

SPECTROMETRIE OPTIQUE

Bibliographie :

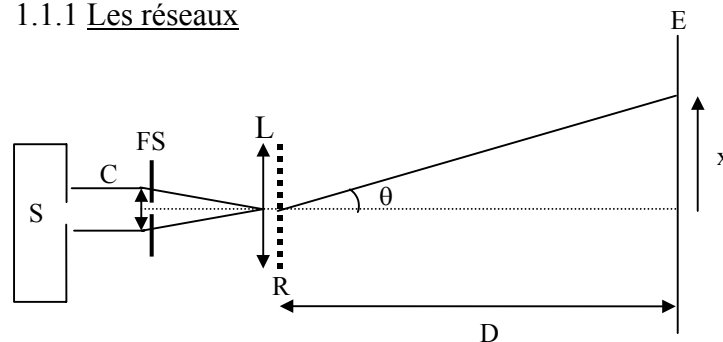
Sextant : p.215 à 257

I SPECTROSCOPES A FENTES

1.1 Etude des systèmes dispersifs

1.1.1 Les réseaux

Montage :



S : source → lampe zinc, cadmium, mercure à l'oral
à Rennes, prendre à défaut une lampe Hg BP

C : condenseur spécial x 6 cm pour Michelson

L : 250 mm

R : 2000 traits/ inch

D : 2 m minimum ou plus

Le montage proposé n'est pas le plus lumineux mais c'est celui qui présente le moins d'aberrations → ouvrir la FS pour montrer le spectre ; refermez là pour faire les mesures.
Une autre solution consiste à mettre la fente source au niveau du point de convergence du condenseur → le spectre est plus lumineux mais les aberrations sont plus fortes.

Théorie :

$$\sin \theta - \sin i = N k \lambda = k \lambda / a$$

avec N : nombre de traits/m
a : distance entre deux traits

$$i = 0 \Rightarrow \sin \theta = k N \lambda$$

Pour les faibles valeurs de θ : $\theta \cong \sin \theta = \frac{x}{D} = N k \lambda$

$$d'où \begin{cases} \text{dispersion angulaire} & D_a = \frac{d\theta}{d\lambda} \cong k N = \text{cte} \\ \text{dispersion linéaire :} & D_\ell = \frac{dx}{d\lambda} \cong k N D = \text{cte} \end{cases}$$

⇒ Un réseau éclairé en incidence normale à une dispersion constante quelle que soit la longueur d'onde tant que θ reste faible.

Remarque :

Respecter cette condition simplifie les mesures sur une autre radiation (cf. § 1.1.2 aussi) mais n'est pas indispensable.

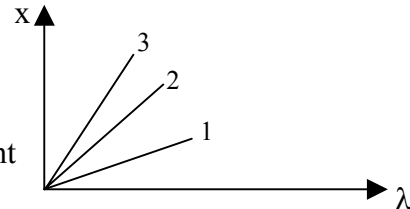
La linéarisation induit une erreur inférieure à 1 % si les angles sont inférieurs à 8 %

Mesures :

Tracez $x = f(\lambda)$ pour le premier ordre ; on a normalement une droite de pente ND.

(2) : droite moyenne → en déduire N_{exp}
comparez à la donnée constructeur

(1), (3) : pente min, pente max → donnent l'encadrement



On peut alors mesurer la longueur d'onde d'une autre radiation (λ_{moy} du Na par exemple) avec ce montage étalonné.

Influence de l'ordre :

Si les angles restent petits, $D_{k=2} = 2.D_{k=1}$

→ Prendre une lampe Hg

BP, mesurez Δx entre la raie verte et la raie jaune dans le premier et le second ordre ; on doit avoir :

$$\frac{\Delta x_{k=2}}{\Delta x_{k=1}} = 2$$

Remarque :

On fait les mesures avec les raies vertes et jaunes car ce sont les longueurs d'ondes les moins dispersées (c'est l'inverse avec le prisme) → θ les plus faibles.

La dispersion augmente avec k , mais la luminosité diminue.

Influence de N :

$N = 4000$ traits/inch

Si on a le temps : tracez $x = f(\lambda)$

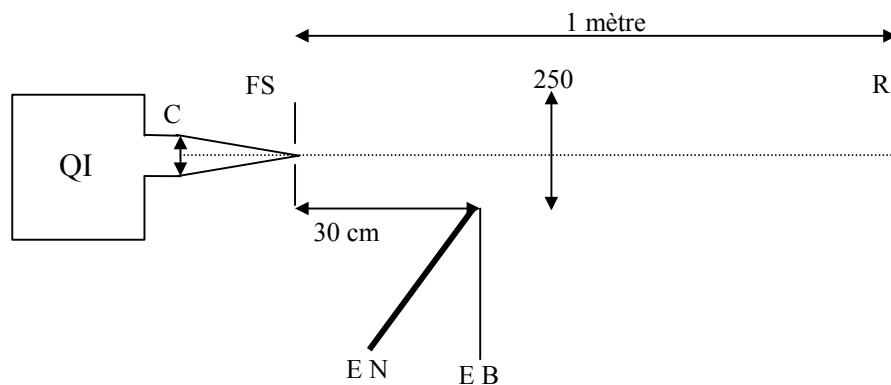
Sinon, mesurez dans l'ordre 1 le Δx entre la raie verte et la raie jaune pour $N = 4000$ et vérifiez la relation :

$$\frac{\Delta x_{N=4000}}{\Delta x_{N=2000}} = 2$$

Cas des réseaux blazés :

Ce sont les réseaux employés dans les spectroscopes modernes. Par rapport aux réseaux classiques, ils présentent l'avantage de concentrer une bonne partie de l'énergie incidente dans un ordre du spectre. Pour plus d'explications, se reporter au Sextant p. 120 - 122).

On peut le constater en observant les différents ordres du spectre donné par un tel réseau. A Rennes, on dispose de deux réseaux blazés en réflexion. Réalisez alors le montage suivant avec le réseau le plus dispersif (respectez les distances proposées) :



C : $\times 6$ cm ; tirage de la lampe au maximum

FS : fente source réglable ; ajustez la position de la lampe pour avoir une **tâche** lumineuse **blanche** tombant sur le réseau.

R : réseau par réflexion ; le mettre $\approx \perp$ à l'axe optique pour commencer

EB : écran blanc plastifié sur cadre en bois

EN : écran noir \rightarrow masque la lumière parasite

Ajustez la position de la lentille et celle du réseau pour former l'image de FS sur le bord de l'écran le plus proche de l'axe optique (remarquez qu'on éclaire pas le réseau avec un faisceau parallèle comme c'est l'habitude afin de simplifier le montage). **Minimisez les aberrations !**

Faire tourner le réseau de façon à faire défiler les différents ordres (observez toujours à l'endroit où vous avez fait l'image de FS). Vous devez observer le passage de 4 ordres dont un est plus intense ; lequel ?

Pour confirmer, remplacez le réseau dans sa position de départ (ordre zéro net) et remplacez la QI par une lampe à vapeur de sodium (allumée depuis au moins 5 minutes) **sans modifier le montage**. Ajustez la position de la lampe de façon à éclairer uniformément le réseau.

Faire tourner de nouveau le réseau ; pour le troisième et le quatrième ordre **retouchez la position de la lentille** pour avoir une image nette. Quel est l'ordre le plus lumineux ?

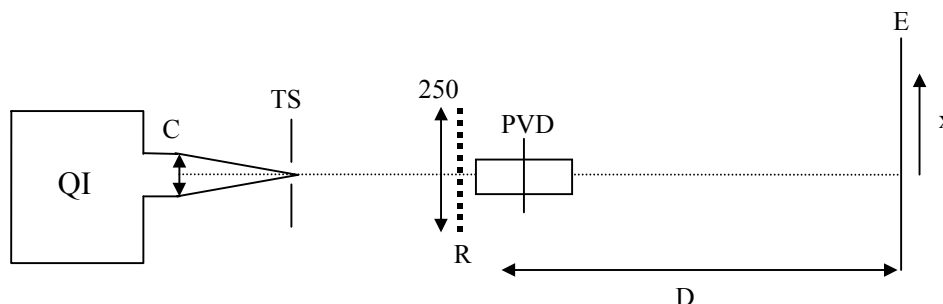
Se placer au troisième ordre et fermez la fente source progressivement ; que constatez-vous ?

Faire aussi cette observation dans le quatrième ordre (autant vous dire qu'avec ce réseau, on sépare assez facilement le doublet jaune du mercure !).

1.1.2 Pour les prismes

On peut tracer la courbe $x = f(\lambda)$ pour un PVD de la même façon qu'au paragraphe 1.1. Une solution plus rapide et spectaculaire (mais qualitative) consiste à mettre à profit la constance de la dispersion d'un réseau (à condition de bien l'employer !) pour produire un axe horizontal linéaire en longueur d'onde.

Montage :

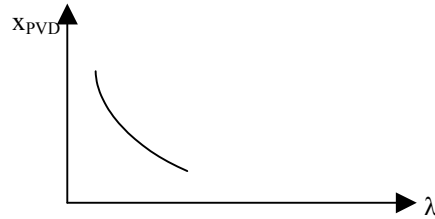


R : 4000 traits/inch avec son axe de déviation horizontal

PVD : axe de déviation vertical

D : l'expérience est d'autant plus spectaculaire que D est grand

Observation :



⇒ dispersion non linéaire pour le prisme

1.2 Pouvoir de résolution

Biblio : Sextant p 217

Manipulations délicates → faire des montages

soignés.

Plusieurs phénomènes peuvent contribuer à limiter le pouvoir de résolution d'un spectroscopie :

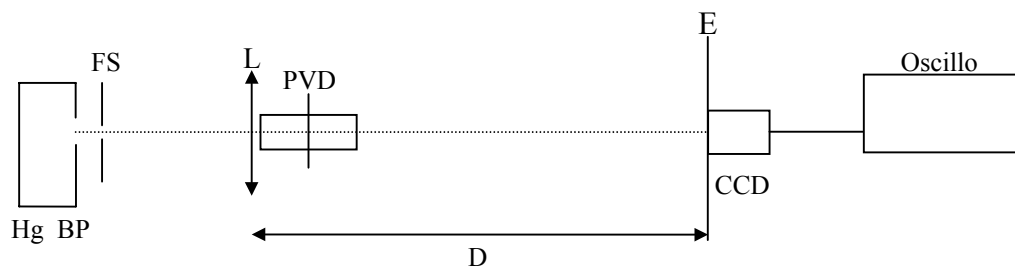
- la largeur des fentes d'entrée et de sortie limite géométriquement le pouvoir de résolution de l'instrument.
- le pouvoir de résolution intrinsèque de l'élément dispersif est limité par la diffraction par l'élément dispersif lui-même. Ce pouvoir de résolution est d'autant plus grand que la partie éclairée de l'élément dispersif est large.
- d'autres facteurs, comme les aberrations des lentilles, peuvent aussi intervenir pour limiter le pouvoir de résolution.

On propose d'étudier la résolution du doublet jaune du mercure. L'étude peut être menée avec le PVD (c'est un système constitué de trois prismes, un en flint intercalé entre deux en crown ; les angles des prismes sont calculés de manière à ce que la déviation d'un rayon lumineux soit nulle pour la raie à 589 nm du sodium) ou avec le réseau.

1.2.1 Influence de la largeur de la fente source

L'observation peut se faire sur écran ou à l'aide d'une caméra CCD. Quelque soit le système dispersif utilisé, l'image de la FS sur l'écran ou la CCD doit être fine et parfaitement nette ⇒ bien centrer tous les éléments du montage pour minimiser la coma (remarquer que la lentille ne travaille pas dans les conditions de Gauss). La manipulation avec le PVD est plus lumineuse ; celle avec le réseau permet des mesures plus rigoureuses → à vous de choisir.

avec le PVD :



FS : fente source réglable étalonnée

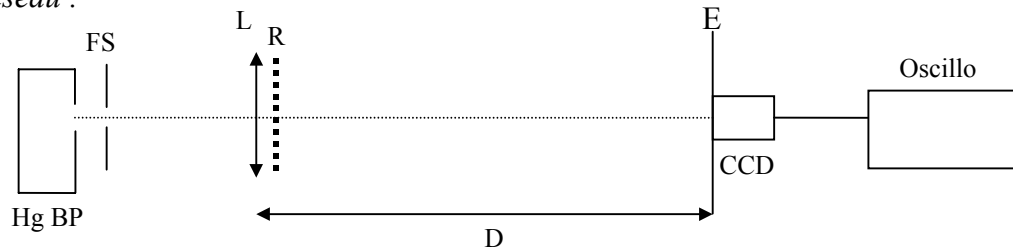
L : 150 ou 250 mm

PVD : prisme à vision directe

D : entre 2 et 4 m

CCD : caméra CCD 220 sur oscilloscope HP 54 603 B

avec un réseau :



Matériel idem ; prendre des distances plus courtes pour D afin d'observer plusieurs ordres sur l'écran.

R : réseau Pierron ≈ 140 traits/mm ou réseau gris 4000 traits/inch (ce dernier est optiquement de meilleure qualité).

Observation sur un écran :

Si la FS est suffisamment fine (et le montage correct !), on constate avec le PVD que le doublet est résolu. Si on utilise les réseaux, on constate qu'il n'est pas résolu dans l'ordre 1. Il l'est en revanche dans l'ordre 2 ou 3.

Inclinez alors fortement l'écran (le mettre \approx parallèle à l'axe optique) et déplacez-le de façon à avoir une image la plus nette possible du doublet jaune (pour le réseau 4000 traits/inch \rightarrow regardez dans le deuxième ordre ; pour le réseau ≈ 140 traits/mm \rightarrow regardez plutôt dans le troisième ordre).

Observez l'influence de la largeur de la fente source. Les mesures quantitatives faites après peuvent aussi être réalisées visuellement si on ne maîtrise pas bien l'utilisation de la caméra CCD (la précision est moins bonne).

Mesures avec la caméra CCD :

Elles peuvent se faire avec un PVD ou un réseau (dans ce dernier cas, faire l'observation dans l'ordre 2 ou 3).

Réglages Oscillo :

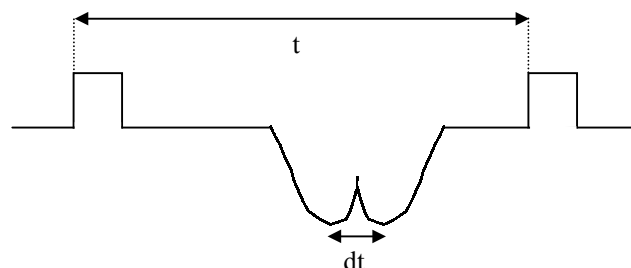
Base de temps $\cong 200 \mu\text{s}/\text{div}$

Calibre $\cong 5 \text{ mV}/\text{div}$ (position AC)

Jouer sur LEVEL pour stabiliser le signal.

Manipulation :

Partir d'une FS suffisamment fermée pour résoudre le doublet jaune. Mesurez t, l'écart entre 2 TOP de synchronisation, et dt, l'écart entre les deux raies jaunes du mercure.



Ouvrir progressivement la FS jusqu'à ne plus résoudre le doublet. Notez alors la longueur ℓ_f de la fente source (vérifier qu'elle indique bien zéro lorsqu'elle est fermée !).

On se propose à partir des mesures précédentes de calculer le pouvoir de résolution du spectroscopie lorsqu'il est à la limite de résolution du doublet et de comparer cette valeur au résultat attendu :

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{578}{2,11} = 274$$

Mesure sur le doublet résolu :

Cette mesure permet de calculer la dispersion angulaire du spectroscopie :

t correspond au temps pour parcourir la totalité de la barrette CCD soit une longueur $\ell = 1024 \times 14 \mu\text{m} = 14,336 \text{ mm}$.

dt correspond au temps pour passer d'une raie du doublet à la suivante. On peut donc en déduire la distance dx entre les deux raies au niveau de la CCD.

$$\left. \begin{array}{l} t \leftrightarrow 14,336 \\ dt \leftrightarrow dx \end{array} \right\} \Rightarrow dx = \frac{14,336 \cdot dt}{t}$$

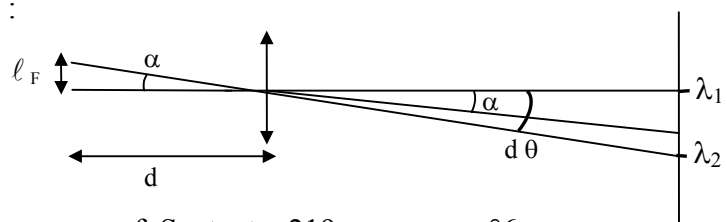
On peut alors mesurer la dispersion angulaire du spectroscopie : $D_a = \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{dx}{D d\lambda}$

Mesure en limite de résolution :

Elle permet de calculer la largeur angulaire de la FS en limite de résolution :

$$\alpha = \frac{\ell_F}{d}$$

Pour résoudre expérimentalement le doublet, cette largeur angulaire doit être inférieure à l'écart angulaire $d\theta$ entre les deux raies :



A la limite de résolution : $\alpha = d\theta$

cf. Sextant p 219 remarque n°6

or $\left. \begin{array}{l} R = \frac{\lambda}{d\lambda} \\ D_a = \frac{d\theta}{d\lambda} \end{array} \right\} \Rightarrow R = \frac{\lambda}{d\theta} D_a = \frac{\lambda}{\alpha} D_a$ à la limite de résolution

Voici à titre indicatif une série de mesure :

$$\left. \begin{array}{l} t = 5,2 \cdot 10^{-3} \text{ s} \\ dt = 520 \mu\text{s} \end{array} \right\} \Rightarrow dx = 1,43 \text{ mm} \Rightarrow D_a = \frac{1,43 \cdot 10^{-3}}{0,95 \times 2,11} = 7,14 \cdot 10^{-4} \text{ rad/nm}$$

$$\left. \begin{array}{l} \ell_F = 0,31 \text{ mm} \\ d = 0,18 \text{ m} \end{array} \right\} \Rightarrow \alpha = 1,72 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$$

$$\text{d'où } R_{\text{exp}} = \frac{\lambda}{\alpha} D_a = \frac{578}{1,72 \cdot 10^{-3}} \times 7,14 \cdot 10^{-4}$$

$$R_{\text{exp}} = 240$$

L'écart avec la valeur attendue est en général assez important.

Explication :

En toute rigueur, α est mesurée par rapport à la lentille et $d\theta$ par rapport au système dispersif \rightarrow pour pouvoir écrire $\alpha = d\theta$, il faut que la lentille et le système dispersif soient au même niveau (c'est avec les PVD que cette erreur est la plus importante). On pourrait augmenter D pour minimiser cette erreur mais la CCD n'est plus assez sensible.

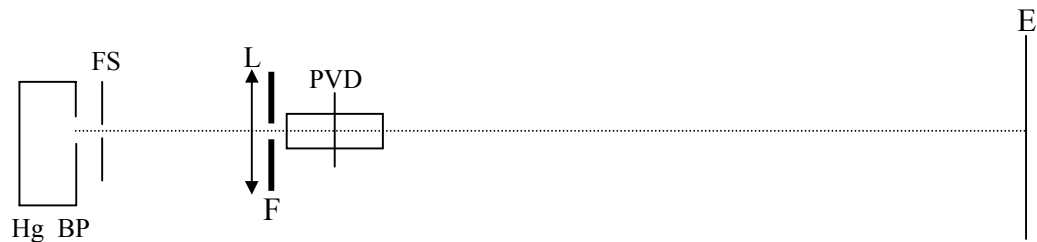
De plus, la recherche de la limite de résolution n'est pas très précise ; c'est sans doute ce qui induit le plus d'incertitudes (les aberrations sont aussi un facteur limitant).

1.2.2 Influence de la surface éclairée

Biblio : Sextant p 219

La manipulation étant peu lumineuse, on conseille plutôt de réaliser cette expérience avec le PVD.

Montage :



FS : ajustez sa finesse de façon à ce que le doublet jaune soit résolu **mais pas trop** pour que la luminosité reste suffisante. La réussite de l'expérience dépend en grande partie de ce réglage si le montage optique est correct.

F : fente réglable contre la face d'entrée du prisme (parallèle à FS) ; la fixer sur un pied latéral.

Fermez progressivement la fente et observez l'élargissement des raies par diffraction jusqu'à ne plus résoudre le doublet jaune.

On peut essayer de condenser plus de lumière dans le PVD avec le condenseur spécial pour Michelson (prendre alors une lentille de 150 mm) ou faire une observation à la caméra CCD (prendre alors une lentille de 250 mm et placer la caméra à environ 1 m).

Remarque :

On pourrait faire une exploitation quantitative de l'expérience (cf. Sextant p. 219) ; cependant c'est plus souvent la largeur des fentes du spectroscopie qui limite son pouvoir de résolution que la diffraction \rightarrow si on ne fait qu'une mesure quantitative, faire celle sur la largeur de fente (cf. remarque du Jury).

1.2.4 Autre manipulation possible

L'influence de la largeur des fentes utilisées sur le pouvoir de résolution peut être aussi menée directement sur le monochromateur. Se reporter au Sextant § V.1.4.3. La manip demande à être testée.

II SPECTROSCOPIE INTERFERENTIELLE

Pour une introduction à ce type d'interférométrie, consulter le Sextant p. 229 et suivantes (très bien fait). Pour le réglage des interféromètres, se reporter au montage M 08 bis.

2.1 Interféromètre de Michelson (à deux ondes)

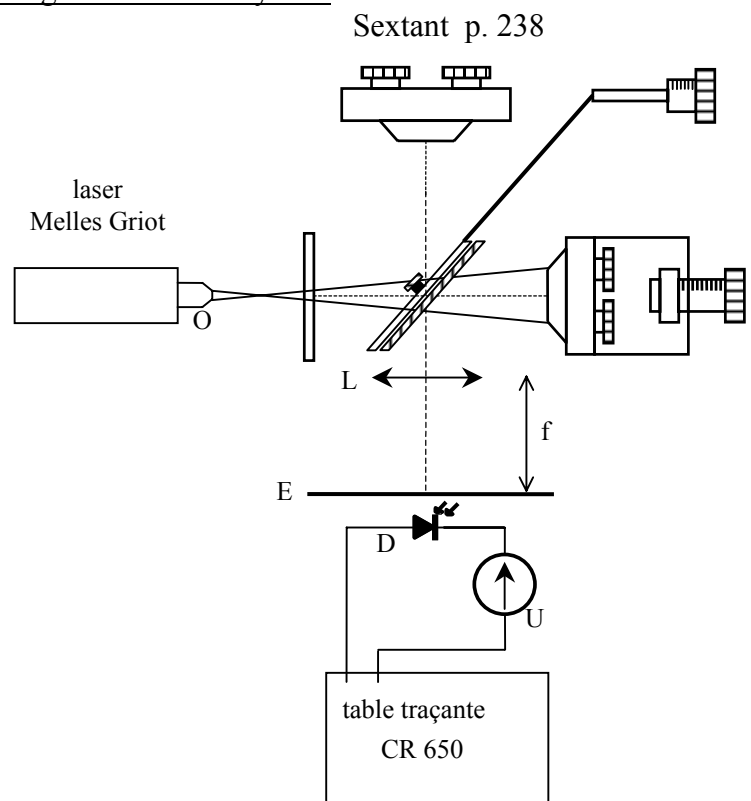
2.1.1 Mesure d'une longueur d'onde moyenne

Montage :

Réglez le Michelson en anneaux (cf. M 08 bis).

Ajustez la position du laser en horizontal et en vertical pour avoir sur l'écran le centre des anneaux au centre de l'image.

Placez la photodiode au centre du système d'anneaux devant l'écran. Accolez un petit trou $\varnothing = 1$ mm devant la photodiode ; la polariser en inverse avec une tension de 15 V, le photocourant créé étant converti en tension via l'impédance d'entrée de la table traçante.



Manipulation :

Une fois les réglages effectués, enregistrez l'interférogramme en faisant défiler les anneaux à l'aide du moteur accolé au Michelson :

$$V_{\text{table traçante}} = 4 \text{ mm/seconde}$$

L'interférogramme obtenu est périodique (aucune atténuation n'est visible sur le papier, signe d'une bonne cohérence temporelle). Comptez le nombre de périodes enregistrées (en compter un nombre suffisant pour avoir une bonne précision) ; en déduire la longueur d'onde du Laser.

Remarques :

Il se peut que la mesure diffère sensiblement de la valeur attendue. L'expérience montre que la vitesse de défilement de la table traçante diffère légèrement de celle annoncée

→ **mesurez là expérimentalement avec un chronomètre pendant l'enregistrement !**

Si le résultat est encore entaché d'erreur, à quoi cela peut-il être du ?

Il serait tentant de procéder à un comptage électronique des périodes. Si on envoie le signal provenant du détecteur sur un compteur, on obtient un comptage trop élevé dû à des modulations parasites de l'intensité lumineuse. Celles-ci proviennent de la modulation à 100 Hz de la luminance de la source, des vibrations de l'interféromètre lors du déplacement du miroir, etc... Il faut donc une électronique capable de traiter finement l'information. L'enregistrement est la seule méthode vraiment fiable dans le cadre des montages.

Remarque bis :

La plupart des interféromètres modernes donnent le spectre en fréquence de la source en calculant la transformée de Fourier inverse de la partie modulée de l'interférogramme $I(\delta)$ (cf. montage M 08 bis, § 2.1.1). Dans ce cas, la résolution dépend de la longueur du chariotage. En effet, comme on n'enregistre l'interférogramme que sur un domaine fini de différence de marche $[-\delta_{\max} ; +\delta_{\max}]$, le résultat obtenu est le produit de l'interférogramme vrai par une fonction rectangle \rightarrow la TF de cet interférogramme réel correspond donc à la convolution du spectre vrai par un sinus cardinal $\text{sinc}(2\pi \cdot \sigma \cdot \delta_{\max}) \Rightarrow$ chaque détail du spectre obtenu par TF se retrouve donc élargi d'une même quantité σ de l'ordre de $1/\delta_{\max}$. Le pouvoir de résolution du spectre obtenu par cette méthode sera par conséquent d'autant plus précis qu'on comptera un nombre de franges élevé. Il faut alors disposer d'un déplacement mécanique d'une qualité bien supérieure à celui des interféromètres d'enseignement.

Il faut remarquer que dans le cas de la manipulation proposée, la détermination de la longueur d'onde ne se fait pas par TF mais par une exploitation directe de l'interférogramme \rightarrow on peut l'estimer avec une meilleure précision que par la TF.

2.1.2 Spectre du Sodium : étude d'un doublet

biblio : Sextant p. 239

Cette source est principalement constituée d'une raie jaune ($\lambda = 589,3 \text{ nm}$) qui est en fait un doublet de raies fines distantes de $\Delta\lambda = 0,6 \text{ nm}$.

Manipulation :

Se reporter au montage M 08 bis, § 2.1.1 et 2.1.2.

Repérez plusieurs anticoincidences ; en déduire le $\Delta\lambda$.

La largeur de ces raies module également le contraste des franges lorsque l'on chariote (cf. Sextant p. 235) ce qui fait qu'au-delà d'un chariotage total d'environ 7 mm autour du contact optique, on n'observe plus de franges.

Remarque :

Ce paragraphe est important car il montre l'intérêt fondamental des spectroscopes interférentiels concernant l'étude des détails fins d'un spectre. En effet, plus les détails sont fins, plus il devient difficile de les séparer avec un spectroscopie à fente. Ainsi, s'il est relativement facile de séparer le doublet du mercure avec des systèmes dispersifs courants, il n'en est pas de même pour le doublet du Sodium (on y arrive encore avec des réseaux performants \rightarrow cf. l'étude des réseaux blazés).

C'est le contraire dans le cas des spectroscopes interférentiels ; plus les longueurs d'onde sont proches, plus le phénomène d'anticoincidence observé va être espacé. Cet intérêt est encore plus évident dans le paragraphe suivant (même si on se contente d'une mesure grossière ici).

2.1.3 Evaluation d'une largeur de raie

biblio : Sextant p. 240

Manipulation :

Se reporter au montage M 08 bis; § 2.1.3.

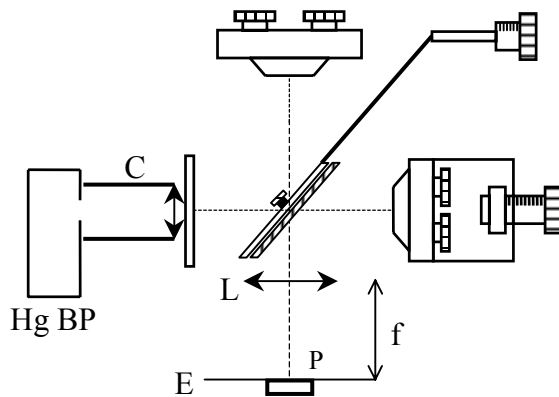
2.1.4 Spectroscopie par transformée de Fourier

Belle manipulation mais

délicate à monter → réservée aux ambitieux !

Pour le principe de la spectroscopie par TF, se reporter au montage M 08 bis § 2.1 ou au Sextant p. 232.

Montage :



P : photodétecteur relié à synchronie
→ photodiode polarisée en inverse ou
PM avec résistance de mesure

Manipulation :

Acquérir sur synchronie l'interférogramme de la lampe Hg BP en déplaçant le miroir mobile à l'aide du moteur fixé sur l'interféromètre et réaliser sa FFT pour obtenir les fréquences de défilement des différentes longueurs d'onde.

Remarque :

Le choix de la fréquence d'échantillonnage est crucial pour obtenir un interférogramme non perturbé par une modulation parasite de la source ; s'adresser au professeur pour plus d'explication et se reporter au montage M 25, § 2.1.2 et 2.2.3.

Exploitation :

Les longueurs d'onde sont temporellement incohérentes entre elles → chacune d'entre elle donne un système d'interférence qui passe par un maximum lorsque $2.e = \lambda$. Si v est la vitesse de défilement du moteur, le phénomène se reproduira avec une certaine périodicité.

Le Michelson de Rennes ayant une vitesse de défilement de 0,05 mm/min, les fréquences correspondant aux différentes longueurs d'ondes seront données par la relation

suivante :
$$f = \frac{10^{-4}}{60\lambda}$$

2.2 Interféromètre de Fabry-Pérot

Pour une introduction à cet interféromètre, consulter le Sextant p. 243 et suivantes (très bien fait). Pour le réglage du parallélisme du Fabry-Pérot → cf. M 08 bis, § 3.2 .

La principale différence avec l'interféromètre de Michelson est sa finesse F , définie comme le rapport de la période de la fonction d'Airy à la largeur à mi-hauteur des pics. Dès que cette finesse dépasse quelques unités, elle est sensiblement égale à :

$$F = \pi \frac{\sqrt{R}}{(1-R)}$$

Le coefficient de réflexion en intensité R étant forcément ≤ 1 , l'étude de cette fonction montre que la finesse sera d'autant plus importante que R sera grand. Les Fabry-Pérot d'enseignement ont en général une finesse de l'ordre de 10 alors que celle d'un Michelson utilisé en anneaux est de l'ordre de 2 (les anneaux brillants et sombres étant \approx de même largeur).

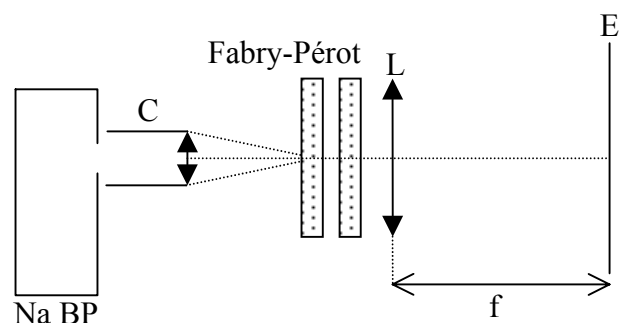
On propose dans un premier temps d'observer une conséquence de cette meilleure finesse en observant des anneaux d'égale inclinaison avec une lampe à vapeur de sodium ; on mesurera dans un deuxième temps le coefficient de réflexion de l'interféromètre pour en déduire le coefficient de finesse à l'aide de la formule approchée.

2.2.1 Observation directe du doublet du sodium

Manipulation :

Réglez l'interféromètre avec une épaisseur faible entre les miroirs pour que la largeur des anneaux brillants soit due à la finesse de l'instrument (pour plus d'explication sur ce point, se reporter au Sextant p. 255). En effet, au-delà de 1 mm, le contraste est très faible et il est impossible de projeter les anneaux).

C : condenseur spécial $\times 6$ cm dans tube métal
 Fabry-Pérot : épaisseur d'environ 1 mm
 L : lentille Leybold 50 cm ou lentille de focale 1 m
 E : écran à placer **au foyer de la lentille**



L'expérience étant peu lumineuse, minimisez les lumières parasites à l'aide de chiffons noirs.

Observez les deux systèmes d'anneaux ; comparez cette figure à celle obtenue avec l'interféromètre de Michelson.

2.2.2 Mesure de la finesse théorique

Pour calculer F , il faut mesurer le coefficient de réflexion R des faces traitées.

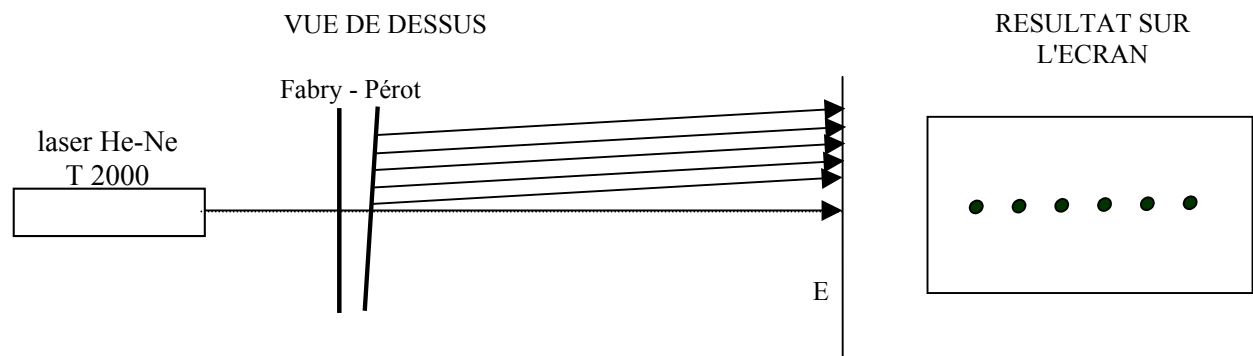
Manipulation :

Sextant p. 246

Réalisez préalablement un réglage grossier du parallélisme des lames du P.F. en envoyant un faisceau laser He-Ne normalement aux lames : la principale tache de réflexion doit revenir sur le laser. Sur un écran éloigné de plus de 1 m, on observe plusieurs taches transmises. Agir sur les molettes de réglage grossier pour les amener en coïncidence. Les

deux faces réfléchissantes sont alors sensiblement parallèles entre elles et perpendiculaires au faisceau laser.

Pour observer chacune des réflexions isolément, il faut ensuite les séparer spatialement. On dérègle donc légèrement l'appareil, ce qui fait apparaître sur l'écran une série de taches alignées et équidistantes. Il y a alors décalage angulaire des différents rayons, chaque aller-retour dans la cavité provoquant un décalage angulaire supplémentaire de 2α . En agissant sur les molettes de réglage grossier, faire en sorte que les taches soient alignées sur un axe horizontal et séparées par un intervalle de l'ordre du centimètre. L'angle α est alors de l'ordre de quelques dixièmes de degré (l'incidence reste donc sensiblement normale pour les premières réflexions et l'exploitation des résultats permet donc d'évaluer correctement le coefficient de réflexion R en incidence normale).



Numérotez les taches à partir de 1 pour la plus lumineuse. Mesurez le flux ϕ_i correspondant à chacune d'elles à l'aide d'une photodiode polarisée en inverse (on peut la placer sur un pied translatable suivant l'axe perpendiculaire à l'axe optique). Sa surface sensible doit être assez petite pour ne recevoir qu'une tache à la fois et assez grande pour la recouvrir entièrement ; si ce n'est pas le cas, ajustez l'angle α ou la distance entre l'interféromètre et la photodiode.

Exploitation :

Soit V_i la tension aux bornes de la résistance de mesure correspondant à la tache n° $N \rightarrow$ tracez $\ln(V_N) = f(N)$; vous devez obtenir une droite.

La pente de cette droite vaut $2\ln R \rightarrow$ en déduire la valeur du coefficient de réflexion en énergie R .

Calculez la finesse théorique

$$\mathfrak{F}_{\text{théorique}} = \frac{\pi\sqrt{R}}{(1-R)}$$

Explication :

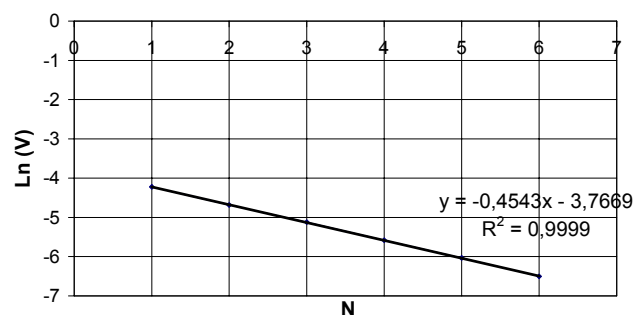
Soient A_0 l'amplitude de l'onde incidente et A_i celle du $i^{\text{ème}}$ faisceau transmis ; on a alors les relations suivantes :

$$A_1 = A_0 \times t_{12} \times t_{21}$$

$$A_2 = A_0 \times t_{12} \times t_{21} \times r_{12} \times r_{21} \times e^{j\varphi} = A_1 R e^{j\varphi}$$

$$A_i = A_1 R^{(i-1)} e^{j(i-1)\varphi}$$

logarithme du signal de la photodiode en fonction du numéro du faisceau transmis



\Rightarrow l'intensité transmise du $i^{\text{ème}}$

faisceau vaut par conséquent $I = A_i \times A_i^* = R^{2(i-1)} I_1$; on a donc bien une pente de $2\ln R$ pour la courbe tracée .

Le tracé de la courbe $\ln(V_i) = f(i)$ permet d'obtenir la valeur du coefficient de réflexion R ; on peut en déduire la valeur théorique de la finesse à l'aide de l'expression approchée donnée en introduction. Elle est à comparer à celle du Michelson (cf. Sextant p244 fig V.18 ou p. 250).

Remarque :

Il serait intéressant de comparer cette valeur obtenue par le calcul à une mesure expérimentale ; il faudrait pour cela disposer d'un Fabry-Pérot translatable pour tracer la fonction d'Airy avec un photodétecteur au centre du système d'anneaux \rightarrow pas possible à Rennes mais faisable à l'oral.

Le Sextant propose une méthode alternative (cf. p. 249) se basant sur des formules approchées mais la manipulation est longue et délicate \rightarrow on la déconseille en pratique.

Une autre possibilité pour faire varier l'épaisseur optique de l'interféromètre consiste à le placer dans une cloche à vide. En modifiant la pression, on modifie l'indice du milieu ; le principal problème est de relier la variation d'indice à la modification de pression !