

<b>EXPERIENCES D'OPTIQUE</b>
------------------------------

**Partie A. OPTIQUE GEOMETRIQUE****1 Introduction**

Ne pas se limiter à un catalogue des aberrations en optique. Il convient donc de prendre garde à ne pas passer trop de temps sur les aberrations des lentilles minces. Comme instrument d'optique, il est bon d'utiliser un instrument modèle comme la lunette astronomique sur banc d'optique, mais aussi de vrais instruments d'optique comme par exemple un objectif photographique commercial.

*Rapport de Jury 2015 : Montage 7 : Instruments d'optique. Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. L'étude des limitations et de défauts des instruments présentés est attendue. Les candidats doivent comprendre quelles sont les conditions pour que la mesure du grossissement puisse se ramener à la mesure d'un grandissement lorsqu'ils présentent des dispositifs afocaux. Enfin, dans certains cas, les candidats peuvent envisager l'utilisation de lunette de visée afin d'améliorer leurs mesures.*

*Rapport de Jury 2013 : Montage 6 : Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. L'étude des limitations et de défauts des instruments présentés est attendue. De bons exposés ont été observés sur ce sujet.*

*Rapport de Jury 2012 : les conditions de stigmatisme (approché ou rigoureux), les conditions de Gauss, les aberrations géométriques et les aberrations chromatiques ... doivent être connues. Les manipulations proposées doivent illustrer réellement le fonctionnement de l'instrument choisi.*

*Rapport de Jury 2010 : 6 Instruments d'optique Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. Il n'est pas suffisant d'appliquer aveuglément un protocole trouvé dans un livre. L'intitulé devient Instrument(s) d'optique en 2011.*

*Rapport de Jury 2009 : 6 Instruments d'optique Les candidats doivent connaître et comprendre les conditions d'obtention d'images de bonne qualité. Il n'est pas suffisant d'appliquer aveuglément un protocole trouvé dans un livre.*

*Rapport de Jury 2008 :6 Formation des images en optique Il ne faut pas se limiter à une énumération des aberrations des lentilles. Les objets et leurs images peuvent aussi être étendus. Le jury apprécierait l'étude d'un instrument d'optique. C'est pourquoi, dans la liste 2009, le titre de ce montage est changé.*

**2 Aberrations des lentilles**

*Biblio : [1] page 37*

**2.1 Aberration sphérique**

*Biblio : [1] page 38*

Ici la source est ponctuelle et sur l'axe. On pourra éclairer un trou source avec un condenseur et une quartz-iode. Ne pas oublier un filtre coloré (large spectre) pour ne pas avoir en même temps d'aberrations chromatiques. Pour que l'expérience soit démonstrative, choisir une lentille de grand diamètre (pour pouvoir obtenir des rayons très inclinés) et mettre la face bombée du côté le plus près (contraire à la règle *Plus Plat Plus Près*, donc pas comme dans la Figure 1). En déplaçant l'écran, on visualise les nappes sagittale et tangentielle.

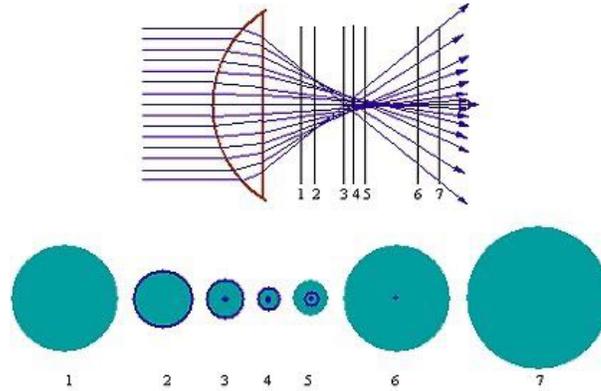


FIGURE 1 – Aberration sphérique.

## 2.2 Distorsion

*Biblio : [2]*

Attention pour cette expérience une source diffusante est nécessaire (quadrillage imprimé sur papier calque par exemple). Plusieurs rayons doivent en effet partir de chaque point source, dans toutes les directions. Pour expliquer la forme de l'image, il suffit de savoir que les rayons frappant les bords de la lentille convergente (la prendre d'assez grand diamètre) seront trop convergents. En déplaçant le diaphragme avant, sur ou après la lentille, on sélectionne certains rayons. Par exemple, dans la Figure 2 (b), le diaphragme avant la lentille sélectionne un rayon qui passe par le point  $N$ , frappant donc le bord inférieur de la lentille. Le rayon émergent sera trop convergent, et arrivera en  $B'$ , au lieu de  $B'_0$ , l'image de Gauss. On obtient donc le barillet car l'image d'un point éloigné de l'axe (un coin du carré objet) sera plus proche de l'axe que l'image de Gauss non distordue.

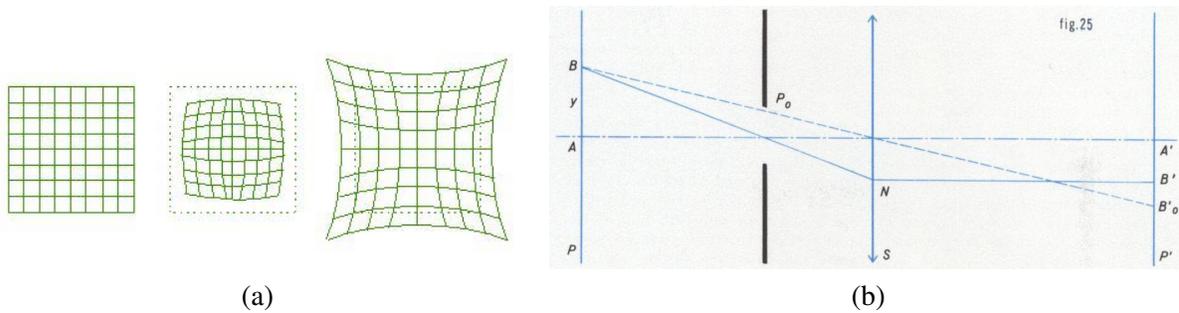


FIGURE 2 – (a) Distorsion coussinet ou barillet, (b) Distorsion en barillet

## 2.3 Aberration chromatique

Le bleu est davantage réfracté que le rouge.

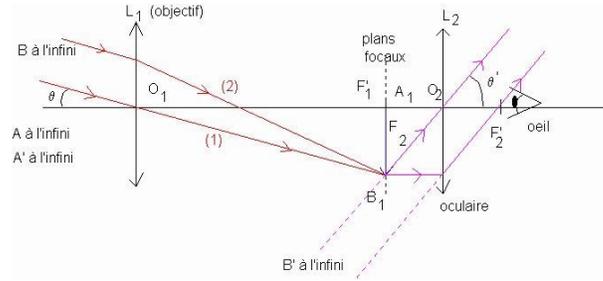


FIGURE 3 – Lunette astronomique.

### 3 Lunette astronomique

Il est nécessaire pour bien réaliser et commenter cette expérience de connaître parfaitement les définitions des *pupilles* et *lucarnes* d'un instrument d'optique. L'instrument lui-même est constitué de diaphragmes (diaphragmes réels ou supports des lentilles). Parmi ceux-ci, deux jouent un rôle important : le diaphragme de champ (c'est celui qui limite le champ transversal) et celui d'ouverture (celui qui limite la luminosité de l'image). La pupille d'entrée (ou de sortie) est l'image du diaphragme d'ouverture par rapport à ce qui le précède (ou qui le suit). La lucarne d'entrée (ou de sortie) est l'image du diaphragme de champ par rapport à ce qui le précède (ou qui le suit).

Les notions de champ de contour et de cercle oculaire (pupille de sortie) sont également à connaître.

### 4 Objectif photographique

Biblio : [1] page 34-36

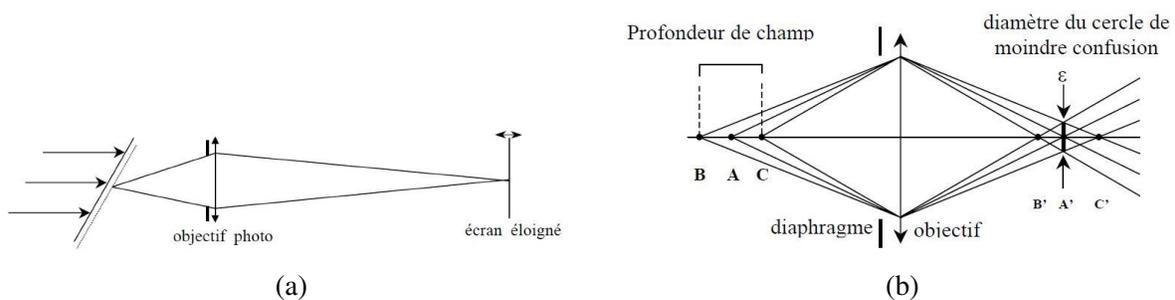


FIGURE 4 – (a) Objectif photo. Profondeur de champ longitudinale sur un écran à 45 degrés, (b) cercle de moindre confusion. A, B et C apparaissent nets. En réduisant la taille du diaphragme, pour un même cercle de confusion, la profondeur de champ longitudinale (la distance BC) augmente.

Deux expériences sont réalisées ici. La première est qualitative : on montre que la profondeur de champ longitudinale augmente lorsqu'on réduit le diamètre du diaphragme d'ouverture de l'objectif.

La seconde expérience est quantitative. A l'aide d'une photodiode branchée en court-circuit, on mesure l'intensité sortant de l'objectif en fonction du nombre d'ouverture  $n.o. = f/d$ . Là encore, une source diffusante est nécessaire.

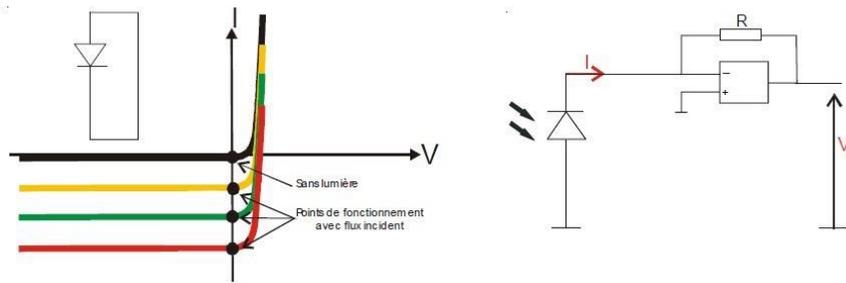


FIGURE 5 – Photodiode branchée en court-circuit. Convertisseur courant-tension.

## 5 Pouvoir de résolution : critère de Rayleigh

Biblio : [1] page 136

Ici l'instrument d'optique qui nous intéresse est formé de l'association  $L + F$ . Pour chaque fente source de la bifente, on est dans les conditions de Fraunhofer de la diffraction par la fente  $F$ , puisqu'on a placé l'écran dans le plan image de la source. On a donc sur l'écran la superposition en intensité de deux sinus cardinaux et c'est sur ces fonctions qu'on va vérifier le critère de Rayleigh : deux distances sont à comparer,  $\gamma a$  (où  $\gamma$  est le grandissement) et  $\xi = \lambda L/e$  (demi-largeur du sinus cardinal, fréquence spatiale  $q = 1/e$ ). On peut prendre la triple bifente, avec les trois largeurs  $a = 0.2 \text{ mm}$ ,  $0.3 \text{ mm}$  et  $0.5 \text{ mm}$ . Par soucis de pédagogie, il vaut mieux ne pas oublier d'utiliser un filtre coloré (assez large pour ne pas perdre trop de lumière) qui permettra de savoir à quelle longueur d'onde on travaille.

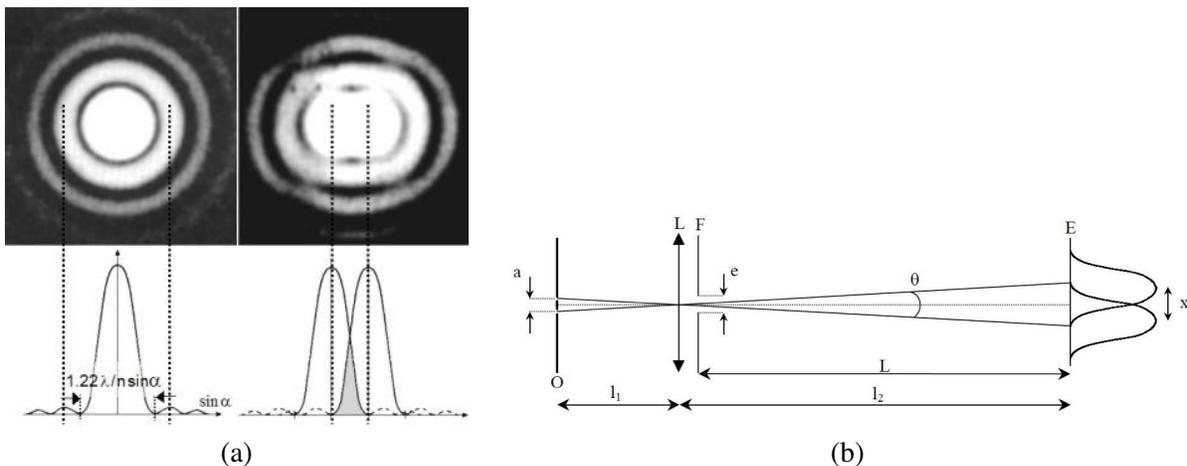


FIGURE 6 – (a) Critère de Rayleigh dans le cas d'un diaphragme circulaire, (b) Image d'une bifente (sinus cardinaux de la diffraction de Fraunhofer)

## Références

- [1] Sextant, Optique Expérimentale
- [2] Expériences d'optique - Agrégation de sciences physiques, R. Duffait

## Partie B. EXPERIENCES DE DIFFRACTION

### 1 Introduction

Un aspect essentiel ici est de comprendre la différence entre la diffraction de Fraunhofer et celle de Fresnel (voir les rapports de jury). Les propriétés de la diffraction de Fraunhofer (issues de celles de la transformée de Fourier) sont aussi à montrer en détail. Les expériences doivent être faites parfois avec un laser mais pas seulement : utiliser aussi une source de lumière blanche (quartz-iode) éclairant un trou source à travers un condenseur. Les concepts de fréquences spatiales (pour le filtrage) ainsi que le critère de Rayleigh pour le pouvoir de résolution doivent être clairement exposés.

*Rapport de jury 2016 : La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer sont remplies si l'on utilise les formules associées. Attention aux expériences de filtrage spatial qui sont souvent mal comprises. La détermination de la taille d'un fil ou d'un cheveu est d'autant plus intéressante que la valeur mesurée peut être comparée à une valeur tabulée ou mesurée par une technique complémentaire. Le jury voit trop souvent des expériences de diffraction par des fentes, généralement mal calibrées, servir à mesurer des longueurs d'ondes de lasers !*

*Rapport de jury 2015 : Diffraction des ondes lumineuses. La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et l'on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer sont remplies si l'on utilise les formules associées. Attention aux expériences de filtrage spatial qui sont souvent mal comprises. La détermination de la taille d'un fil ou d'un cheveu est d'autant plus intéressante que la valeur mesurée peut être comparée à une valeur tabulée ou mesurée par une technique complémentaire.*

*Rapport de Jury 2013 : Montage 8 : La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et l'on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer (tant sur l'onde incidente que sur le plan d'observation) sont remplies si l'on utilise les formules associées. Rappelons que les phénomènes de diffraction peuvent s'observer avec d'autres sources lumineuses que des lasers, dont le « speckle » peut parfois nuire à la précision des mesures.*

*Rapport de Jury 2011 : 8 Diffraction des ondes lumineuses. La différence entre diffraction de Fraunhofer et diffraction de Fresnel doit être connue, et l'on doit s'assurer que les conditions de Fraunhofer (tant sur l'onde incidente que sur le plan d'observation) sont remplies si l'on utilise les formules associées. Rappelons que les phénomènes de diffraction peuvent s'observer avec d'autres sources lumineuses que des lasers, dont le « speckle » peut parfois nuire à la précision des mesures.*

*Rapport de Jury 2009 : 8 Diffraction des ondes lumineuses. La diffraction de Fraunhofer est souvent évoquée sans que ses conditions d'obtention soient bien connues. Rappelons que les phénomènes de diffraction peuvent s'observer avec d'autres sources lumineuses que des lasers.*

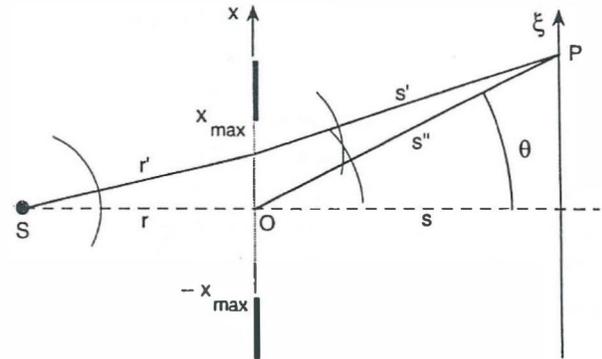
*Rapport de Jury 2008 : 8 Diffraction des ondes lumineuses. Dans toute expérience d'optique, les figures sont de bien meilleure qualité quand les appareils sont convenablement alignés. Ce fut tout particulièrement le cas pour ces deux montages.*

*Rapport de Jury 2007 : 10. Diffraction des ondes lumineuses. Il ne suffit pas de présenter des expériences du niveau de la classe de seconde. Il existe d'autres sources lumineuses que les sources laser.*

*Rapport de Jury 2005 : Montage 10 : Il est souhaitable de ne pas se limiter aux sources lasers.*

*Rapport de Jury 2004 : Montages 9 et 10 : Dans ces montages, les mesures de largeurs de fentes mal calibrées, ou dont la largeur est donnée de manière indicative (sans indication de précision),*

ne peuvent pas constituer le thème central de l'étude. Il serait illusoire d'espérer déterminer avec une précision satisfaisante la longueur d'onde d'un laser He-Ne à partir de l'analyse de la figure de diffraction par une fente, même calibrée. L'utilisation de montages avec réseaux doit être mieux maîtrisée, en évitant de confondre angles et déviations par rapport à l'ordre zéro. Les conditions de Fraunhofer, plus larges que la simple « diffraction à l'infini », gagneraient à être connues. Dans les expériences de filtrage spatial de type passe-haut, l'utilisation d'objets de phase serait certainement plus pertinente que celle d'une plume.



## 2 Passage quantitatif de Fresnel à Fraunhofer

Biblio : [1] page 138

Cette première expérience, très simple, est essentielle pour ce montage. Elle montre quantitativement comment on passe de la diffraction de Fresnel à celle de Fraunhofer. La source ponctuelle S est suivie de la fente diffractante puis d'un écran. Les distances avant (s) et après (d) la fente seront choisies pour que les calculs soient simples, par exemple  $s = 10 \text{ cm}$  et  $d = 1 \text{ m}$ . La fente doit être étalonnée de telle sorte que l'on puisse lire directement sa largeur sans avoir à en faire une image agrandie.

La manipulation consiste à estimer le terme de phase d'ordre 2 (dans le développement de la phase de la page 138 du Sextant) pour deux largeurs de fente  $a$  différentes.

- D'abord pour une fente large, loin de la diffraction de Fraunhofer, on observe sur l'écran une figure de diffraction très différente du sinus cardinal attendu dans la diffraction de Fraunhofer. On pourra par exemple choisir  $a = a_1$  tel que le centre de la figure soit un minimum d'intensité. On calcule le terme de phase d'ordre 2 :  $\Phi^{(2)}/2\pi = (a_1^2/\lambda s + a_1^2/\lambda d) \approx a_1^2/\lambda s$ , qui doit être grand devant 1.
- Pour une fente bien plus fine  $a = a_2$ , on observe sur l'écran une figure proche de celle de Fraunhofer (sinus cardinal) et on trouve en effet  $\Phi^{(2)}/2\pi \approx a_2^2/\lambda s \ll 1$ .

Ceci montre que la diffraction de Fraunhofer correspond au cas où la phase est linéaire en  $x, y$  (coordonnées dans le plan du diaphragme diffractant). La figure de diffraction est donc la transformée de Fourier bi-dimensionnelle de la fonction de transparence  $t(x, y)$  du diaphragme.

Ceci implique toute une série de propriétés de la figure de diffraction de Fraunhofer. Mais l'importance de la diffraction de Fraunhofer est surtout due au fait qu'on retrouve une phase linéaire dans presque toutes les situations de l'optique. En effet, lorsque l'on forme l'image d'un point, on retrouve le développement de la page 138 du Sextant avec  $s = -d$  et ainsi tous les termes disparaissent sauf le terme d'ordre 1. On vérifiera expérimentalement qu'en prenant l'image du point S sur l'écran, une fente diffractante donne bien un sinus cardinal sur l'écran. On appelle cette situation : diffraction au voisinage de l'image géométrique de la source.

$$\Phi/k_0 = -x \sin \theta$$

$$+ \frac{x^2}{2} \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{s} \right)$$

$$- \frac{x^4}{8} \left( \frac{1}{r^3} + \frac{1}{s^3} \right)$$

$$- \frac{3\xi^2 x^2}{4s^3} + \frac{\xi x^3}{2s^3}$$

+ ε

ordre 1

ordre 2

ordre 4

ordre 4

ordre ≥ 5

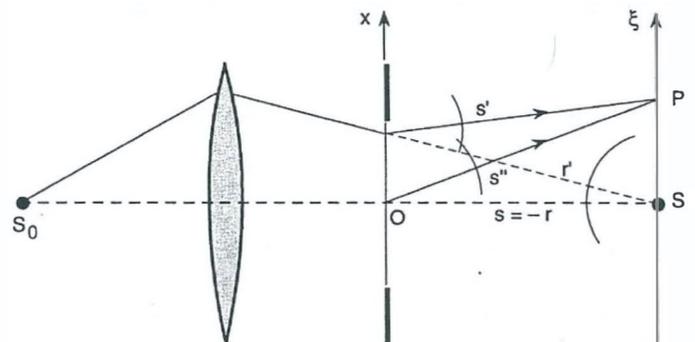


Figure III.21 : Cas particulier de la figure III.20 correspondant à  $r = -s$  ; la source S est l'image virtuelle de la source  $S_0$  fournie par une lentille. On a représenté en traits fins quelques surfaces d'onde.

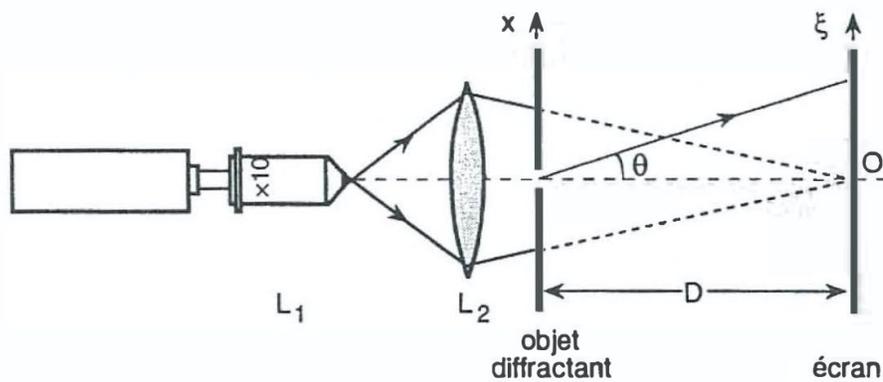
### 3 Propriétés de la diffraction de Fraunhofer

*Biblio : [1] page 109*

Dans le cas discuté ci-dessus de diffraction au voisinage de l'image géométrique de la source, avec un laser + objectif de microscope + lentille + fente + écran, on montre que :

- (P1) la figure de diffraction reste perpendiculaire à la fente source lorsqu'on tourne cette dernière.
- (P2) si on translate dans son plan la fente diffractante, la figure ne change pas.
- (P3) si on élargit la fente, la figure de diffraction se rétrécit (et inversement).
- (P4) la figure de diffraction du diaphragme complémentaire  $\tilde{t}(x, y) = 1 - t(x, y)$  est identique (sauf au centre) à la figure de diffraction du diaphragme original.

Toutes ces propriétés sont les conséquences du fait que la figure de diffraction de Fraunhofer est la transformée de Fourier bi-dimensionnelle de  $t(x, y)$ .



**Figure III.5. Montage permettant d'observer la figure de diffraction de Fraunhofer d'un faisceau laser par une fente.**

Le faisceau laser est élargi au niveau de l'objet diffractant à l'aide de deux lentilles L<sub>1</sub> et L<sub>2</sub>. L<sub>1</sub> peut être un objectif de microscope utilisé comme indiqué. L'objet diffractant est placé après L<sub>2</sub> de façon à être totalement éclairé.

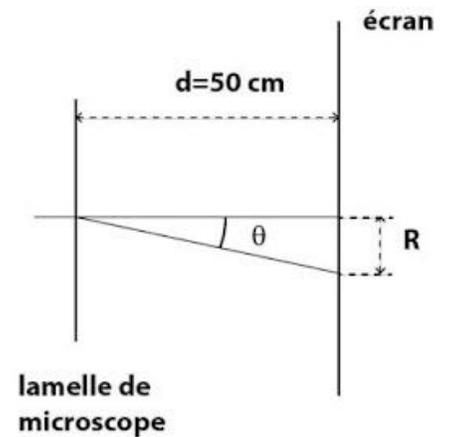
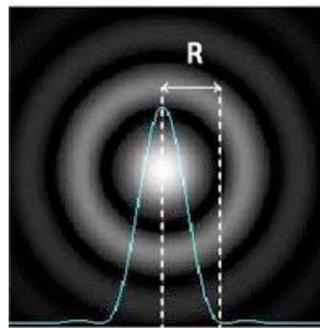
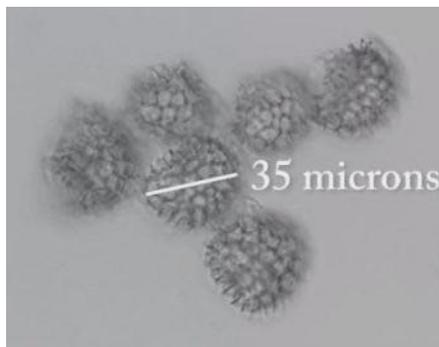
## 4 Diffraction par un disque opaque

Biblio : [1] page 122

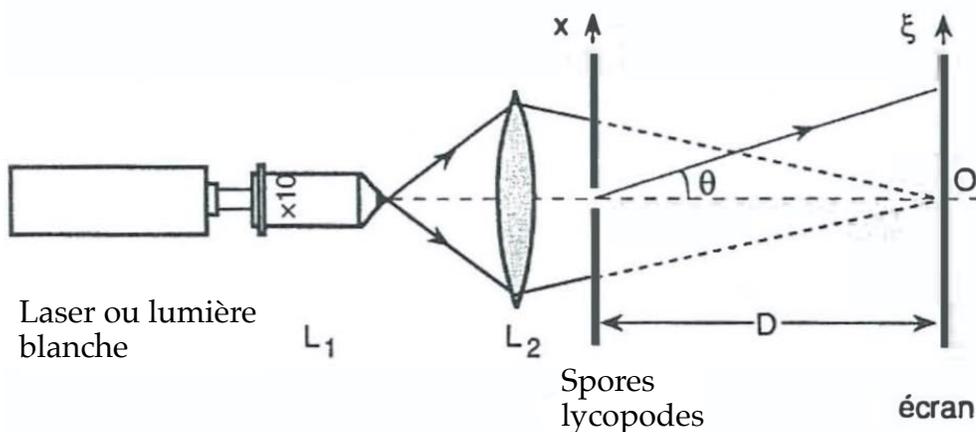
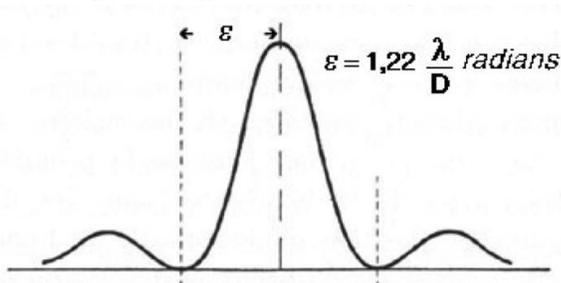
La plupart des diaphragmes en optique sont circulaires (trous, monture de lentille etc...). Ici on cherche à montrer à quoi ressemble la figure de diffraction de Fraunhofer d'un diaphragme circulaire. On fait cette manipulation en lumière blanche pour changer. On éclaire donc un trou source avec une QI via un condenseur. On fait l'image de ce trou sur l'écran et on dispose l'objet diffractant après la lentille.

Grâce à la propriété (P2), on pourrait envisager de faire un grand nombre de trous dans une plaque pour avoir un grand nombre de figures de diffraction qui se superposent et ainsi gagner en luminosité. Mais tous ces trous doivent être circulaires et de même diamètre ce qui pose un problème de réalisation. On contourne ce problème en utilisant la propriété (P4) : plutôt qu'un grand nombre de trous, on utilise comme objet diffractant un grand nombre de disques opaques : les spores de lycopode, qui présentent l'intérêt de ne présenter qu'une très faible dispersion sur leur diamètre.

On observe ainsi sur l'écran la tache d'Airy (sauf au centre). Pour la caractériser on mesure le rayon du premier anneau noir  $R$  et on vérifie que  $\sin \theta = 1.22\lambda/d$ . Ici  $\theta$  est défini par  $\tan \theta = R/d$ . On doit retrouver que le diamètre  $d$  des spores de lycopode est de 30 à 35  $\mu\text{m}$ .



Rayon du premier anneau noir :



## 5 Filtrage spatial : expérience d'Abbe et strioscopie

Biblio : [1] page 128

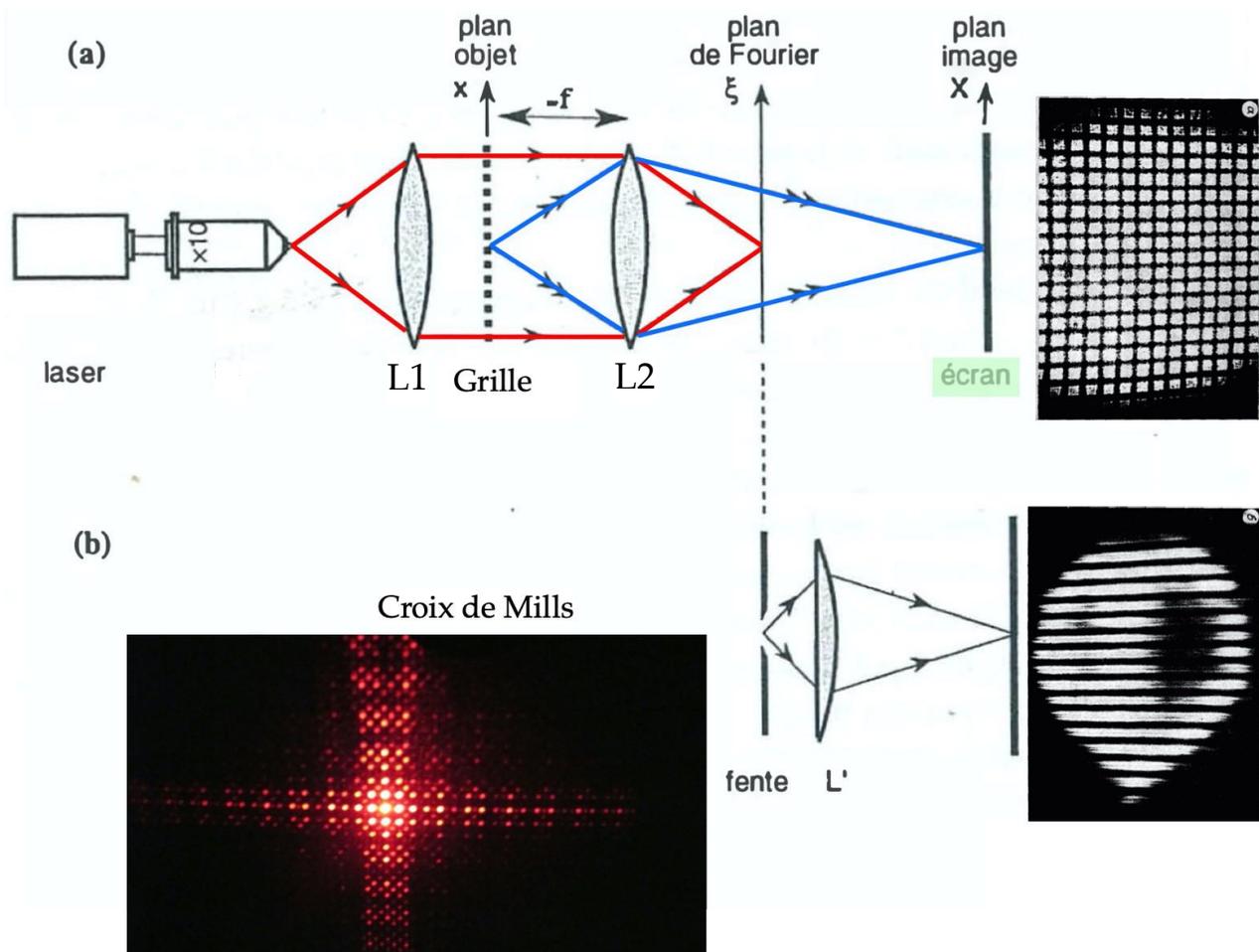
Expérience importante qui revient dans plusieurs montages (Filtrage par exemple). Elle peut être faite en lumière blanche+trou source ou avec un laser He-Ne. Ici on a deux lentilles  $L_1$  et  $L_2$ . Une difficulté est de comprendre que  $L_2$  joue un double rôle :

- en effet  $L_1+L_2$  conjugue la source ponctuelle avec le plan de Fourier (qui n'est plus sur l'écran ici, mais en avant de l'écran). C'est dans ce plan qu'on observe la figure de diffraction de Fraunhofer et qu'on peut venir filtrer les fréquences spatiales dans cette figure ;
- $L_2$  seule conjugue également l'objet diffractant (la grille) avec l'écran.

Le choix de la grille est primordial ici. Elle doit être assez fine pour bien diffracter et pour qu'on puisse venir filtrer les fréquences spatiales avec une fente dans le plan de Fourier. Mais elle doit être assez grosse pour qu'on puisse en faire une image par  $L_2$  bien visible sur l'écran.

En filtrant avec une fente verticale on ne laisse passer que la fréquence spatiale  $q_x = 0$ , tandis qu'on laisse passer toutes les fréquences spatiales  $q_y$ . On a donc un passe-bas sur  $x$  et un passe-tout sur  $y$ . L'image de la grille s'en trouve altérée : on ne voit plus que les lignes horizontales (variations de la fonction de transparence  $t(x, y)$  en fonction de  $y$  seulement puisque les fréquences  $q_y$  sont conservées. Par contre,  $t(x, y)$  ne varie plus par rapport à  $x$  puisqu'on n'a plus que la fréquence spatiale nulle ( $q_x = 0$ ).

L'expérience sur la strioscopie est très similaire à celle d'Abbe. La différence principale est le filtrage : on n'utilise plus une fente mais un petit disque opaque pour retirer les fréquences spatiales nulles sur  $x$  et sur  $y$ . On a donc un passe-haut sur  $x$  et sur  $y$ , c'est à dire qu'on retire la composante continue de l'image. On n'aura de la lumière sur l'écran uniquement dans les zones où  $t(x, y)$  varie. Comme objet diffractant, on peut prendre une lame de verre de microscope sur laquelle on dépose son empreinte digitale. Par strioscopie, seule l'empreinte devient lumineuse, sur fond noir.

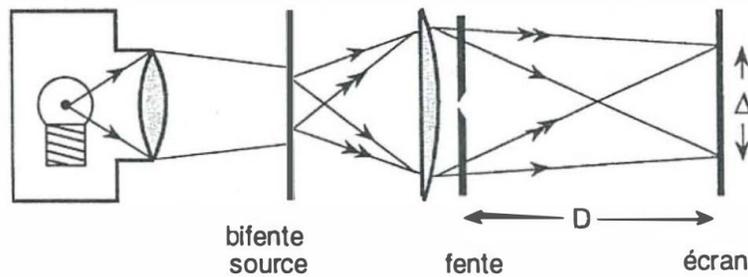


## 6 Pouvoir de résolution : critère de Rayleigh

Biblio : [1] page 135

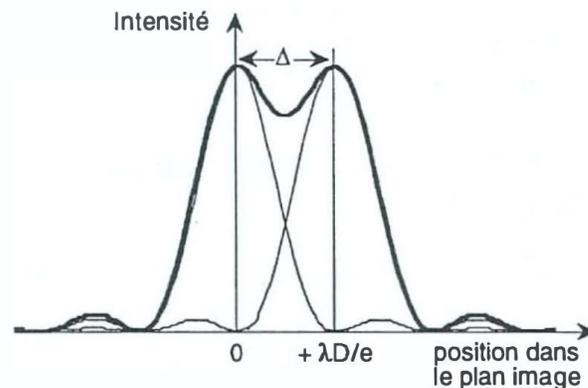
On éclaire une bi-fente (écart entre les fentes  $b$ ) et on en forme l'image sur un écran par une lentille (grandissement  $\gamma$  de l'ordre de 10) à laquelle on a accolé une fente étalonnée de largeur  $a$ . Le but est de montrer quantitativement que la diffraction limite le pouvoir de résolution des instruments d'optique. Ici l'instrument est l'ensemble lentille+fente et on dégrade à loisir son pouvoir de résolution en réduisant la largeur de la fente.

Sur l'écran, l'écart entre les images des deux fentes est  $\gamma b$  (de l'ordre de 2, 3 ou 5 mm suivant la bi-fente choisie). On vérifie que la perte de résolution survient lorsque la diffraction est suffisante. En effet, l'image de chaque fente (composant la bi-fente) est un sinus cardinal sur l'écran. La demi-largeur du pic central est  $\xi = \lambda d/a$  où  $d$  est la distance entre la fente diffractante et l'écran. Si on considère chaque fente composant la bi-fente comme une source ponctuelle, on est en effet dans les conditions de Fraunhofer puisqu'on observe la diffraction au voisinage de l'image géométrique de la source. On vérifie pour plusieurs valeurs de  $b$ , que la bi-fente n'est plus résolue dès que  $a$  est tel que  $\lambda d/a = \gamma b$  ce qui confirme que la diffraction est bien à l'origine de cette limitation du pouvoir de résolution.



**Figure III.19 : Projection de l'image d'une bifente sur un écran. La fente diffractante est introduite pour analyser les effets de la diffraction sur la résolution des deux fentes-images, séparées de  $\Delta$ .**

La largeur du diaphragme-fente réglable est  $e$ .



**Figure III.18 Intensité de l'image de chacune des fentes-sources (trait fin) et superposition des deux images dans le cas où la distance qui les sépare est exactement la demi-largeur de leur tache centrale (critère de Rayleigh).**

Ce sont les intensités qui s'ajoutent, dans le cas supposé où les deux fentes sont éclairées de façon incohérente. À la limite de résolution, l'écart  $\Delta$  entre les deux images est  $\Delta = \lambda D/e$ .

## Références

[1] Sextant *Optique expérimentale*

## Partie C. EXPERIENCES D'INTERFERENCES

### 1 Introduction

Il s'agit de mettre en évidence le phénomène d'interférence ( $I \neq I_1 + I_2$ ) en optique, puis de montrer par l'expérience que ce phénomène ne se produit que sous certaines conditions assez restrictives entre les deux sources qui sont censées interférer. Ces conditions sont la cohérence spatiale (étendue spatiale de la source), la cohérence temporelle (étendue spectrale de la source), et la polarisation (spécifique vibration lumineuse, le terme d'interférence est en effet en optique le produit scalaire de deux vecteurs).

*Rapport de Jury 2015 : Montage 8 : Interférences lumineuses. Il n'est pas raisonnable d'envisager d'apprendre à régler un interféromètre de Michelson devant le jury. Par ailleurs, les connaissances théoriques sur les cohérences spatiale et temporelle doivent être reliées aux observations expérimentales. Enfin, il est judicieux de réaliser des expériences simples avant de se lancer dans des expériences sur les notions de cohérence.*

*Rapport de Jury 2013 : Montage 7 : Trop de candidats ne font pas le rapport entre leurs connaissances théoriques sur les cohérences spatiale et temporelle, et leurs observations expérimentales. Il en résulte souvent des montages mal réglés ou mal utilisés. Pourtant ce montage peut fournir des résultats quantitatifs précis. Il est en particulier intéressant de se placer dans des cas limites où la cohérence spatiale ou la cohérence temporelle peuvent être étudiées indépendamment.*

*Rapport de Jury 2011 : M07 Interférences lumineuses ; condition d'obtention. Trop de candidats ne font pas le rapport entre leurs connaissances théoriques sur les cohérences spatiale et temporelle, et leurs observations expérimentales. Il en résulte souvent des montages mal réglés ou mal utilisés. Pourtant ce montage peut fournir des résultats quantitatifs précis si le candidat s'y prend bien.*

*Rapport de Jury 2008 : Dans toute expérience d'optique, les figures sont de bien meilleure qualité quand les appareils sont convenablement alignés.*

*Rapport de Jury 2004 : Montages 9 et 10 : Dans ces montages, les mesures de largeurs de fentes mal calibrées, ou dont la largeur est donnée de manière indicative (sans indication de précision), ne peuvent pas constituer le thème central de l'étude.*

### 2 Mise en évidence du phénomène d'interférence : fentes d'Young

*Biblio : [1] page 161*

On peut faire cette première expérience avec un laser pour obtenir une figure d'interférence bien lumineuse et pour ne pas être gêné par les problèmes de cohérence spatiale ou temporelle dont on ne veut pas encore parler à ce stade. On envoie d'abord le laser directement sur une fente et on observe sur l'écran (fente collée à la sortie du laser et écran disposé au moins à 2 mètres, pour être proche des conditions de Fraunhofer). On obtient ainsi un sinus cardinal. On remplace alors la fente par une bi-fente (la fente initiale et les fentes de la bi-fente doivent avoir sensiblement la même largeur). Au lieu d'observer simplement sur l'écran la superposition de deux sinus cardinaux (si on n'avait pas d'interférences), on observe un sinus cardinal dans lequel on trouve des franges noires dues à une interférence destructive entre les deux ondes. En ces points d'intensité lumineuse totale nulle, il est clair que l'intensité totale n'est pas la somme des intensités  $I_1$  et  $I_2$  !

### 3 Cohérence spatiale : fentes d'Young

*Biblio : [1] page 174*

On reprend la manipulation précédente mais avec une source de lumière blanche (quartz-iode) pour mettre en évidence une première condition d'obtention des interférences : la cohérence spatiale. On va montrer que, pour les fentes d'Young, lorsque la source n'est pas ponctuelle, les interférences sont brouillées. Ceci est vrai pour tous les dispositifs à division du front d'onde. Ceci explique que les phénomènes d'interférences que l'on peut observer dans la nature ne sont quasiment jamais obtenus par division du front d'onde puisque la plupart des sources de lumière naturelle sont étendues spatialement.

L'expérience est bien décrite dans le sextant p. 174. Elle consiste à comparer l'ouverture angulaire de cohérence spatiale  $\theta_c$  liée à la fente source, à l'angle  $\theta_b$  sous lequel la fente source voit la bi-fente. C'est seulement pour les fentes assez fines, lorsque  $\theta_c > \theta_b$ , que la cohérence spatiale de la source est suffisante pour obtenir des interférences. Bien sûr dans ce cas, la figure obtenue est très peu lumineuse. On a donc à faire un compromis entre luminosité et contraste (dans l'expérience suivante, on verra comment s'affranchir de ce compromis, quand on parlera de localisation).

Ici, pour que l'expérience soit plus facile à exploiter, on choisira astucieusement les distances entre les différents éléments. Par exemple, comme  $\theta_b = b/d$ , on prendra comme distance  $d$  entre fente et bi-fente 10 cm. Pour estimer  $\theta_c = \lambda/a$ , il faut d'une part utiliser un filtre coloré jaune (de large bande passante pour ne pas perdre trop de lumière) et d'autre part une fente source étalonnée pour pouvoir obtenir rapidement sa largeur (bien vérifier initialement que la fente fermée indique bien le zéro, sinon retrancher cette valeur par la suite). Autre conseil technique important, bien vérifier le *parallélisme* entre la fente source et les fentes de la bi-fente.

Comme la figure est peu lumineuse, on utilise une barrette CCD alimentée. La synchronisation de l'oscilloscope se fait sur la sortie ROG de la barrette et on observe la sortie filtrée sur la voie 1. Pour une certaine largeur  $a$  le contraste s'annule puis revient (inversé). Pour une largeur plus grande encore, on peut considérer que le contraste est nul et qu'il n'a plus d'interférences. Vérifier que alors  $\theta_c < \theta_b$  (alors qu'on a  $\theta_c > \theta_b$  lorsque le contraste est bon, proche de 1).

### 4 Cohérence spatiale : Michelson

*Biblio : [1] page 163*

Pour le réglage du Michelson, on peut suivre la procédure proposée dans le Sextant page 146. On commence par un réglage grossier du parallélisme des miroirs (+ réglage de la compensatrice) avec le faisceau laser seul, puis, en plaçant un objectif de microscope devant le laser, on doit visualiser des anneaux (au moins une portion d'une série d'anneaux). La courbure des anneaux nous permet de savoir dans quel sens charrioter pour réduire l'épaisseur de la lame d'air. En effet, la différence de marche s'écrit  $\delta = 2e \cos i$  et comme un anneau lumineux correspond à une différence de marche  $\delta$  donnée, on a  $e$  qui diminue quand  $i$  diminue (puisque  $\cos$  est une fonction décroissante). Ainsi, quand les anneaux se rapprochent de leur centre ( $i$  diminue), on sait que l'épaisseur  $e$  de la lame d'air diminue aussi. En diminuant  $e$ , la courbure des portions d'anneaux va aussi diminuer jusqu'à devenir des franges rectilignes, les franges du coin d'air d'angle  $\alpha$ . Une fois en configuration coin d'air à franges d'interférences rectilignes, on peut annuler l'angle  $\alpha$  entre les deux miroirs en utilisant les vis de réglage fin (pour cela on écarte au maximum les franges rectilignes du coin d'air). C'est le contact optique ( $e = 0$  et  $\alpha = 0$ ).

Une fois le réglage du Michelson réalisé, on met en évidence la localisation des interférences. On

montre que ce dispositif à division d'amplitude permet de travailler avec une source étendue. Le prix à payer est un brouillage (baisse du contraste) des franges (comme avec les fentes d'Young) mais pas partout. Dans une zone particulière de l'espace, le contraste reste bon. C'est ce qu'on appelle la localisation. Bien entendu, si la source est ponctuelle (laser), les interférences restent non localisées et on peut placer l'écran où bon nous semble.

Pour le Michelson en lame d'air, la localisation est parfaite (la source peut être de dimension infinie), et se produit dans le plan focal d'une lentille convergente (c'est à dire à l'infini). Pour le montrer, on peut utiliser le laser muni d'un objectif de microscope. On dispose alors d'une source ponctuelle équivalente se situant au foyer de l'objectif du microscope.

En plaçant d'abord l'écran à 30 cm de la sortie du Michelson, on montre qu'un déplacement de la source ponctuelle (en bougeant le laser latéralement par exemple) conduit à un déplacement du système d'anneaux. Pour pouvoir estimer sans ambiguïté si les anneaux se déplacent, il est bon de dessiner un petit repère au crayon sur l'écran.

Ensuite, on place l'écran dans le plan focal d'une lentille convergente (de grand rayon pour capter les anneaux de grand  $i$  et donc les grands anneaux, et de grande focale pour que la figure soit grande : rayon d'un anneau  $R_i = f \tan i \approx fi$ ). Dans ces conditions, on montre que le déplacement de la source ponctuelle ne fait pas bouger le système d'anneaux. Ainsi, en travaillant avec une source étendue, les différents systèmes d'anneaux de chaque petite partie de la source vont se superposer pour donner une figure bien lumineuse (pas de brouillage), si toutefois on regarde les interférences de la lame d'air à l'infini.

Pour le coin d'air, on retrouve le même phénomène de localisation, mais cette fois-ci, la localisation se produit au voisinage des miroirs. Comme on ne peut pas placer l'écran sur les miroirs, on fait l'image du coin d'air sur un écran, avec une lentille convergente. Pour avoir une image de belle taille, on prend une lentille de focale 20 cm et on forme l'image sur un écran placé à 2 m (on a ainsi un grandissement de l'ordre de 10). Attention, on a tout de même une différence notable entre ces deux localisations : dans le cas du coin d'air, même dans la zone de localisation, un déplacement de la source ponctuelle déplace légèrement les franges. En coin d'air, on ne peut donc pas obtenir d'interférences avec une source trop grande.

C'est seulement avec le Michelson réglé en lame d'air et observé dans le plan focal d'une lentille convergente qu'on peut être certain que l'on s'est affranchi complètement du problème de cohérence spatiale. En conséquence, si on observe un brouillage des interférences à l'infini avec le Michelson en lame d'air, on sait que l'étendue spatiale de la source n'est pas en cause. On peut alors étudier l'autre cause de brouillage des interférences : la cohérence temporelle.

Une petite remarque ici s'impose sur le passage lame d'air/coin d'air à travailler expérimentalement. Pour passer de l'un à l'autre des réglages, il faut intervenir à plusieurs niveaux sur le Michelson :

- D'abord dans la façon d'éclairer : le coin d'air s'éclaire en lumière parallèle et la lame d'air en lumière la plus convergente possible (pour avoir le maximum de valeurs de  $i$ ).
- Ensuite, dans la façon d'observer les interférences : on fait l'image du coin d'air avec une lentille de 20 cm de focale, alors qu'on observe les anneaux d'égale inclinaison (de la lame d'air) dans le plan focal d'une lentille de 1 ou 2 m de focale (et de grand diamètre).
- Enfin, on doit bien sûr toucher au réglage du Michelson en prenant toujours garde à ne pas avoir en même temps une épaisseur  $e$  non nulle et un angle  $\alpha$  non nul. Le Michelson serait en effet dérégulé. Par exemple, il faut d'abord annuler l'angle entre les deux miroirs avant de donner une épaisseur à la lame d'air pour passer du coin d'air à la lame d'air.

## 5 Cohérence temporelle : Michelson

*Biblio : [1] page 239 (Na) et page 240 (Hg)*

Comme expliqué ci-dessus, avec le Michelson en lame d'air, la cohérence spatiale n'est plus un problème si on regarde les interférences à l'infini. On peut alors étudier la cohérence temporelle en détail, c'est à dire la composition spectrale des sources. Comme pour la cohérence spatiale, où une source non ponctuelle spatialement peut conduire à un brouillage des interférences, dans le cas de la cohérence temporelle, une source non monochromatique peut conduire à une baisse du contraste des franges.

On ne fera pas ici un enregistrement de l'interférogramme sur table traçante (expérience longue à mettre en place) comme dans le montage Spectrométrie. Deux expériences quantitatives sont néanmoins possibles pour mettre en évidence la cohérence temporelle. La première est l'estimation de la largeur de la raie verte du Mercure (Sextant p. 240  $\Delta\lambda \approx 0.2$  nm). La seconde est la mesure de l'écart en longueur d'onde du doublet du sodium (Sextant p. 239  $\Delta\lambda \approx 0.59$  nm).

Dans les deux cas, une mesure de la différence de marche (déduite du déplacement  $\Delta x$  du miroir lié au charriot du Michelson :  $\delta = 2\Delta x$ , attention à ne pas oublier ce facteur 2!) permet de remonter à une largeur spectrale en nombre d'onde  $\Delta\nu$  (où  $\nu = 1/\lambda$ ).  $\delta$  en m et  $\nu$  en  $\text{m}^{-1}$  sont en effet les variables conjuguées par transformée de Fourier entre le facteur de visibilité des anneaux  $V(\delta)$  et l'intensité spectrale de la source  $I(\nu)$ . Plus précisément, le théorème de Wiener-Kintchine (voir [3]) s'écrit :  $V(\delta) = |\text{TF}[I(\nu)]|$ . Enfin, on trouve  $\Delta\lambda = \Delta\nu\lambda_m^2$  en différentiant autour de la longueur d'onde moyenne  $\lambda_m$ . C'est le principe de la spectrométrie interférentielle expliqué dans le Sextant p. 235.

Dans ces expériences, la cohérence temporelle est donc bien une condition d'obtention des interférences, mais elle est présentée sous un éclairage positif, puisqu'elle permet la très utile étude de la composition spectrale des sources de lumière.

## Références

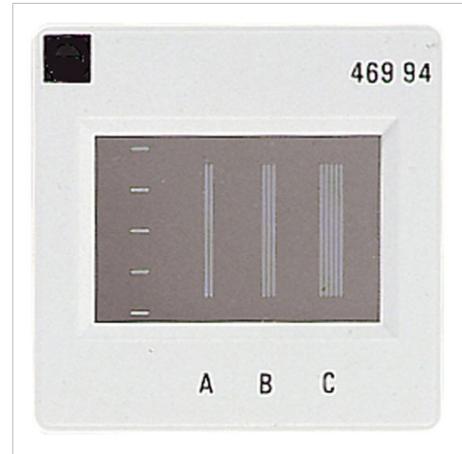
- [1] Sextant *Optique expérimentale*
- [2] Dufait *Expériences Optique Agrégation*
- [3] Perez *Optique Fondements et Applications*

Partie D. INTERFERENCES A N ONDES

1. Réseau

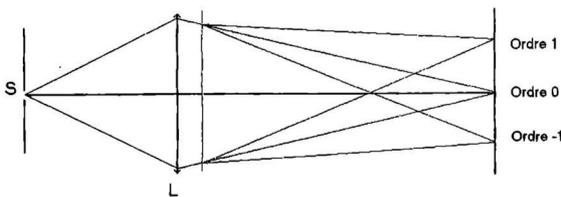
Utiliser d'abord la diapositive Leybold 46994. Se placer dans les conditions de Fraunhofer avec un laser de longueur d'onde connue et retrouver la finesse de la figure d'interférence (définie par l'interfrange divisé par la largeur à mi-hauteur des pics d'interférence constructive). Retrouver que la finesse est proche du nombre d'ondes qui interfèrent (ici 2, 3 et 5) en utilisant un capteur CCD linéaire (penser à utiliser un ruban adhésif opaque pour masquer les fentes qu'on ne veut pas utiliser). Conclure sur l'intérêt des interférences à ondes multiples par rapport aux interférences à deux ondes.

Item 23  
46994 Diaphragme à 2, 3 et 5 fentes



Largeur des fentes: 0,12mm; distance entre les fentes: 0,6mm; dans cadre de diapositive, dimensions: 50mm · 50mm

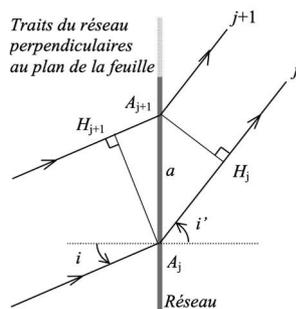
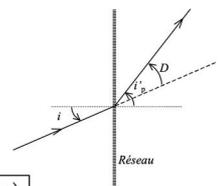
Dans les conditions de Fraunhofer, utiliser un réseau pour déterminer la longueur d'onde d'un laser He-Ne (Voir le Duffait d'optique). Faire la manipulation avec le réseau en incidence normale ou en se plaçant au minimum de déviation.



Formule d'un réseau au minimum de déviation

$$i = -i'$$

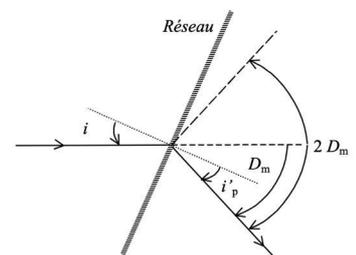
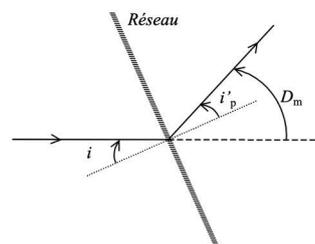
$$2 \sin\left(\frac{D_m}{2}\right) = p \frac{\lambda}{a} \Rightarrow \lambda = \frac{2a \sin\left(\frac{D_m}{2}\right)}{p}$$



$$\delta = na (\sin i' - \sin i)$$

$$\sin i'_p - \sin i = p \frac{\lambda}{a}$$

On effectue deux mesures dans le même ordre pour des déviations minimales opposées. La différence des pointés donne 2Dm.



## 2. Fabry-Pérot (Sextant)

Il s'agit d'une cavité résonnante optique, limitée par deux dioptrés plans et parallèles de coefficient de réflexion élevé (fig. V.17). On la réalise avec deux lames de verre, dont les faces intérieures sont traitées afin d'obtenir un coefficient de réflexion élevé. Chaque lame est légèrement prismatique : sa face extérieure est légèrement inclinée pour éviter un effet Fabry-Pérot au sein de la lame elle-même. On note  $e$  l'épaisseur de la cavité et  $n$  l'indice du milieu entre les lames réfléchissantes, généralement de l'air.

On considère une onde plane monochromatique incidente d'intensité  $I_0$ , de nombre d'onde  $\sigma = 1/\lambda$ , dont l'angle d'incidence sur les faces traitées est  $i$ . L'intensité

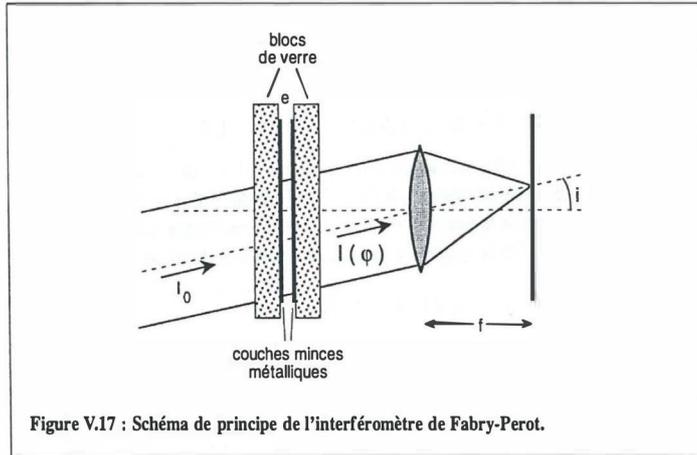


Figure V.17 : Schéma de principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot.

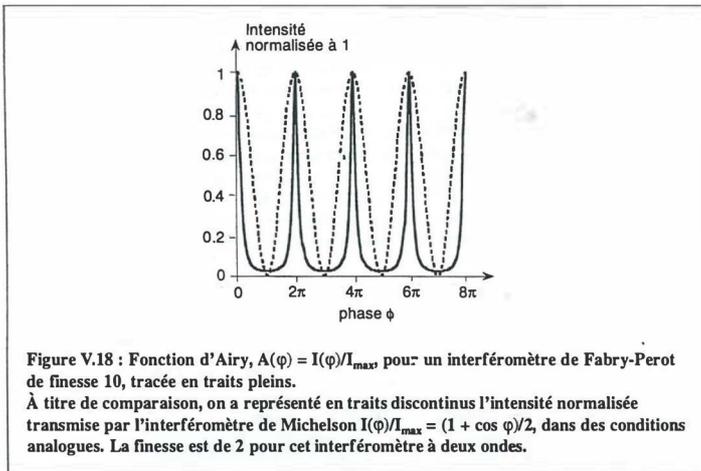


Figure V.18 : Fonction d'Airy,  $A(\varphi) = I(\varphi)/I_{\max}$ , pour un interféromètre de Fabry-Pérot de finesse 10, tracée en traits pleins.

À titre de comparaison, on a représenté en traits discontinus l'intensité transmise par l'interféromètre de Michelson  $I(\varphi)/I_{\max} = (1 + \cos \varphi)/2$ , dans des conditions analogues. La finesse est de 2 pour cet interféromètre à deux ondes.

transmise  $I(\varphi)$  est fonction de la différence de phase  $\varphi = 2\pi\sigma(2ne \cos i)$  correspondant à un aller-retour dans la cavité. Elle est de la forme  $I(\varphi) = I_{\max} A(\varphi)$ , où  $I_{\max}$  est l'intensité transmise maximale et  $A(\varphi)$  la fonction d'Airy représentée figure V.18 :

$$A(\varphi) = \frac{1}{1 + m \sin^2(\varphi/2)}$$

Si  $R$  et  $T$  sont respectivement les coefficients de réflexion et de transmission en énergie de chacune des deux faces traitées, on a :

$$m = 4R/(1 - R)^2 \text{ et } I_{\max} = I_0 T^2/(1 - R)^2$$

En général, les faces traitées sont absorbantes<sup>49</sup>, donc  $R + T < 1$  et  $I_{\max} < I_0$ .

La principale caractéristique de l'interféromètre est sa finesse  $F$ , définie comme le rapport de la période de la fonction d'Airy à la largeur à mi-hauteur des pics. La finesse est donc d'autant plus élevée que les pics sont étroits. Dès que  $F$  dépasse quelques unités, on a sensiblement :

$$F = \pi \sqrt{m} / 2 = \pi \sqrt{R} / (1 - R)$$

Il s'agit ici de la finesse théorique, d'autant plus élevée que le pouvoir de réflexion  $R$  est proche de 1. En pratique, la finesse de l'instrument est limitée par d'autres facteurs (défaut de planéité des miroirs, etc.). La finesse instrumentale est donc toujours inférieure à la finesse théorique.

La fonction d'Airy est périodique en épaisseur optique  $ne \cos i$ , de période  $\lambda/2$ . Elle est également périodique en nombre d'onde, de période  $1/(2ne \cos i)$ . Cette quantité est appelée intervalle spectral libre  $\Delta\sigma_{\text{libre}}$  ; cette expression sera justifiée ultérieurement.

L'effet Fabry-Pérot est utilisé dans deux types d'appareils :

- l'étalon de Fabry-Pérot, d'épaisseur fixe, pour sélectionner un nombre d'onde déterminé ;

- l'interféromètre de Fabry-Pérot à épaisseur continûment variable, sans perte du parallélisme des surfaces réfléchissantes, pour analyser la structure d'un domaine spectral étroit.

L'étalon de Fabry-Pérot est une cavité optique d'épaisseur optique  $ne$  fixe. Éclairée en incidence normale, elle permet de sélectionner dans le spectre de la source des pics centrés sur les nombres d'onde  $\sigma = p \Delta\sigma_{\text{libre}}$ , où  $p = \varphi/2\pi = \delta/\lambda$  est l'ordre d'interférence, et de largeur à mi-hauteur  $\Delta\sigma_{\text{libre}}/F$ . L'étalon ne sélectionne qu'un seul pic si la largeur spectrale de la source est inférieure à l'intervalle spectral libre. On donne quelques ordres de grandeurs pour un rayonnement incident de longueur d'onde moyenne  $0,5 \mu\text{m}$  et une finesse de 25.

Un étalon travaillant à l'ordre  $p = 10^4$  a une épaisseur optique  $ne = 2,5 \text{ mm}$  et un intervalle spectral libre  $\Delta\lambda_{\text{libre}} = \lambda^2 \Delta\sigma_{\text{libre}} = 0,05 \text{ nm}$ . La largeur spectrale d'un pic est  $0,002 \text{ nm}$ . Un tel étalon est généralement constitué d'une lame de matériau diélectrique, dont les deux faces sont parallèles et traitées pour être fortement réfléchissantes. En maintenant la lame à température constante, son épaisseur  $e$  et son indice  $n$  sont constants et la longueur d'onde en sortie est déterminée très précisément.

Un étalon travaillant à un ordre d'interférence  $p = 1$  a une épaisseur optique voisine du micromètre et un intervalle spectral libre  $\Delta\lambda_{\text{libre}}$  de l'ordre de  $\lambda$ . C'est un filtre interférentiel, ne possédant qu'un seul pic de transmission dans le visible. Sa bande passante, voisine de  $\lambda/F$ , est de l'ordre de  $10 \text{ nm}$  (cf. § I.2.1.2).

Avec l'interféromètre de Fabry-Pérot, on fait varier l'épaisseur optique de la lame d'air, soit en déplaçant l'un des miroirs, soit en modifiant la pression du gaz et donc son indice  $n$ , et on place un détecteur au centre des anneaux. Si le rayonnement est monochromatique de nombre d'onde  $\sigma$ , une variation d'épaisseur optique  $\lambda/2$  permet de passer du pic de transmission d'ordre  $p$  à celui d'ordre  $p + 1$ . Si le rayonnement est polychromatique, on observe le défilement d'une structure qui reflète celle du spectre. Cette structure est observée sans ambiguïté si elle se trouve entièrement contenue entre les deux pics, donc si sa largeur spectrale est inférieure à l'intervalle spectral libre.

En pratique, il faut réduire au préalable le domaine spectral de la source, soit avec un monochromateur, soit avec un filtre interférentiel si le spectre se compose de raies isolées.

Les expériences présentées sont réalisées sur un appareil intermédiaire, l'étalon à épaisseur variable, le plus répandu dans les établissements d'enseignement. Il permet de

choisir différentes valeurs de l'épaisseur, mais il est nécessaire de reprendre à chaque fois le réglage du parallélisme. Trois molettes de réglage grossier permettent de modifier l'épaisseur, typiquement de  $0,1$  à  $10 \text{ mm}$ . Deux molettes de réglage fin permettent d'obtenir le parallélisme des lames.

L'étude spectrale n'est plus réalisée en faisant varier continûment l'épaisseur, mais en observant à différents angles d'incidence. On dispose à la sortie de l'interféromètre une lentille de projection, de distance focale  $f$  de l'ordre de  $1 \text{ m}$ . On observe la figure d'interférence sur un écran placé dans le plan focal de cette lentille. Dans ce plan, l'angle d'incidence  $i$  correspond au rayon  $R = fi$ . L'ordre d'interférence  $p = 2ne \cos i / \lambda$  est maximal au centre des anneaux et décroît pour des angles  $i$  croissants. L'indice de l'air étant pratiquement constant et très proche de l'unité, on le remplace par 1 dans tout ce qui suit.

### V.2.2.2 MISE EN ÉVIDENCE DES RÉFLEXIONS MULTIPLES

Le but de cette expérience est de visualiser les différents faisceaux qui interfèrent et de mesurer le coefficient de réflexion  $R$  des faces traitées. Il s'agit d'une utilisation non standard de l'interféromètre.

Réaliser préalablement un réglage grossier du parallélisme des lames. Envoyer 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  $1 \text{ m}$ , 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. Pour cela, le meilleur moyen est d'imposer un petit angle  $\alpha$  entre les deux faces. 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  $2\alpha$ , comme indiqué figure V.19. En agissant sur les molettes de réglage grossier, faire en sorte que les taches soient séparées par un intervalle de l'ordre du centimètre. L'angle  $\alpha$  est alors de l'ordre de quelques dixièmes de degré<sup>50</sup>.

Numéroter les taches à partir de 1 pour la plus lumineuse. Mesurer le flux  $\Phi_j$  correspondant à chacune d'elles à l'aide d'une photodiode polarisée en inverse. Sa surface sensible doit être assez petite pour ne recevoir qu'une tache à la fois ; si ce n'est pas le cas, augmenter l'angle  $\alpha$  ou la distance entre l'interféromètre et la photodiode. En déduire la valeur du coefficient de réflexion  $R$  de chacune des surfaces traitées. Calculer la finesse théorique de l'appareil.

Le faisceau transmis de numéro  $j$ , qui subit  $j - 1$  réflexions sur chacune des faces traitées, a pour flux :

$$\Phi_j = R^{2(j-1)} \Phi_1$$

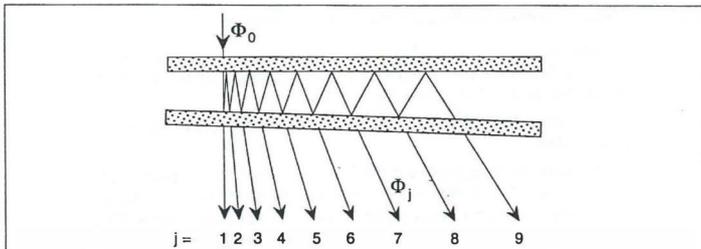


Figure V.19 : Observation des différents rayons transmis par un interféromètre de Fabry-Perot dont les faces réfléchissantes forment un angle  $\alpha$ . Le flux du faisceau de numéro  $j$  est  $\Phi_j = R^{2(j-1)} \Phi_1$  et sa déviation angulaire est  $2(j-1)\alpha$ .

On en déduit immédiatement  $R = \sqrt{\Phi_2 / \Phi_1}$ . On vérifie que les flux sont en progression géométrique en traçant la courbe  $\log \Phi_j = f(j)$  (fig. V.20). La pente de la droite obtenue fournit le coefficient  $R$  avec une grande précision. La valeur obtenue ici est  $R = 0,81$ , ce qui donne une finesse théorique  $F_{théorique} = \pi \sqrt{R} / (1 - R) = 14$ . On peut également évaluer l'ordre de grandeur du coefficient de transmission  $T$  des faces traitées<sup>51</sup>.

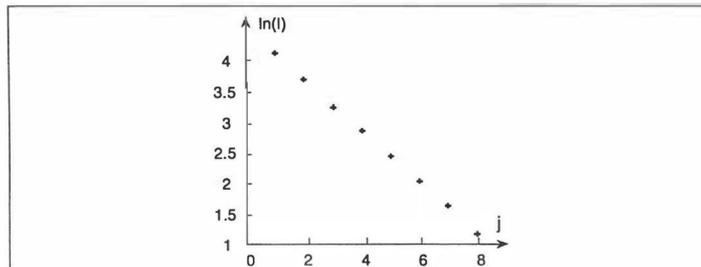


Figure V.20 : Tracé du logarithme de la tension de sortie en fonction du numéro du faisceau transmis. La pente de la droite, qui vaut  $2 \ln R$ , est estimée ici à  $-0,41$ . On en déduit  $R = 0,81$ .

V.2.2.3 RÉGLAGE DU PARALLÉLISME DES FACES RÉFLÉCHISSANTES

Repérer les trois vis de réglage grossier (parfois graduées) et les trois vis de réglage fin (agissant sur les lames par l'intermédiaire de ressorts). Mettre les réglages fins en position moyenne.

Comme pour l'interféromètre de Michelson, la procédure de réglage présente deux étapes.

La première est le réglage géométrique, déjà esquissé au paragraphe précédent avec un laser. On utilise ici une lampe spectrale. Placer la lampe à 1 m environ de l'interféromètre de Fabry-Perot, ajouter un petit diaphragme. Regarder à travers l'interféromètre : on observe des images multiples du diaphragme ; les superposer en agissant sur les trois vis de réglage grossier. Les deux faces réfléchissantes sont alors sensiblement parallèles.

La deuxième étape est le réglage interférentiel. Ôter le diaphragme, regarder à travers l'interféromètre : on doit voir des anneaux, sinon recommencer le réglage géométrique. Approcher alors la lampe de l'interféromètre et introduire un diffuseur<sup>52</sup>. La suite du réglage s'effectue par itérations successives à partir des principes suivants :

- 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.

Déplacer la tête le long de l'un des diamètres vers l'une des vis de réglage grossier : si les anneaux semblent rentrer (resp. sortir), desserrer (resp. serrer) cette vis pour réduire le défilement, comme l'indique la figure V.21. Les vis étant à  $120^\circ$ , toute action sur l'une modifie le réglage de l'autre ; passer donc ensuite à l'autre, puis revenir à la première et ainsi de suite. Lorsque le défilement est de quelques franges quand l'œil se déplace sur l'ensemble du champ, utiliser les réglages fins. Lorsque la figure est complètement stabilisée, on a des faces réfléchissantes bien parallèles.

Pour projeter les anneaux, remplacer le diffuseur par un condenseur pour rassembler le maximum de lumière sur les lames de l'interféromètre de Fabry-Perot, et obtenir des angles d'incidence variés. Placer à sa sortie une lentille de très grande distance focale (1 m) et un écran dans son plan focal.

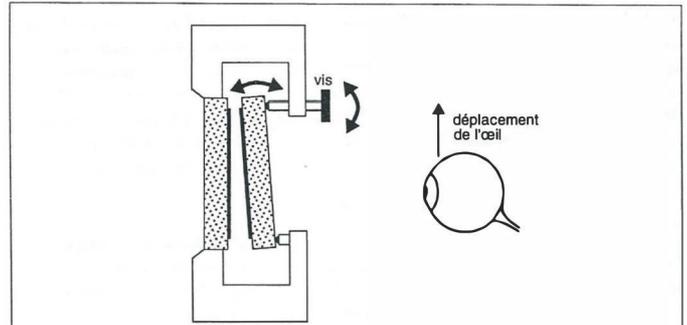


Figure V.21 : Réglage interférentiel du parallélisme des faces réfléchissantes. Si les anneaux rentrent lorsque l'œil se déplace vers la vis, c'est que l'épaisseur est trop faible au niveau de celle-ci. Il faut donc desserrer la vis pour augmenter l'épaisseur à cet endroit.

V.2.2.4 MESURE DE LA FINESSE INSTRUMENTALE DU FABRY-PEROT

L'examen de la figure d'interférence sur l'écran dans le plan focal de la lentille permet d'accéder à la principale caractéristique de l'appareil, sa finesse<sup>53</sup>. Il faut, pour cela, disposer d'une source suffisamment monochromatique. Une lampe à vapeur de mercure basse pression avec un condenseur et un filtre interférentiel pour isoler la raie verte peut convenir, à condition de travailler avec une épaisseur faible (0,1 mm, par exemple). La largeur des anneaux observés est alors due à la finesse de l'instrument et non à la largeur finie de la raie<sup>54</sup>. On peut également recourir à un faisceau laser. Dans ce cas, élargir le faisceau avec une lentille de très courte distance focale (5 mm), afin d'avoir de nombreux angles d'incidence. Accoler l'ensemble à l'interféromètre de Fabry-Perot.

On observe des anneaux fins, séparés par des zones larges et très sombres. Pour la suite, on numérote ces anneaux 1, 2, ..., k, en partant de l'anneau de plus petit rayon. On

53. Si l'on dispose d'un interféromètre de Fabry-Perot à épaisseur continûment variable équipé d'un moteur, on peut visualiser expérimentalement la fonction d'Airy,  $A(\varphi) = I(\varphi)/I_{max}$ , en mettant un détecteur au centre des anneaux et en enregistrant le signal détecté en fonction de la largeur  $e$  de la cavité, de la même manière qu'avec l'interféromètre de Michelson.

54. La largeur  $\Delta\sigma$  de la raie n'est pas visible tant que celle-ci est nettement inférieure à la largeur, exprimée en nombre d'onde, d'un pic de la fonction d'Airy, soit  $1/(2neF)$ . La largeur de la raie verte de la lampe mercure basse pression étant de l'ordre de 0,03 nm, il faut donc travailler avec une épaisseur de cavité bien inférieure à  $\lambda^2 / (2n F \Delta\lambda)$ , soit 0,4 mm environ si  $F$  est de l'ordre de 10.

note  $R_k$  le rayon du  $k$ -ième anneau et  $\delta R_k$  son épaisseur (fig. V.22.a). La comparaison des largeurs des plages sombres et brillantes permet d'obtenir la finesse. Intuitivement, la courbe représentative de l'éclairement sur l'écran  $I(R)$  en fonction du rayon donne une image de la fonction d'Airy. Cette image est cependant déformée puisque les anneaux sont de plus en plus serrés et de plus en plus fins lorsque le rayon augmente. Une bonne approximation consiste à faire le rapport entre la moyenne des écarts d'un anneau aux deux anneaux voisins (l'un plus petit, l'autre plus grand) et la largeur de cet anneau. Ceci revient à écrire :

$$F \approx (R_{k+1} - R_{k-1}) / 2 \delta R_k$$

Cette finesse est de l'ordre de quelques unités (fig. V.22.a). On donne pour comparaison l'allure de la figure d'interférence obtenue avec l'interféromètre de Michelson, avec la même source et pour une même épaisseur de la lame d'air (fig. V.22.b). Les zones brillantes et sombres sont sensiblement de même largeur : la finesse est ici de l'ordre de 2.

Cette comparaison met en évidence une propriété des interférences à ondes multiples : elles permettent d'affiner les franges d'interférences brillantes par rapport aux interférences à deux ondes. Autrement dit, elles permettent d'affiner les pics de l'intensité transmise  $I(\varphi)$ . Le schéma de la figure V.18 rend compte de ce phénomène.

On peut enregistrer l'éclairement  $I(R)$  en fonction du rayon en plaçant dans le plan focal image d'une lentille de focale  $f$  un détecteur, par exemple une barrette de photodétecteurs reliée à un oscilloscope numérique. On utilise également un photomultiplicateur couplé à une fibre optique dont l'extrémité libre se déplace dans le plan focal de la lentille, radialement à partir du centre des anneaux. Une table traçante en mode  $y = f(t)$  permet d'entraîner la fibre à vitesse constante et de réaliser l'enregistrement. On peut

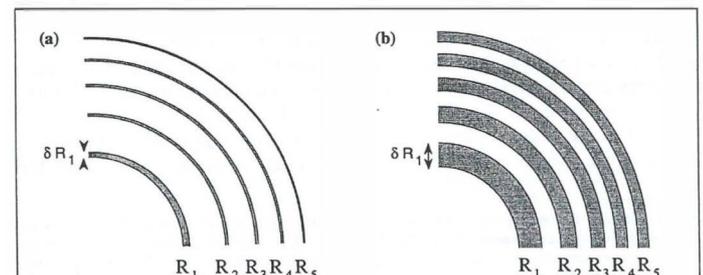
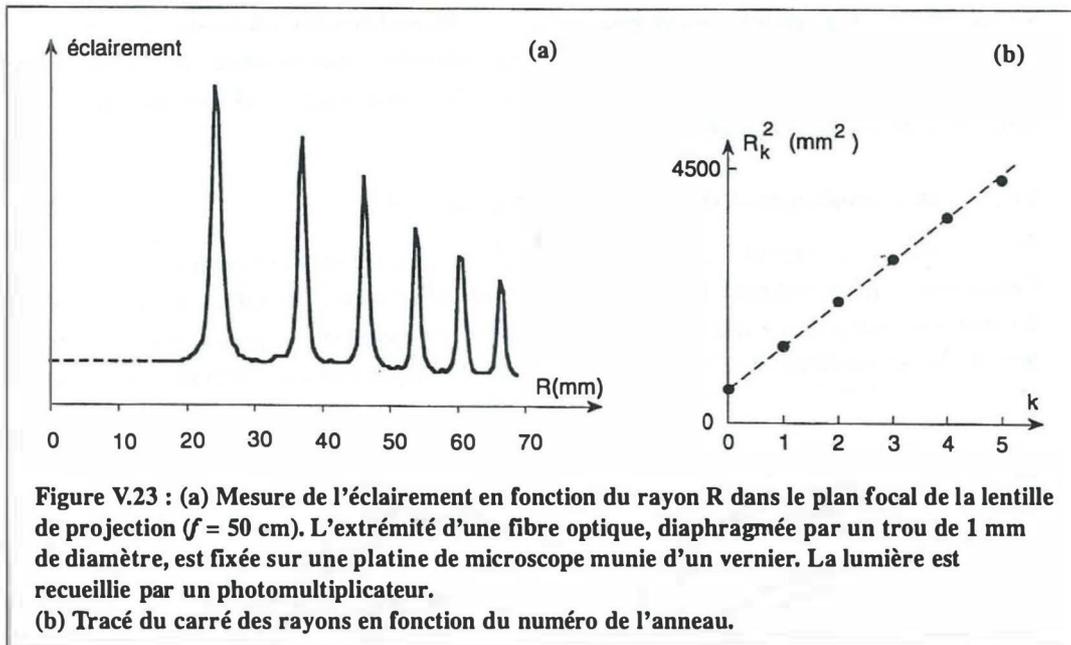


Figure V.22 : Allure de la figure d'interférence obtenue (a) avec l'interféromètre de Fabry-Perot, (b) avec l'interféromètre de Michelson, pour une source quasi-monochromatique et pour une même épaisseur optique.



encore fixer l'extrémité libre de la fibre optique sur une platine de translation de microscope munie d'un vernier et montée verticalement sur un pied d'optique. La courbe expérimentale (fig. V.23.a) a été réalisée point par point avec ce dernier matériel.

On observe, en partant du centre, plusieurs anneaux. Les largeurs sont bien mesurées pour les trois premiers anneaux. On en déduit la finesse  $F = 10$  à une unité près environ. Pour les anneaux suivants, la largeur mesurée, sensiblement constante, est due à la taille finie du détecteur.

Le rayon du  $k$ -ième anneau brillant s'écrit :

$$R_k \approx f i_k \approx f \sqrt{(k-1 + \epsilon) (\lambda / e)}$$

où  $i_k$  est l'angle d'incidence entre les lames définissant le rayon angulaire de l'anneau  $k$  et  $f$  la distance focale de la lentille de projection. On détermine ainsi l'épaisseur  $e$  de la lame d'air et éventuellement l'excédent fractionnaire  $\epsilon$ , compris entre 0 et 1, qui traduit le fait que l'ordre d'interférence au centre n'est pas entier. On vérifie que le carré des rayons est une fonction affine de leur numéro  $k$  (fig. V.23.b). Sachant que  $f = 50$  cm et  $\lambda = 546$  nm, on en déduit l'épaisseur  $e = 0,18$  mm dans ce cas.

La finesse mesurée est en accord avec celle annoncée par le constructeur : 10. Cette finesse instrumentale est inférieure à celle calculée à partir du coefficient de réflexion  $R$  :  $F = 14$  (cf. § V.2.2.2). L'écart est dû aux imperfections de l'appareil comme le défaut de planéité des faces réfléchissantes. L'expérience doit, bien évidemment, être réalisée correctement pour ne pas introduire d'élargissement supplémentaire des pics. On soigne en particulier le réglage du parallélisme des lames et la mise au point sur le détecteur, et on choisit une surface sensible de détecteur suffisamment petite. Afin de ne pas être gêné par les aberrations, on utilise une lentille de projection de grande distance focale – plus précisément, de grand nombre d'ouverture (cf. § I.7.2).

### 3. Corde de Melde (Quaranta La mécanique)

Contrairement au cas de la réflexion sur un miroir en électromagnétisme, en mécanique, on aura toujours la superposition d'une infinité d'ondes. Il est alors évident que le phénomène ne sera stable que si toutes ces ondes sont en phase c'est-à-dire s'il y a résonance. On aura des ondes stationnaires transversales à une dimension.

L'excitation sinusoïdale permet d'isoler les modes propres. Ce sont des expériences de résonance.

**Rappels :** les lois de Mersenne (fréquences fondamentales des cordes vibrantes). Pour une corde de longueur  $\ell$  :

Fixée à ses deux extrémités  $f = \frac{c}{2\ell}$  (harmoniques  $f_k = k \frac{c}{2\ell}$ )

Fixée à une extrémité :  $f = \frac{c}{4\ell}$  (harmoniques  $f_k = (2k+1) \frac{c}{4\ell}$ )

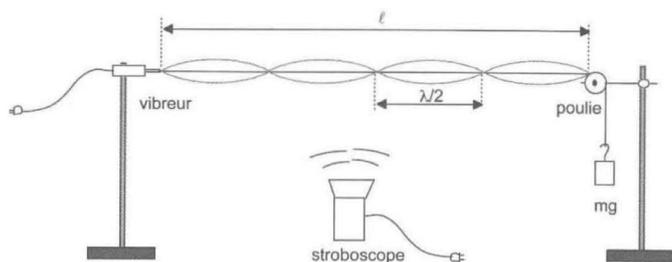


Figure O25

Les fréquences propres de la corde sont  $f_k = k \frac{c}{2\ell}$  avec  $c = \sqrt{\frac{T}{\mu}}$  ( $k$  entier  $\geq 1$ ).

On dispose donc de quatre paramètres :

- la fréquence  $f$  du vibreur : en général elle est fixe et égale à 100 Hz ;
- la longueur  $\ell$  de la corde ;
- la tension  $T$  du fil (masse  $m$  accrochée :  $T = mg$ ) ;
- la masse linéique  $\mu$  de la corde.

⇒ On règle le dispositif de manière à obtenir la résonance.

• Observation stroboscopique

À l'aide du ralenti apparent, on montre que les points de part et d'autre d'un nœud vibrent en opposition de phase (figure O26).

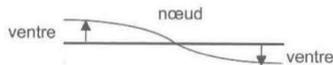


Figure O26

On mesure sommairement l'amplitude des ventres pour différentes longueurs de la corde (à la résonance) ; l'amplitude des nœuds doit être quasiment nulle.

• Influence de la tension de la corde

La longueur  $\ell$  de la corde étant fixée, on ajuste la masse  $m$  pour obtenir la résonance (par exemple pour 1 fuseau).

On diminue ensuite progressivement la masse  $m$  pour obtenir 2, puis 3, puis 4, ... fuseaux où la longueur de la corde correspond respectivement à  $\lambda$ ,  $2\lambda/3$ ,  $2\lambda/4$ , ... (figure O27). La relation entre la longueur d'onde  $\lambda$  et la masse  $m$  étant :

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{mg}{\mu}}$$

On effectue donc les mesures suivantes :

m (g)	k	$\lambda$ (cm)	$\lambda^2$
...	...	...	...

Puis on trace  $\lambda^2 = f(m)$  qui doit être une droite de pente  $\frac{g}{f^2\mu}$  (figure O28).

On peut donc en déduire la masse linéique  $\mu$  de la corde (ce qui ne présente vraiment pas un grand intérêt si ce n'est de comparer à la valeur obtenue par une pesée et donc de vérifier le modèle) ; à titre indicatif, pour une ficelle ordinaire  $\mu$  est de l'ordre de 1 g/m et pour un fil métallique de l'ordre de 10 g/m).

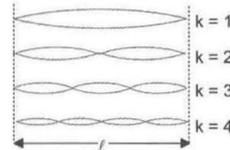


Figure O27

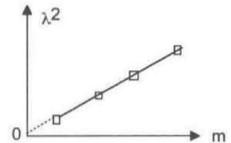


Figure O28

Ordres de grandeur pour $\mu = 1 \text{ g/m}$ , $f = 100 \text{ Hz}$ et $\ell = 50 \text{ cm}$ on a $k = 1$				
k	1 ( $\lambda = 1 \text{ m}$ )	2 ( $\lambda = 50 \text{ cm}$ )	3 ( $\lambda = 33 \text{ cm}$ )	4 ( $\lambda = 25 \text{ cm}$ )
m (kg)	1	0,25	0,110	0,0625
c (m/s)	99,0	49,5	32,8	24,7

REMARQUE CONCERNANT LA TENSION DE LA CORDE

L'ajustement de la valeur de  $m$  est toujours délicat car celle-ci ne peut varier que par valeurs entières. On peut donc imaginer des dispositifs où la tension  $T$  peut varier de manière continue (figure O29).

- Le levier du second genre en est un exemple :  $T = mgx/a$  ;
- De même le ressort étalonné :  $T = kx$ .

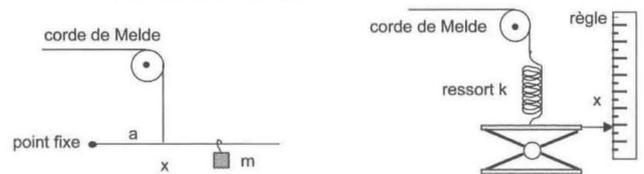


Figure O29

• Influence de la longueur de la corde

On fixe la valeur des masses marquées  $m$  (par exemple 100 g) et on fait varier la longueur  $\ell$ . On note cette valeur chaque fois que l'on obtient un système stable :

k	$\ell$ (m)	$\lambda$ (m)
...	...	...

On en déduit donc une longueur d'onde moyenne, puis, en utilisant la relation  $c = \lambda f$ , on peut en déduire la valeur expérimentale de la célérité des ondes transversales (ordre de grandeur : 45 m/s) et on comparera à la valeur théorique :

$$c = \sqrt{\frac{mg}{\mu}}$$

• Influence de la masse linéique

On remplace la ficelle par un fil de nylon, de laiton, d'acier, ...

Pour les mêmes valeurs de la tension ( $m$ ) et de la fréquence  $f$ , on comparera par exemple le mode fondamental ( $k = 1$ ) pour ces différentes cordes. On tracera éventuellement  $\lambda^2 = f(1/\mu)$  qui est une droite de pente  $mg/f^2$ .

NB : on détermine  $\mu$  par pesée d'une longueur  $L$  de fil :  $\mu = m/L$ .

## Partie F. EXPERIENCE D'INTERACTION MATIERE-RAYONNEMENT

## 1 Rapports de Jury

2016 : Ce montage ne devrait pas être confondu avec le montage « Spectrométrie optique ». Des expériences quantitatives sur l'absorption sont attendues. En outre, les propriétés d'émission du laser ne sont pas hors sujet.

2013 : Il est regrettable que les expériences d'absorption restent qualitatives

2011 : Si ce montage se distingue plus du montage 9 cette année, les deux aspects de l'intitulé doivent être abordés. Rappelons que la qualité des mesures dans ce montage est souvent liée à une bonne connaissance des spectromètres utilisés.

2010 : Les remarques des années précédentes s'appliquent toujours. Ce montage est à différencier du montage 9. Cela ne dispense pas de l'étalonnage des spectromètres, dont on doit connaître en particulier la résolution.

2009 : L'émission du corps noir n'est pas stricto sensu une émission spontanée. Les ordres de grandeurs des largeurs de raies et leur origine devraient être connus des candidats.

2008 : L'utilisation des récents spectromètres à fibre optique interfacés USB nécessite la connaissance de son mode de fonctionnement et doit s'accompagner d'une analyse critique des résultats, notamment en termes de résolution et de justesse.

## 2 Introduction

L'étendue des manipulations possibles dans ce montage est vaste car on peut montrer l'absorption ou l'émission par des solides, liquides ou vapeurs, et ceci dans les différents domaines spectraux qui composent le domaine de l'optique (visible, IR et UV).

## 3 Émission et absorption par des vapeurs

### 3.1 Lampe spectrale à vapeur de Mercure

Biblio : Sextant p. 4; Duffait p. 134

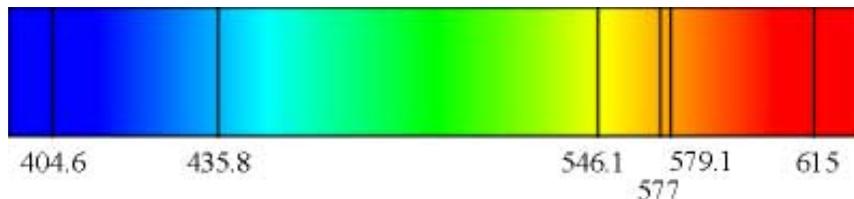


FIGURE 1 – Spectre de raies du Mercure

Avec la lampe à vapeurs de mercure haute pression, très lumineuse (lunettes obligatoires car contient des UV), on peut montrer le spectre de raies (Fig. 1) émis par des vapeurs atomiques. Pour la visualisation, éclairer une fente avec un condenseur, conjuguer la fente avec un écran et utiliser un système dispersif comme un PVD (prisme à vision directe). On peut vérifier rapidement la valeur de certaines longueurs d'onde en utilisant des filtres interférentiels. L'expérience du paragraphe 3.3 permet de montrer que ces raies ne sont pas infiniment fines, mais présentent une certaine largeur. On peut ici utiliser un réseau pour déterminer les longueurs d'onde de la lampe à vapeurs de mercure.

### 3.2 Mesure de la constante de Rydberg

Biblio : Duffait d'optique p. 134

Le but de ce TP est d'estimer, avec le plus de précision possible, la valeur de la constante de Rydberg à partir de l'observation du spectre d'émission d'une décharge électrique dans de l'hydrogène. Le matériel est le suivant :

- une lampe spéciale comprenant un tube capillaire rempli d'hydrogène à basse pression, dans lequel on établit une décharge par l'application d'une haute tension.
- un spectromètre avec barrette CCD intégrée (USB), connecté à un micro-ordinateur via le port USB ;
- une fibre optique ;
- une lampe spectrale à vapeur de mercure pour l'étalonnage du spectromètre.

Repérer une petite dizaine de raies les plus intenses. Les longueurs d'onde de la série de Balmer sont données par la loi :

$$\frac{1}{\lambda}(\text{cm}^{-1}) = R_y \times \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}\right)$$

avec  $n$  entier et où  $R_y$  désigne la constante de Rydberg qu'on se propose de déterminer. En prenant comme valeur approchée  $R_y = 110000 \text{ cm}^{-1}$ , identifier les raies de l'hydrogène. Un certain nombre de raies n'appartiennent pas au spectre d'émission de l'hydrogène atomique, mais à celui de l'oxygène, dont la présence est inévitable à l'état de traces dans le gaz.

Les longueurs d'onde dans le visible sont :

$$\lambda = 410.17 \text{ nm (violet)}$$

$$\lambda = 434.05 \text{ nm (bleu)}$$

$$\lambda = 486.05 \text{ nm (bleu)}$$

$$\lambda = 656.28 \text{ nm (rouge)}$$

### 3.3 Estimation de la largeur de la raie verte du Mercure

Biblio : Sextant p. 235 et p. 240

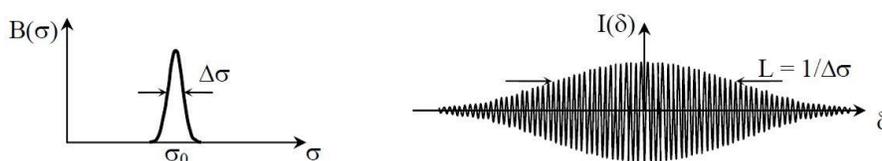


FIGURE 2 – Estimation de la largeur de la raie verte du Hg.

Expérience semi-quantitative : on évalue ici seulement un ordre de grandeur de la largeur de la raie verte d'une lampe haute pression. Avec le Michelson réglé en lame d'air, on détermine approximativement la différence de marche à introduire pour que le contraste au centre des anneaux soit *sensiblement* réduit. L'expérience est bien décrite dans le Sextant. La largeur de la raie (en nombre d'onde  $\Delta\sigma$ ) est obtenue en inversant cette différence de marche ( $L$  sur la figure 2). Enfin, la largeur en longueur d'onde est obtenue par  $\Delta\lambda = \lambda^2 \Delta\sigma$ . Pour la haute pression, cette largeur est principalement due aux chocs entre atomes qui limitent la durée des trains d'onde émis. Elle est de l'ordre de  $\Delta\lambda \approx 0.2 \text{ nm}$ . Pour une basse pression, moins lumineuse, c'est l'effet Doppler qui prédomine et la largeur est dix fois moindre :  $\Delta\lambda \approx 0.02 \text{ nm}$ .

## 4 Absorption par un milieu condensé (liquide solution de $\text{KMnO}_4$ )

Biblio : Duffait d'optique p. 130

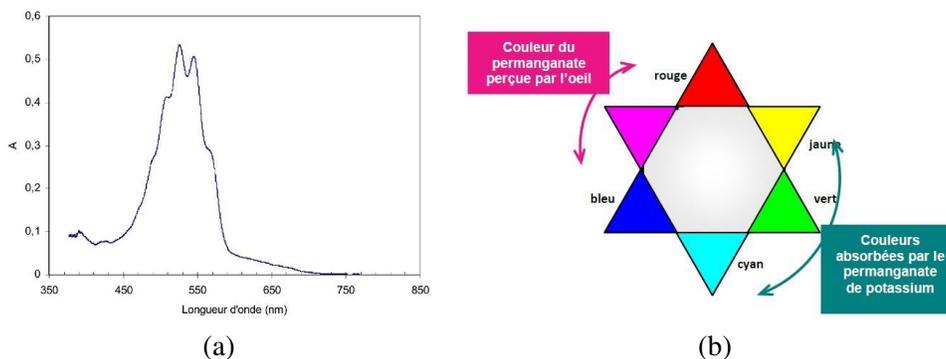


FIGURE 3 – (a) Absorbance du  $\text{KMnO}_4$  pour deux épaisseurs traversées, (b) Couleur du  $\text{KMnO}_4$ .

La concentration de la solution doit être faible pour pouvoir voir les bandes d'absorption. Avec le spectromètre à fibre, il faut d'abord acquérir le *blanc* puis le *noir* de manière à pouvoir afficher l'absorbance du  $\text{KMnO}_4$  (voir Duffait d'Optique). Le *blanc* doit être mesuré avec le même montage, même lentille, même cuve (pleine d'eau), même condenseur etc... de manière à ce que les transmittances spectrales de chaque élément (ainsi que la luminance spectrale de la source et la sensibilité spectrale du détecteur) se simplifient dans le quotient de l'absorbance.

On peut vérifier la loi de Beer-Lambert  $I = I_0 e^{-\alpha L c}$ . Le plus simple est de le faire pour deux épaisseurs traversées d'une même solution, par exemple en tournant la cuve. Dans ce cas, bien penser à refaire le *blanc* avec la cuve tournée pleine d'eau.

On peut aussi utiliser des solutions de différentes concentrations.

## 5 Emission et absorption résonantes : résonance optique du Sodium

Biblio : Duffait d'optique p. 132

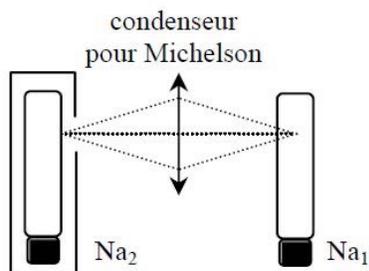


FIGURE 4 – Résonance optique Na.

L'expérience est schématisée par la Fig. 4. Les deux lampes doivent être allumées à l'avance et on les conjugue avec un condenseur. Après avoir coupé l'alimentation de la lampe 1, cette lampe paraît encore un peu lumineuse (alors qu'elle n'émet quasiment aucune lumière lorsqu'elle est éclairée par un Q.I.). Ne fonctionne pas avec une lampe à vapeur de mercure car la raie visible principale (verte) correspond à une transition entre deux états excités alors que pour le sodium, les transitions se font à partir de l'état fondamental.

Notez que cette expérience est qualitative et qu'elle rapportera peu de points, elle peut illustrer une conclusion du montage : "Ici l'émission et l'absorption sont résonantes, elles se font à la même fréquence". Cette manipulation peut se faire également dans le montage résonance.

Partie H. EXPERIENCE SUR LES MILIEUX OPTIQUEMENT ACTIFS

**Jury :**

Le candidat doit être capable d'expliquer le principe physique des protocoles utilisés pour l'étude de la biréfringence d'une lame mince. Le jury attend des mesures quantitatives avec confrontation aux valeurs tabulées. Une connaissance minimale des milieux anisotropes est indispensable.

Le jury a vu de bons montages sur ce sujet. Cependant la signification de certains termes comme « lame taillée parallèlement ou perpendiculairement à l'axe » ou encore « lignes neutres » doit être connue.

**Biblio :**

« Optique expérimentale » ; Sextant, Hermann

« Expériences d'optique, Agrégation de sciences physiques » ; R. Duffait, Bréal

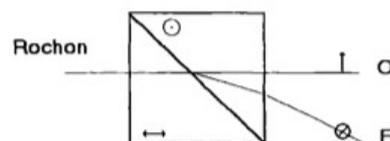
**1. Introduction :**

La biréfringence se caractérise par la présence d'axes privilégiés d'indices optiques différents au sein d'un matériaux. L'indice optique dépendra de la polarisation de l'onde incidente (décomposée sur la base des polarisations rectilignes). La biréfringence est caractérisée par la quantité  $\Delta n = n_e - n_o$  entre les indices ordinaire et extraordinaire. La biréfringence cristalline permet en particulier d'obtenir des faisceaux polarisés rectilignement suivant deux directions perpendiculaires et séparés spatialement.

Le pouvoir rotatoire, lui, est dû à la présence d'indices différents selon la polarisation de l'onde incidente (décomposée sur la base circulaire droite/gauche). Il se caractérise par la rotation d'un angle  $\beta$  de la polarisation de l'onde incidente.

**2. Biréfringence :**

**2.1. Biréfringence naturelle, caractérisation (Duffait)**



Utiliser un **prisme de Rochon** en spath d'Islande. Un prisme de Rochon en spath d'Islande (calcite) est un dispositif optique permettant de séparer un faisceau lumineux entrant en deux faisceaux distincts, polarisés orthogonalement. En raison de la forte biréfringence naturelle du cristal de calcite, le rayon lumineux initial se divise en un rayon ordinaire (non dévié) et un rayon extraordinaire (nettement dévié). L'assemblage précis des deux prismes de spath détermine l'angle exact de séparation entre ces faisceaux, offrant ainsi une polarisation linéaire de grande qualité.

Pour la mise en évidence du phénomène, éclairer un trou source de petite taille à l'aide d'un condenseur et d'une quartz-iode. Faire l'image de ce trou sur un écran placé à 2m avec une lentille (doublet achromatique) de focale 20 cm. Placer ensuite le prisme de Rochon dans le faisceau de lumière parallèle. Tourner le prisme autour de l'axe optique et observer l'image ordinaire fixe et l'image extraordinaire qui lui tourne autour.

## 2.2. Biréfringence naturelle, mesure (Duffait, Sextant)

	$n_o$	$n_e$	$\Delta n = n_e - n_o$
Calcite (spath)	1,658 4	1,486 4	- 0,172
Quartz	1,544 3	1,553 4	+ 0,009 1

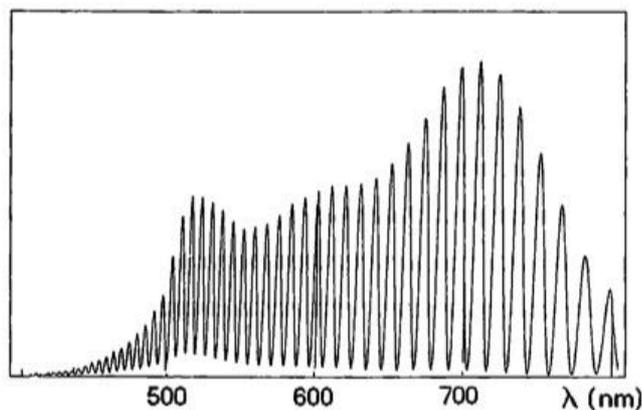
L'expérience présentée ici permet de mesurer la biréfringence du quartz par une méthode interférométrique en utilisant un **spectromètre à fibre optique USB**.

On choisit une lame de quartz **taillée parallèlement à l'axe optique** (l'axe optique du cristal est dans le plan de la face d'entrée). La séparation spatiale entre les rayons ordinaires et extraordinaires est rigoureusement nulle dans ce cas. En revanche, les deux rayons se propagent avec des vitesses de phase différentes. A la sortie de la lame, la polarisation rectiligne de l'onde incidente est devenue **elliptique** dans le cas général (rectiligne si la polarisation incidente est selon une ligne neutre de la lame, circulaire si cette polarisation est à 45 degré des lignes neutres ET que la différence de marche est celle d'une lame quart d'onde).

On place la lame de quartz **entre polariseur (P) et analyseur (A) croisés**. La passage de la lumière est rétabli dans le cas où les **lignes neutres** de la lame ne sont pas alignées sur les directions de (P) et (A), ce qui permet de mettre en évidence les lignes neutres du cristal. Tourner alors la lame de 45 degrés. Dans le cristal se propagent alors deux ondes polarisées rectilignement (une rapide et une lente) dont les directions de polarisation sont orthogonales entre elles. Ces deux ondes sortent du cristal avec la **différence de marche**  $\delta = e \cdot \Delta n$ .

Enfin (A) permet de projeter ces deux ondes sur une direction commune et donc d'observer des **interférences**. Avec une source de lumière blanche et une différence de marche importante ( $e = 4$  mm et  $\Delta n \approx 0.01$  donc  $\delta \approx 40 \mu\text{m}$ ), nous obtenons un **spectre canelé** observable avec le spectromètre à fibre optique.

En comptant  $p$  cannelures entre deux longueurs d'onde 1 et 2, on en déduit  $\Delta n$ .



Pour cette expérience :

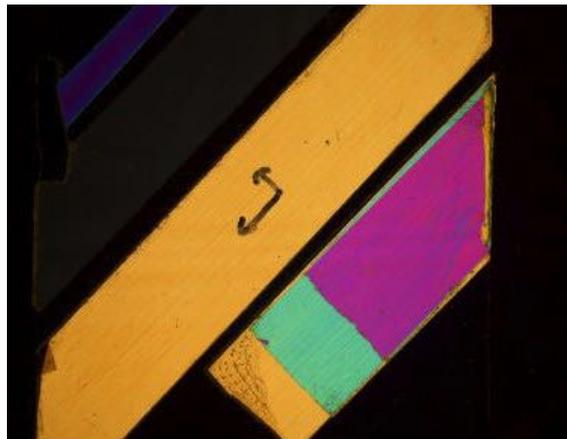
- bien soigner l'**alignement** pour que la lame soit éclairée en lumière parallèle (trou source au foyer d'une lentille convergente).
- Connaître les **caractéristiques** et le **fonctionnement** d'un spectromètre à fibre optique USB (notamment sa résolution)
- Trouver un compromis sur le nombre de cannelures  $p$  à considérer (autour de 10). Si  $p$  est trop grand, la **dispersion** devient gênante car  $\Delta n$  dépend (un peu) de la longueur d'onde. Le mieux est de faire une mesure avec 10 cannelures dans le bleu, une autre dans le rouge pour estimer la « dispersion de la biréfringence ».

- la faible luminosité arrivant jusqu'à la fibre optique rend nécessaire l'utilisation d'un tube pour **collimater** la lumière et rendre moins gênante la pollution lumineuse de la pièce.

### 2.3. Biréfringence provoquée (ruban adhésif, Duffait)

Le ruban adhésif est biréfringent principalement à cause de sa structure moléculaire anisotrope créée lors du processus de fabrication. Quand on **étire** ou déroule le ruban, les polymères constituant sa base plastique (généralement du polypropylène ou du polyester) sont **alignés préférentiellement** dans une direction spécifique. Cette orientation moléculaire engendre une **anisotropie optique** : les molécules ne réagissent pas de la même manière aux champs électriques de la lumière selon leur orientation spatiale. Ainsi, la lumière traversant le ruban adhésif se divise en deux composantes polarisées perpendiculairement, chacune voyageant à une vitesse légèrement différente à cause des différences d'indice de réfraction. Cette différence induit la biréfringence observable lorsqu'on regarde le ruban adhésif à travers un polariseur ou une source de lumière polarisée, créant typiquement des motifs colorés caractéristiques.

**Expérience** : entre polariseur et analyseur croisés, disposer une lame de microscope sur laquelle sont collés plusieurs épaisseurs de ruban adhésif. Faire l'image du ruban adhésif sur un écran. Comme la différence de marche est ici beaucoup plus faible que dans l'expérience précédente, on n'observe **pas de spectre cannelé, mais des teintes de Newton**.



- **Décaler** en escalier les rubans adhésifs collés sur la lame de microscope pour avoir des zones avec 1, 2 et 3 épaisseurs de ruban.
- Repérer les teintes de Newton en utilisant la **table** du Duffait d'optique (p. 148).
- Passer de (P) et (A) **croisés** à (P) et (A) **parallèles** pour confirmer les teintes.
- En déduire un ordre de grandeur de la biréfringence du ruban adhésif.
- La même expérience peut être faite avec un objet en plexiglas sur lequel on applique une contrainte mécanique.

### 3. Pouvoir rotatoire (Duffait)

#### 3.1 Mise en évidence

Le quartz présente les deux phénomènes (biréfringence et pouvoir rotatoire). Pour que la biréfringence ne masque par le pouvoir rotatoire, on utilise :

- des lames taillées **perpendiculairement** à l'axe optique
- un faisceau de lumière **quasi parallèle**.

Ainsi utilisé, le quartz ne présente pas de biréfringence.

## Partie H. EXPERIENCE SUR LES MILIEUX OPTIQUEMENT ACTIFS

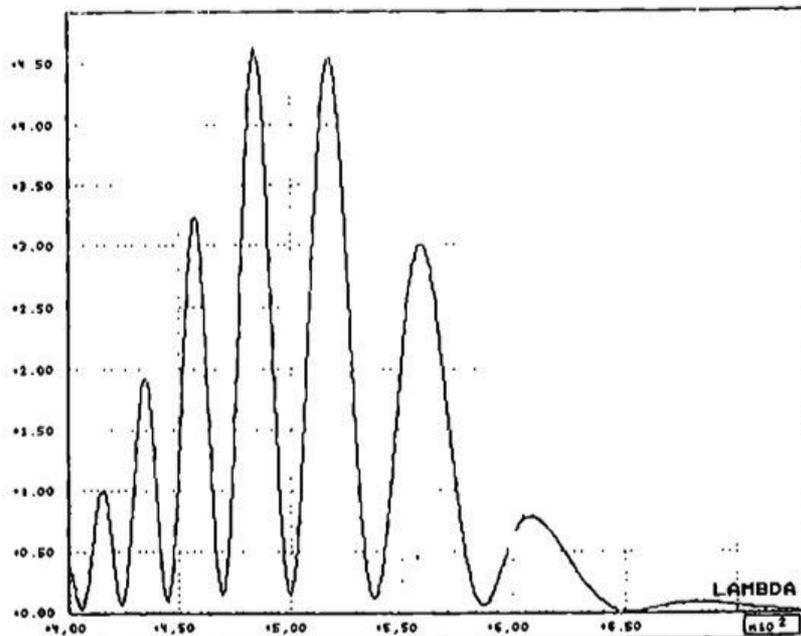
L'effet sur la polarisation de la lumière est différent ici : une onde polarisée rectilignement reste polarisée rectilignement mais **son plan de polarisation tourne d'un certain angle**.

Comme le phénomène est fortement dispersif, pour la mise en évidence, on choisira une lame **mince** et une source de lumière le plus monochromatique possible : l'idéal est un LASER polarisé ou à défaut utiliser une raie spectrale (par exemple la raie verte d'une lampe Hg) isolée par un filtre interférentiel.

- Montrer que l'onde transmise est toujours polarisée rectilignement mais que son plan de polarisation a tourné
- Mesurer le pouvoir rotatoire spécifique du quartz [ $\alpha$ ] =  $\alpha / e$  et sa nature (dextrogyre ou lévogyre). Valeur tabulée :  $18.8^\circ/\text{mm}$  à 632 nm.
- si la lame est assez épaisse ( $> 4\text{mm}$ ), il peut y avoir ambiguïté sur sens de rotation : une rotation à droite de  $120^\circ$  donne la même vibration émergente qu'une rotation à gauche de  $60^\circ$ . Utiliser une lame mince pour ne pas avoir ce problème.

### 3.2 Caractère dispersif du pouvoir rotatoire d'un quartz taillé perpendiculairement à l'axe optique (Duffait)

Comme le phénomène est très dispersif, en lumière blanche et avec une lame de quartz taillée perpendiculairement à l'axe optique **épaisse**, on obtient un **spectre cannelé** (très différent de celui de la biréfringence car ici, *il ne s'agit pas d'un phénomène d'interférence*). Entre polariseur et analyseur croisés, toutes les longueurs d'ondes dont le plan de polarisation a tourné d'un angle  $k \cdot \pi$  ne pourront pas traverser l'analyseur.



Tracer l'angle (à une constante additive près) dont a tourné le plan de polarisation en fonction de  $1/\lambda^2$  et vérifier que l'on trouve une droite.

## Partie I. EXPERIENCE D'OPTIQUE : POLARISATION

### 1 Introduction

*Rapport de Jury 2017 : Montage 14 : Polarisation des ondes électromagnétiques. Ce montage permet d'explorer les ondes électromagnétiques au-delà de la gamme spectrale de l'optique. Le jury constate que la loi de Malus est souvent mal réalisée et mal exploitée ; les candidats gagneraient à réfléchir au choix de la source : spectrale, blanche avec filtre, laser polarisé ou non polarisé. Enfin, il faut connaître le principe des polariseurs utilisés, que ce soit des polariseurs dichroïques ou de simples grilles dans le cas des ondes centimétriques. Par ailleurs, l'analyse d'une lumière polarisée quelconque par utilisation d'une lame quart d'onde dans un cas quelconque, sans comparaison avec rien de connu présente peu d'intérêt.*

*apport de Jury 2015 : Ce montage permet d'explorer les ondes électromagnétiques au-delà de la gamme spectrale de l'optique. Le jury constate que la loi de Malus est souvent mal réalisée et mal exploitée ; les candidats gagneraient à réfléchir au choix de la source : spectrale, blanche avec filtre, laser polarisé ou non polarisé. Enfin, il faut connaître le principe des polariseurs utilisés, que ce soit des polariseurs dichroïques ou de simples grilles dans le cas des ondes centimétriques.*

*Rapport de Jury 2013 : Montage 11 : Il s'agit ici d'étudier les propriétés des ondes lumineuses. Il est indispensable de différencier, si possible par des expériences, polarisation partielle et polarisation elliptique. La loi de Malus est souvent mal réalisée et mal exploitée : réfléchir au choix de la source : spectrale, blanche avec filtre, laser polarisé ou non polarisé.*

*Rapport de Jury 2012 : 11 Production et analyse d'une lumière polarisée. La loi de Malus peut être réalisée et exploitée avec soin. Il faut connaître le principe de fonctionnement du détecteur utilisé (photodiode, luxmètre).*

*Rapport de Jury 2011 : 11 Production et analyse d'une lumière polarisée. Il est indispensable de différencier, si possible par des expériences, polarisation partielle et polarisation elliptique ; de même lumière naturelle et polarisation circulaire. La loi de Malus est souvent mal réalisée et mal exploitée.*

*Rapport de Jury 2010 : 11 Production et analyse d'une lumière polarisée. Il s'agit ici d'étudier les propriétés des ondes lumineuses. Il est indispensable de différencier, si possible par des expériences, polarisation partielle et polarisation elliptique. La loi de Malus est souvent mal réalisée et mal exploitée.*

*Rapport de Jury 2009 : 11 Production et analyse de lumière polarisée Contrairement au montage 10 (Milieux optiquement actifs : biréfringence et pouvoir rotatoire), il s'agit ici d'étudier les propriétés des ondes lumineuses. La confusion entre polarisation partielle et polarisation elliptique n'est pas acceptable.*

*Rapport de Jury 2008 : 11 Production et analyse de lumière polarisée Sans attendre une étude exhaustive des différents types de polarisation, le jury ne saurait se satisfaire d'un exposé basé uniquement sur la polarisation rectiligne. L'analyse d'une lumière elliptique, qu'il ne faut pas confondre avec une lumière partiellement polarisée, requiert aussi d'en déterminer les axes.*

*Rapport de Jury 2007 : 13. Production et analyse d'une lumière polarisée. La polarisation rectiligne n'est pas la seule.*

*Rapport de Jury 2006 : Production et analyse d'une lumière polarisée. Il ne faut pas se limiter à la polarisation rectiligne.*

## 2 Polarisation rectiligne

### 2.1 Par dichroïsme (Sextant page 264)

Voir Figure 1

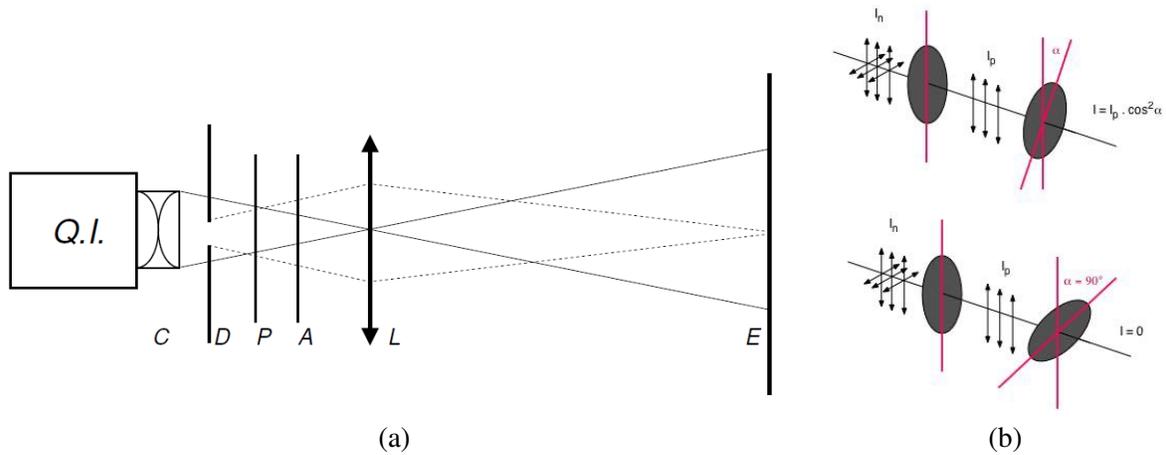


FIGURE 1 – Polarisation par dichroïsme. (a) Montage à réaliser. (b) Loi de Malus.

### 2.2 Par réflexion vitreuse (Sextant page 270)

Voir Figure 2.

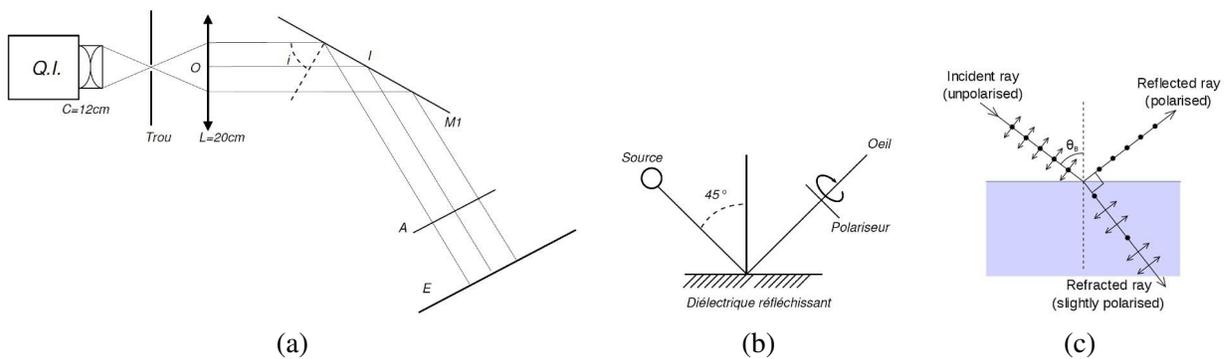


FIGURE 2 – Polarisation par réflexion vitreuse. (a) Montage à réaliser. (b) Tester un polariseur dichroïque. (c) Incidence de Brewster.

### 2.3 Par diffusion (Sextant page 273)

Voir Figure 3.

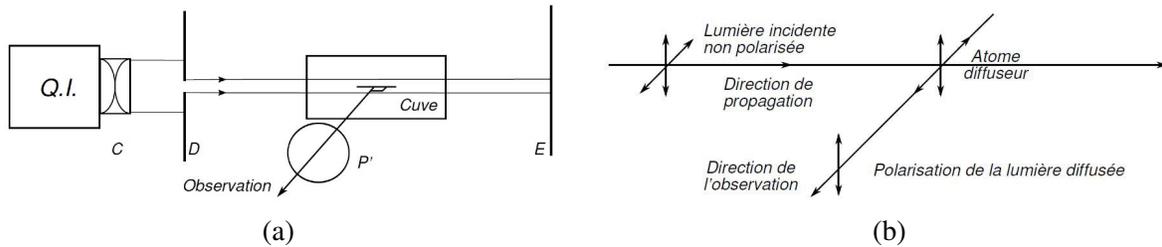


FIGURE 3 – Polarisation par diffusion.

### 3 Polarisation circulaire et elliptique

#### 3.1 Par action d'une quart d'onde sur une vibration rectiligne (Sextant page 288)

Attention, l'utilisation d'une lame quart d'onde doit se faire en lumière monochromatique à la longueur d'onde pour laquelle le constructeur a prévu sa lame quart d'onde. Les lames Leybold dont nous disposons introduisent la différence de marche  $e\Delta n = 140 \text{ nm}$  entre les vibrations lente et rapide (correspond à la longueur quart-d'onde dans le domaine spectral central). On doit donc travailler à la longueur d'onde  $\lambda = 560 \text{ nm}$  pour que cette lame à retard soit bien quart-d'onde (on pourra utiliser un filtre interférentiel).

### 4 Analyse

Ici on va se limiter aux cas où la lumière qu'on analyse est totalement polarisée (rectiligne, circulaire, ou elliptique). C'est toujours le cas lorsqu'on éclaire le montage avec un polariseur de bonne qualité. Il faut cependant être conscient que l'on peut aussi rencontrer en optique des cas où la polarisation est partielle, et surtout il faut savoir comment distinguer les différents cas (voir rapports de jury). Par exemple, comment distinguer une elliptique totale d'une rectiligne partielle, une circulaire d'une non polarisée, ou encore une elliptique partielle d'une elliptique totale... Le tableau de la figure 4 pourra aider.

#### 4.1 Polarisation rectiligne

On peut ici utiliser au choix des polariseurs à extinction (de type polaroïd ou Nicol) ou alors un analyseur à pénombre offrant un pointé plus précis. On peut faire ici la vérification quantitative de la loi de Malus (Sextant p.265). Il faut cependant prendre certaines précautions : le mieux est d'utiliser un laser He-Ne polarisé (si on en dispose) car l'état de polarisation est très stable et ils n'émettent pas dans l'infra-rouge, domaine spectral où les polaroïd (dichroïsme) sont très mauvais. Si on doit utiliser une lampe Quartz-Iode, il faut absolument introduire un bon filtre antithermique dans le montage. Pour le tracé, on pourra consulter le *H-Prépa Optique Ondulatoire*, 2<sup>ème</sup> année, page 251.

#### 4.2 Ondes électromagnétiques hyperfréquence

En dehors du domaine optique, la polarisation des ondes-électromagnétiques peut également être mise en évidence en utilisant des ondes centimétriques ou micro-ondes. La source utilisée ici est une diode Gunn placée dans une cavité résonante. La détection se fait à l'aide d'une diode haute

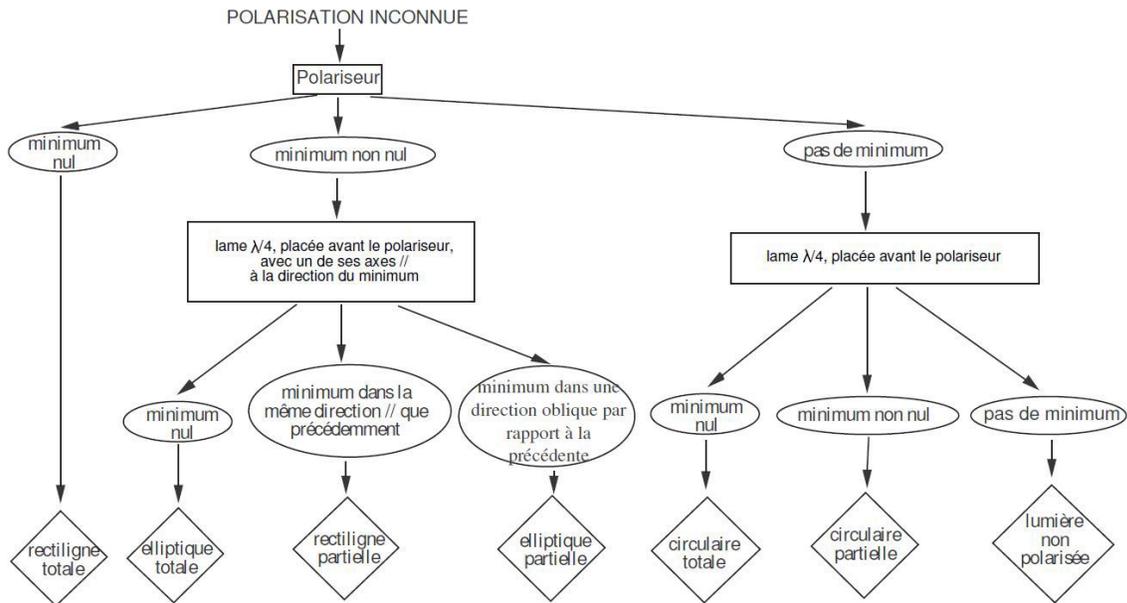


FIGURE 4 – Les différents états de polarisation de la lumière et leur analyse.

fréquence qui transforme le signal alternatif en un signal continu (voir figure 5). On pourra vérifier la loi de Malus.

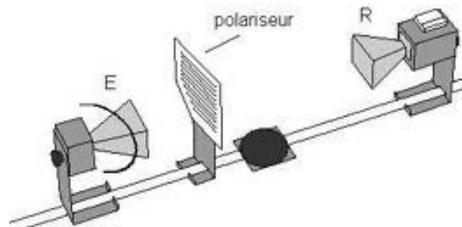


FIGURE 5 – Polarisation des ondes EM.

### 4.3 Polarisation elliptique (Sextant page 299)

L'analyse d'une radiation polarisée elliptiquement constitue une partie importante de ce montage. Pour la produire, on peut se servir d'une lame quart d'onde. Au delà de la mesure de l'ellipticité, le sens de rotation de la vibration est à déterminer : les manipulations à réaliser avec une quart-d'onde dont les axes lents et rapides doivent être connus sont expliquées dans de nombreux ouvrages (voir par exemple *H-Prépa Optique Ondulatoire, 2<sup>ème</sup> année, page 271*).