

MP n°10 : SPECTROMETRIE OPTIQUE

Kevin NUCKHIR

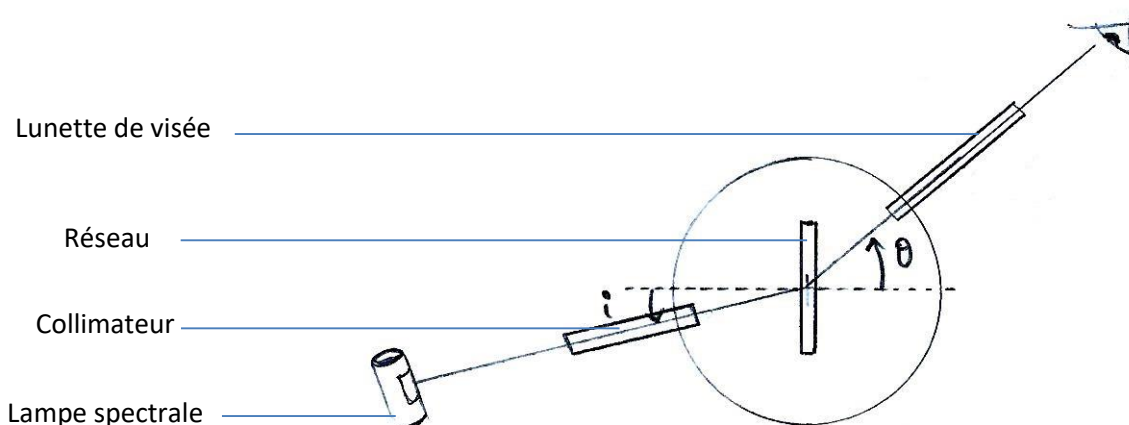
31/03/2017

INTRODUCTION

L'objet de la spectroscopie ou de la spectrométrie est de s'intéresser à la mesure de longueurs d'onde lumineuses. Une des applications à cette technique est par exemple la détermination de la composition chimique d'une étoile par la seule étude de son spectre lumineux. Dans ce montage, nous nous intéresserons à une méthode de mesure de longueur d'onde ainsi qu'à la détermination du pouvoir de résolution de certains appareils. En effet, ce pouvoir de résolution, qui dépend de plusieurs paramètres que nous mettrons en évidence, détermine la capacité d'un appareil à séparer deux longueurs d'onde très proches, sa capacité à pouvoir résoudre le doublet du sodium par exemple.

I - MESURE DE LONGUEURS D'ONDE - UTILISATION D'UN GONIOMETRE

Expliquer oralement le principe d'utilisation d'un goniomètre et montrer éventuellement sa méthode de réglage :



- Réglage de la lunette de visée : activer la lame semi réfléchissante de manière à illuminer le réticule objet. Faire une image nette du réticule par l'oculaire.
- Régler la lunette de visée de manière afocale : placer un miroir plan sur le plateau de manière à renvoyer sur elle-même la lumière émise par la lunette, jouer sur l'objectif de manière à distinguer nettement l'image du réticule : méthode par auto-collimation.
- Réglage de l'horizontalité du plateau : faire en sorte que l'image du réticule se superpose au réticule lui-même en jouant sur l'horizontalité du plateau sur lequel est posé le miroir.
- Réglage du collimateur : désactiver la lame semi-réfléchissante et observer la fente source éclairée. Choisir une largeur de fente adaptée pour avoir suffisamment de luminosité. Régler la lentille du collimateur afin d'observer la fente nette à travers la lunette de visée réglée de manière afocale. Ainsi, la fente se trouve dans le plan focal objet de la lentille du collimateur et en fait une image à l'infini que l'on recueille par notre lunette afocale.

- Réglage de l'incidence normale du réseau : le plateau est vide, puis viser à l'aide de la lunette la fente source. Fixer la lunette de visée à l'aide de la vis prévue à cet effet. Placer alors le réseau sur le plateau horizontal en incidence à peu près normale. Activer la lame semi réfléchissante. On cherche à observer l'image du réticule par réflexion sur le réseau. Pour ce faire, pivoter légèrement le réseau jusqu'à voir le cercle lumineux de la lunette ou mieux encore l'image du réticule se superposant à ce dernier. Cela fait, fixer le plateau tournant et ne plus jamais y toucher : le réseau est alors réglé en incidence normale ; on peut libérer la rotation de la lunette pour faire l'observation des différentes raies

Étalonnage avec la lampe mercure-cadmium

Formule fondamentale des réseaux :

$$a (\sin \theta - \sin i) = p\lambda$$

En incidence normale : $\sin i = 0$

$$\lambda = \frac{a}{p} \sin \theta = f(\theta)$$

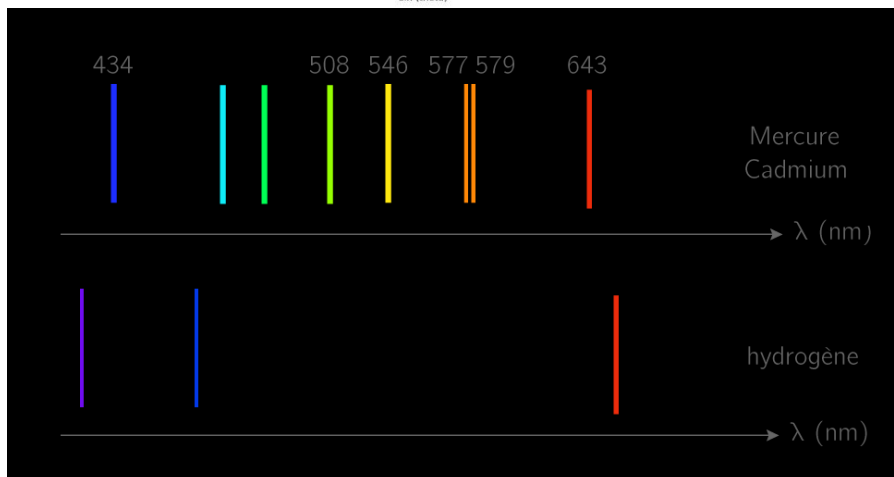
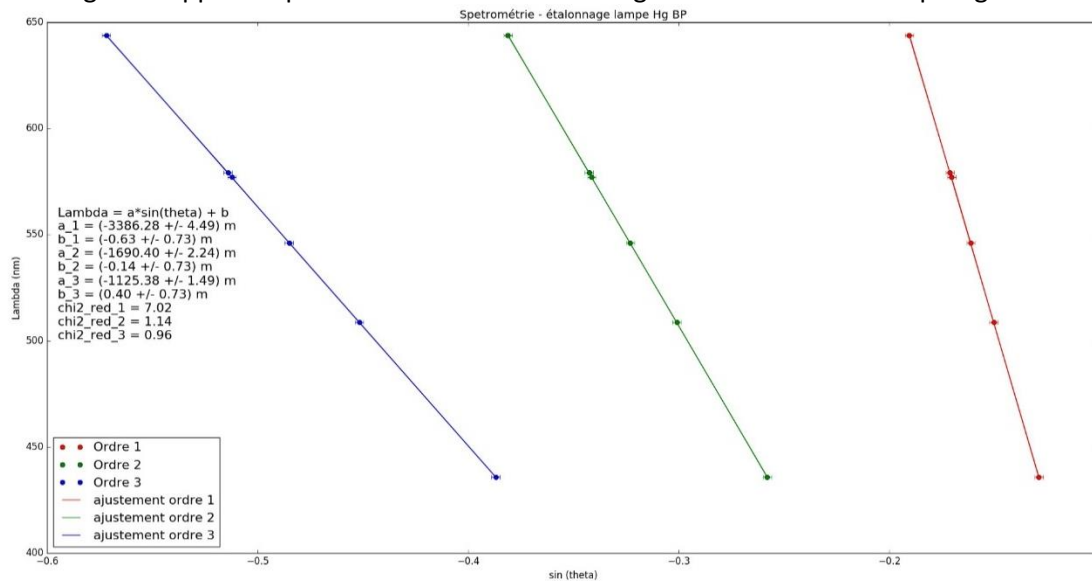
$a \equiv$ pas du réseau

$p \equiv$ ordre d'interférence

$\theta \equiv$ angle d'observation

$\lambda \equiv$ longueur d'onde

On peut choisir de tracer λ en fonction de $\sin \theta$ afin de pouvoir réaliser une droite d'étalonnage en supposant parfaitement connues les longueurs d'onde de la lampe Hg-Cd:



Les calculs réalisés pour déterminer les longueurs d'onde de l'hydrogène sont effectués à l'ordre 3 pour plus de précision. On compare ces résultats avec la formule de Rydberg pour l'atome d'hydrogène :

$$\lambda_{théorique} = \frac{1}{R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)}$$

On trouve :

Transition	λ théorique (nm)	λ calculé (nm)
5 \rightarrow 2	433,94	434 \pm 7
4 \rightarrow 2	486,01	486 \pm 7
3 \rightarrow 2	656,11	656 \pm 7

Incertitudes

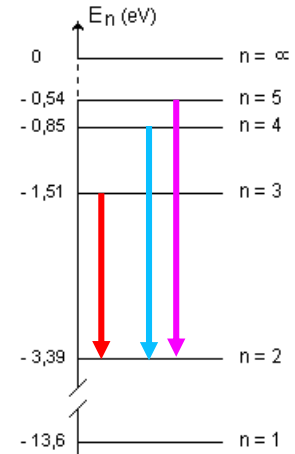
$$\Delta\theta = 1' = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ$$

$$\frac{d(\sin \theta)}{d\theta} = \cos \theta$$

$$d(\sin \theta) = \cos \theta d\theta$$

$$\Delta(\sin \theta) = \cos \theta \Delta\theta \approx \Delta\theta$$

$$\Delta\lambda = \lambda \sqrt{\left(\frac{\Delta(a/p)}{a/p} \right)^2 + \left(\frac{\Delta(\sin \theta)}{\sin \theta} \right)^2} \approx \lambda \Delta\theta \approx 7 \text{ nm}$$

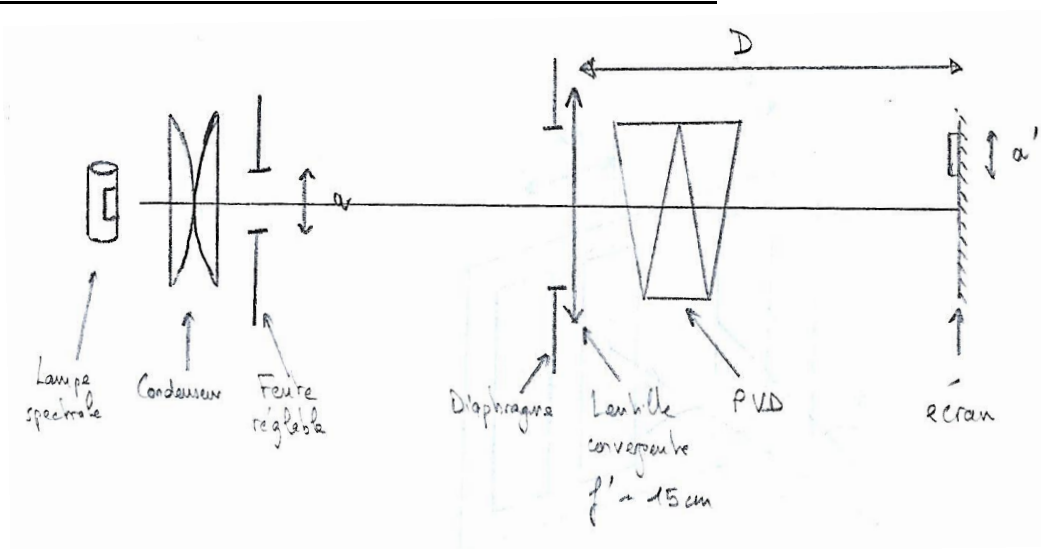


Remarque : la précision de la mesure est limitée par 2 paramètres : la largeur de la fente source ainsi que la largeur éclairée du dispositif dispersif.

Plus la fente est fine, plus le pointage d'une raie est précis, mais on a moins d'intensité lumineuse. En outre, plus la fente est fine, moins la largeur éclairée du réseau est grande et donc plus les effets de diffraction par le réseau sont importants. La diffraction par le réseau aura tendance à élargir les raies et donc à diminuer la qualité de la mesure.

Ici, ce sont ces deux phénomènes qui sont en compétition. Toutefois, en pratique, c'est véritablement l'intensité lumineuse qui limite la possibilité de faire la mesure ou non, le pouvoir de résolution de l'appareil est totalement régi par la fente source, la largeur éclairée du réseau et donc la diffraction qu'il engendre est ici négligeable.

II - LIMITATION DU POUVOIR DE RESOLUTION : CAS DU PVD



On étudie l'influence de la largeur de la fente source sur le pouvoir de résolution.

$$\tan(d\theta) \approx d\theta \approx \frac{dx}{D}$$

$$\tan(\alpha) \approx \alpha \approx \frac{a'}{D}$$

$$D = (2,000 \pm 0,005) \text{ m}$$

$$dx = (1,85 \pm 0,20) \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (\text{camera CCD})$$

$$a'_{lim} = (2,80 \pm 0,20) \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad (\text{à la limite de résolution, caméra CCD})$$

$$d\lambda = 2,1 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

Il vient ainsi :

$$\alpha_{lim} = \frac{a'_{lim}}{D} = \frac{(2,80 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}}{2,000 \pm 0,005} = (1,40 \pm 0,10) \cdot 10^{-3} \text{ rad}$$

$$d\theta = \frac{dx}{D} = \frac{(1,85 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}}{2,000 \pm 0,005} = (0,92 \pm 0,10) \cdot 10^{-3} \text{ rad}$$

Largeur angulaire

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{(0,92 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}}{2,1 \cdot 10^{-9}} = (4,38 \pm 0,95) \cdot 10^5 \text{ rad}$$

Il est impossible de résoudre un intervalle spectral $\Delta\lambda$ si $\alpha > d\theta$

$$\Delta\lambda = d\lambda \frac{\alpha}{d\theta}$$

On définit ainsi le pouvoir de résolution :

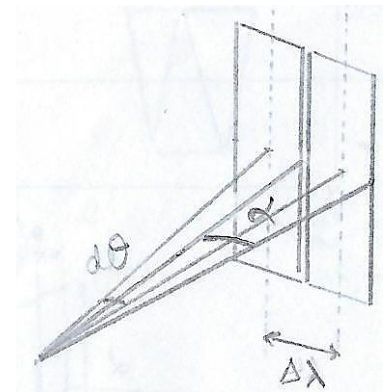
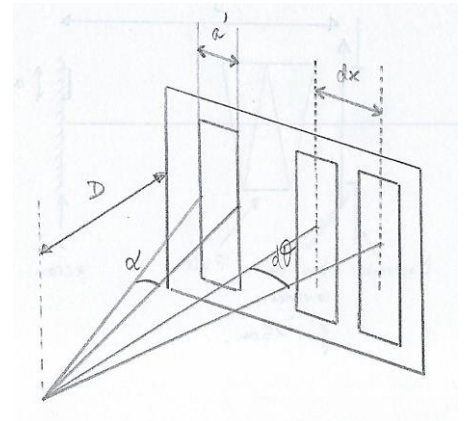
$$R = \frac{\lambda_{moy}}{\Delta\lambda} = \frac{\lambda_{moy}}{\alpha_{lim}} \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{578 \cdot 10^{-9}}{1,40 \cdot 10^{-3}} 4,38 \cdot 10^5 = 181$$

$$U(R) = R \sqrt{\left(\frac{U(\lambda_{moy})}{\lambda_{moy}}\right)^2 + \left(\frac{U(\alpha)}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{U\left(\frac{d\theta}{d\lambda}\right)}{\frac{d\theta}{d\lambda}}\right)^2} = 181 \sqrt{0 + \left(\frac{0,1}{1,4}\right)^2 + \left(\frac{0,95}{4,38}\right)^2} = 41$$

D'où finalement : $R = (181 \pm 41)$

Ici, le pouvoir de résolution est déterminé par la largeur a de la fente source. Si a augmente, alors les raies s'élargissent et se recouvrent.

Remarque : une autre manipulation peut être menée en ajoutant une autre fente de largeur b réglable à l'entrée du PVD et en contrôlant la surface éclairée du PVD, on peut ainsi s'apercevoir que si b diminue, pour a constant, le faisceau de lumière est diffracté de façon non négligeable et entraîne un recouvrement des raies. Le pouvoir de résolution est alors régi par la fente de largeur b .



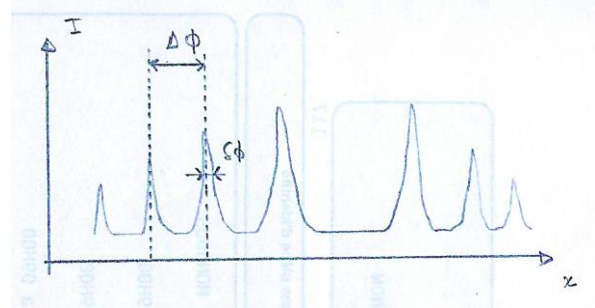
III - UTILISATION D'UN INTERFEROMETRE DE FABRY-PEROT

1) Détermination de la finesse de l'interféromètre

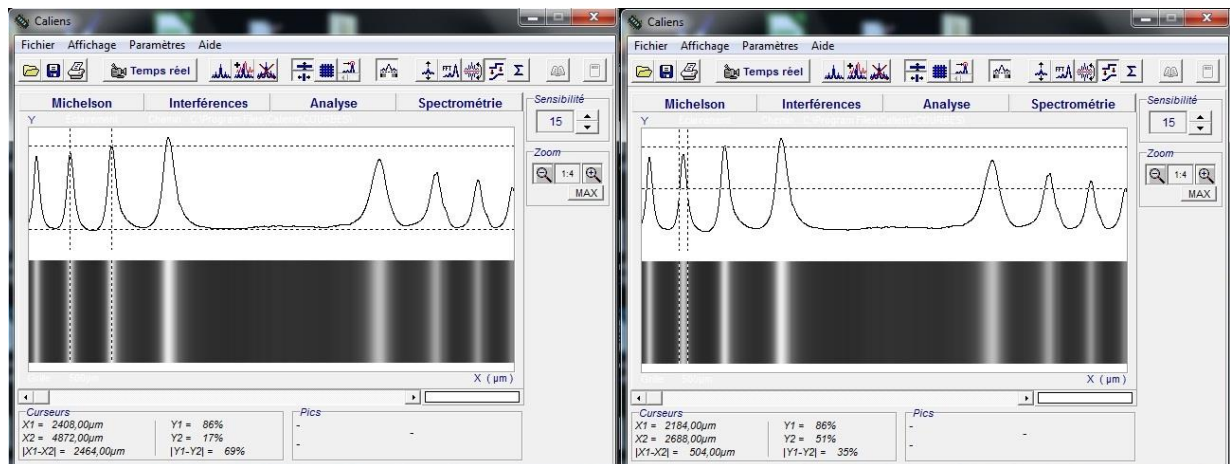
La finesse est intrinsèque à l'appareil lui-même et dépend principalement du coefficient de réflexion des miroirs qui constituent l'interféromètre. On définit la finesse par :

$$F = \frac{\Delta\phi}{\delta\phi} = \frac{\Delta x}{\delta x}$$

Expliquer la méthode de réglage de l'interféromètre. Vérifier que la figure d'interférence ne bouge plus en utilisant le réglage fin et en déplaçant l'œil de haut en bas, de droite à gauche.



Recueillir l'image sur une caméra CCD pour l'exploitation.



On trouve pour l'interféromètre du laboratoire :

$$\Delta x = (2464 \pm 10) \mu\text{m}$$

$$\delta x = (504 \pm 10) \mu\text{m}$$

$$F = \frac{\Delta x}{\delta x} = \frac{2464}{504} = (4,9 \pm 0,1)$$

Il s'agit ici d'une bonne mesure, une finesse de 5 est difficilement atteignable pour des FP de laboratoire universitaires au vu de la qualité des interféromètres. Il faut toutefois savoir que des finesses de l'ordre de 10 000 peuvent être atteintes dans des laboratoires spécialisés où les miroirs sont des coefficients de réflexion de 0,99999...

A titre de comparaison, avec un interféromètre de Michelson, où il s'agit de l'observation d'une figure d'interférence à 2 ondes (en non à N ondes), on a un profil de l'intensité des anneaux de la forme : $I = 2 I_0 (1 + \cos(\Delta\phi))$. L'allure des pics, si elle était observée, serait une sinusoïde, ce qui engendre nécessairement une finesse de 2.

2) Détermination de l'écart du doublet du sodiumA la 1^e coïncidence

$$p_1 \lambda_1 = (p_1+1) \lambda_2$$

$$p_1 \approx 2 n e_1 \cos i / \lambda_{moy} \quad (1)$$

A la 2^e coïncidence

$$P_2 \lambda_1 = (p_2+2) \lambda_2$$

$$P_2 \approx 2 n e_2 \cos i / \lambda_{moy} \quad (2)$$

$$p_2 - p_1 = 2 n (e_2 - e_1) \cos i / \lambda_{moy} \approx 2 \Delta e / \lambda_{moy}$$

(2)-(1) :

$$(p_2 - p_1) \lambda_1 = (p_2 - p_1 + 1) \lambda_2$$

$$(p_2 - p_1) (\lambda_1 - \lambda_2) = \lambda_2 \approx \lambda_{moy}$$

$$(2 \Delta e / \lambda_{moy}) \cdot \Delta \lambda = \lambda_{moy}$$

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_{moy}^2}{2 \Delta e}$$

On détermine expérimentalement : $\Delta e = (30 \pm 3) \cdot 10^{-5} \text{ m}$

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda_{moy}^2}{2 \Delta e} = \frac{(578 \cdot 10^{-9})^2}{2 \cdot 30 \cdot 10^{-5}} = (0,56 \pm 0,06) \text{ nm}$$

Bibliographie*Expériences d'optique - Agrégation de sciences physiques - R. Duffait (Bréal)**Optique expérimentale - Sextant (Hermann)*