



Optique

Lycée Thiers - Physique-Chimie - MPI/MPI* - 2025-2026

Table des matières

1 Interférences	1
1.1 Observation et mesure des interférences sur un dispositif de fentes de Young.	1
1.2 Interférences à N ondes : capacité d'un disque CD.	2
1.3 Pour aller plus loin...	4
2 Interféromètre de Michelson	4
2.1 Étude du doublet du sodium	4
2.2 Mesure de l'indice optique d'une lame de verre	6
3 Polariseurs et loi de Malus	7
3.1 Éléments théoriques	7
3.2 Protocole.	8
3.3 Résultats et discussion	8
3.4 Complément : fonctionnement d'un polariseur de type polaroid	10
4 Annexe : protocole de réglage d'un interféromètre de Michelson	10
4.1 Présentation de l'interféromètre.	10
4.2 Réglage préliminaire à l'aide d'un laser	12
4.3 Réglage de l'interféromètre en lame d'air	13
4.4 Réglage de l'interféromètre en coin d'air.	17
4.5 Passage d'une configuration à l'autre.	19

1 Interférences

Objectifs du TP

Analyser et s'appropriier des dispositifs expérimentaux d'interférences optique. **Réaliser** plusieurs expériences permettant de mesurer des distances puis les **valider** à l'aide d'un traitement d'incertitude.

1.1 Observation et mesure des interférences sur un dispositif de fentes de Young

On étudie un dispositif de fentes d'Young comme vu en cours.

1.1.1 Observation de la figure d'interférence

On note a la distance séparant les centres des deux fentes.

▷ Éclairer une bifente avec un laser. On observe les interférences sur un écran « éloigné » des fentes, à une distance D de celles-ci ($D \gg a$). On pourra se servir du mur comme écran.

⚠⚠⚠ Attention !

Un laser est un dispositif dangereux pour l'œil. Si le faisceau le pénètre, il peut causer des dégâts irréversibles pouvant aller jusqu'à la cécité. Lorsque l'on manipule un laser, on fera attention à enlever tous les bijoux (bagues, montres, bracelets...) sur lesquels le faisceau peut se réfléchir, à pointer le laser vers un mur ou un écran (pour éviter que le faisceau se dirige vers d'autres personnes) et à ne jamais placer ses yeux à hauteur du laser (toujours regarder le montage par dessus).

▷ Placer sur l'écran un feuille de papier millimétré et repérer les différentes annulations d'intensité dues aux interférences et à la diffraction.

1.1.2 Analyse des résultats

Le résultat observé est une figure d'interférence (due aux deux fentes) incluse dans une figure de diffraction (due à l'existence de chaque fente).

La diffraction : La figure de diffraction éclairée par une source laser d'une fente de largeur ℓ sur un écran située à la distance D de la fente se caractérise par une tâche centrale entourée de manière symétrique par des tâches secondaires, deux fois plus petites que la tâche centrale.

On montre théoriquement que la largeur d de la tâche centrale est donnée, avec λ la longueur d'onde du laser, par la loi

$$d = 2 \frac{\lambda D}{\ell} \quad (1.1)$$

Les annulations de luminosité dues à la diffraction sont identiques dans le cas d'une fente unique ou de deux fentes.

- ▷ Mesurer plusieurs rapports d/D et estimer son incertitude-type.
- ▷ À l'aide des données constructeurs, estimer $2\lambda/\ell$ et son incertitude-type.
- ▷ À l'aide d'un écart-normalisé, conclure sur la vérification expérimentale de la relation (1.1).

| **Remarque :** Un cours sur les incertitudes de mesures est disponible sur le site de la classe.

Les interférences : La figure d'interférences d'un dispositif de fentes d'Young séparés d'une distance a visualisée sur un écran positionné à une distance D des fentes est une succession de franges brillantes et sombres.

On montre théoriquement que l'interfrange (la distance entre deux maxima ou minima de luminosité) i est donnée, avec λ la longueur d'onde du laser, par la loi

$$i = \frac{\lambda D}{a} \quad (1.2)$$

- ▷ Mesurer plusieurs rapports i/D et estimer son incertitude-type.
- ▷ À l'aide des données constructeurs, estimer λ/a et son incertitude-type.
- ▷ À l'aide d'un écart-normalisé, conclure sur la vérification expérimentale de la relation (1.2).

1.2 Interférences à N ondes : capacité d'un disque CD

1.2.1 Principe d'un CD (document wikipedia)

La technique du disque compact repose sur une méthode optique : un faisceau de lumière cohérente (laser) vient frapper le disque en rotation. Les irrégularités (appelées « pits », cavités dont la longueur varie entre 0.833 et 3.56 μm , et dont la largeur est de 0.6 μm) dans la surface réfléchissante de celui-ci produisent des variations binaires. Le rayon réfléchi est enregistré par un capteur.

Plus précisément, lorsque le faisceau passe de la surface plane à cette cavité, il se produit des interférences : lorsque le faisceau ne rencontre qu'une surface plane, l'intensité lumineuse du faisceau réfléchi vers le capteur est maximale, et fait correspondre à cet état la valeur binaire 0 ; quand le faisceau passe sur le pit, le capteur détecte les interférences et l'intensité du signal reçu diminue. La valeur binaire 1 est alors attribuée. En effet, lorsque le laser est émis sur une telle discontinuité, une partie des rayons lumineux émis sera réfléchi depuis le creux, tandis que l'autre partie sera réfléchi depuis le plat.

Aussi se crée-t-il une différence de marche entre ces deux rayons réfléchis, c'est-à-dire un déphasage entre les deux ondes. Or la profondeur du pit est très spécifique à celle du laser utilisé pour la lecture, en effet elle est $\lambda/4$, avec λ la longueur d'onde du laser. Deux ondes issues d'une source cohérente sont dites constructives (c'est-à-dire que leurs amplitudes s'additionnent) lorsque la différence de marche notée δ vérifie : $\delta = \lambda k$, avec k un entier relatif. C'est le cas lorsque le laser se réfléchit sur un plat ou un creux ($k = 0$). Au contraire, lorsque le rayon se réfléchit sur un passage creux/plat (ou plat/creux), où l'onde

réfléchi dans le creux parcourt donc la profondeur du pit multipliée par deux (aller plus retour) soit une distance $d = 2\lambda/4 = \lambda/2$, la valeur de la différence de marche vérifie : $\delta = \lambda(k + 1/2)$, correspondant à une différence de marche pour des ondes destructives (dont les amplitudes s'annulent).

C'est donc l'intensité du signal lumineux réfléchi sur la piste du support de stockage et reçu par le capteur - lequel associe des variations de tension aux variations d'intensité reçues - qui est codée en binaire. Lorsque le disque compact est utilisé comme support pour l'écoute musicale (premières utilisations), l'information binaire est ensuite transformée en un signal analogique par un convertisseur numérique-analogique.

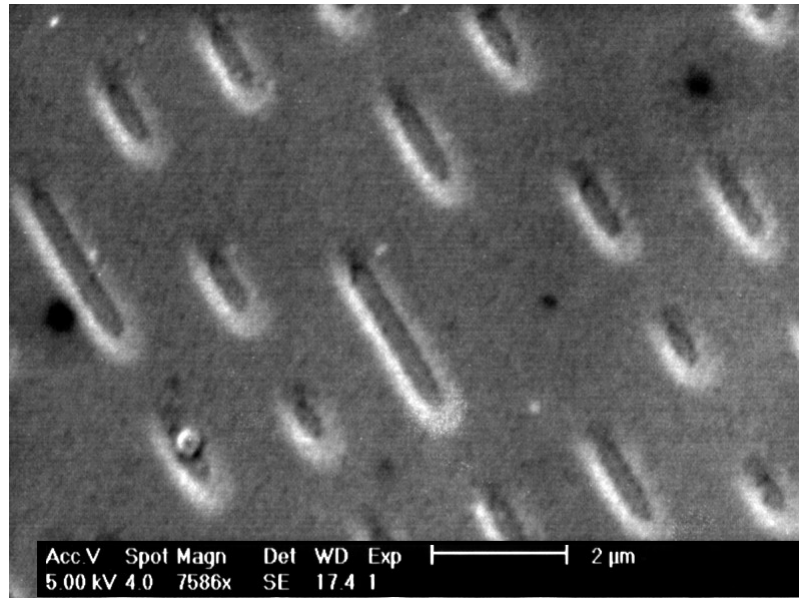


Fig. 1 – Observation des sillons d'un CD au microscope.

1.2.2 Étude expérimentale

Localement un CD se comporte comme un réseau par réflexion, la distance entre deux sillons, correspond au pas du réseau.

On rappelle que la relation entre la différence de marche, le pas du réseau a , l'angle du faisceau incident i et du rayon émergent θ est donné par la **formule des réseaux**

$$\delta = a(\sin \theta - \sin i) .$$

On utilise une feuille transparente trouée en guise d'écran.

- ▷ Placer le CD à une distance D de l'écran.
- ▷ Éclairer à l'aide du faisceau laser une partie située sur un rayon horizontal du CD.

Le réseau local est constitué de sillons rectilignes verticaux distants de a (pas du réseau), diffractant la lumière selon un axe horizontal.

Lors des interférences constructives, on a $\delta = p\lambda$ avec p l'ordre d'interférences.

- ▷ On se place en incidence quasi-normale, régler la position du laser pour que l'ordre 0 lui revienne dessus (donc supprimé sur l'écran).
- ▷ Établir le lien entre la valeur de l'angle θ_1 (correspondant à l'ordre 1) et le pas du réseau a .
- ▷ Proposer un protocole de mesure de cet angle et le réaliser. Reproduire la mesure si possible pour d'autres ordres d'interférences.
- ▷ En déduire le pas du réseau et utiliser la méthode adaptée pour en calculer son incertitude-type.
- ▷ En utilisant les informations du document du paragraphe 1.2.1, en déduire l'ordre de grandeur de la capacité du disque en Mo.

1.3 Pour aller plus loin...

▷ À l'aide du matériel disponible, proposer un protocole expérimental pour mesurer la taille des pixels de votre écran de téléphone portable. Le mettre en oeuvre.

2 Interféromètre de Michelson

Objectifs du TP

S'approprier un interféromètre de Michelson et **réaliser** des mesures optiques.

2.1 Étude du doublet du sodium

Le spectre d'émission du sodium est constitué dans le domaine visible d'un doublet de raies, de longueurs d'onde moyennes 588.9950 nm et 589.5924 nm. C'est ce doublet qui confère aux lampes à vapeur de sodium leur couleur jaune caractéristique. Les techniques de spectroscopie par dispersion (prisme) ou par diffraction (réseau) donnent accès à la longueur d'onde moyenne mais ne permettent pas de mesurer leur écart avec précision, les longueurs d'onde étant trop proches. On dit alors que le doublet n'est pas (ou mal) résolu.

L'objectif de l'expérience proposée ici est de résoudre le doublet du sodium avec une bonne précision.

2.1.1 Éléments théoriques

Supposons que le spectre du sodium est composé de deux raies, parfaitement fines, de longueur d'onde $\lambda_1 < \lambda_2$. Définissons la longueur d'onde moyenne λ_0 et l'écart en longueur d'onde $\Delta\lambda$ par

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2} \quad \text{et} \quad \Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1. \quad (2.1)$$

Dans la suite, $\lambda_0 = 589.2937$ nm est supposé connu et on cherche à mesurer $\Delta\lambda$.

On peut vérifier a posteriori que la précision sur λ_0 n'est pas cruciale pour mesurer $\Delta\lambda$ avec précision. Ainsi, considérer $\lambda_0 = (589.3 \pm 0.1)$ nm (précision accessible avec un spectromètre à réseau d'enseignement) n'altère pas le résultat de l'expérience.

Considérons maintenant un interféromètre de Michelson en configuration lame d'air d'épaisseur e , et étudions l'éclairement \mathcal{E} au centre des anneaux produits par une lampe à vapeur de sodium.

Les deux raies spectrales étant incohérentes entre elles, elles créent chacune leur propre système d'anneaux dont les éclaircissements se somment. Si la différence de marche est telle que les deux systèmes sont en phase, le contraste de la figure d'interférence est renforcé : on parle alors de coïncidence. Au contraire, si la différence de marche est telle que les deux systèmes d'anneaux sont en opposition de phase, la figure d'interférence est complètement brouillée. On dit que la différence de marche correspond à une antioïncidence.

L'éclairement total s'écrit

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\delta}{\lambda_1} \right) \right] + \mathcal{E}_2 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\delta}{\lambda_2} \right) \right], \quad (2.2)$$

où \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 sont les éclaircissements moyens produits par chacune des raies en sortie de l'interféromètre. En supposant $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0$, et après quelques manipulations trigonométriques, on aboutit à

$$\mathcal{E} = 2\mathcal{E}_0 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{\Delta\lambda}{2\lambda_0^2} \delta \right) \cos \left(2\pi \frac{\delta}{\lambda_0} \right) \right]. \quad (2.3)$$

| On assimile ici $\lambda_1\lambda_2$ à λ_0^2 , ce qui revient à négliger $(\Delta\lambda/2\lambda_0)^2 \sim 10^{-6}$ devant 1.

Comme la différence de marche au centre des anneaux vaut $\delta = 2e$, ce dernier résultat s'écrit sous la forme

$$\mathcal{E} = 2\mathcal{E}_0 \left[1 + C(e) \cos \left(4\pi \frac{e}{\lambda_0} \right) \right] \quad \text{avec} \quad C(e) = \cos \left(2\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} e \right). \quad (2.4)$$

Le terme d'interférences est donc le produit d'un terme oscillant rapidement, responsable des franges brillantes et sombres de la figure d'interférences, par un terme oscillant lentement, $C(e)$, appelé facteur de contraste, responsable des battements de contraste de la figure d'interférences.

Lorsque le contraste de la figure d'interférences est nul, l'interféromètre est réglé sur une antioïncidence et $C(e) = 0$. L'épaisseur de la lame d'air e_n est alors donnée par

$$2\pi \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} e_n = \frac{\pi}{2} + n\pi, \quad \text{soit} \quad \boxed{e_n = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + n \right) \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}}. \quad (2.5)$$

où n est un entier relatif, permettant d'indicer les antioïncidences. Ainsi, la courbe représentant l'épaisseur de la lame d'air e_n en fonction de n est une droite, de pente $\Delta\lambda/2\lambda_0^2$, permettant de remonter à l'écart en longueur d'onde du doublet.

2.1.2 Protocole

▷ À l'aide des informations du paragraphe 4, régler le Michelson en lame d'air et se placer au contact optique.

▷ Éclairer à l'aide d'une lampe au sodium.

▷ Translater le miroir mobile de l'interféromètre pour s'éloigner du contact optique. On observe une succession de coïncidences et d'antioïncidences. Pour avoir la meilleure précision possible, il faut observer le plus grand nombre d'antioïncidences possible, et donc suffisamment translater le miroir mobile.

Le contraste des coïncidences diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du contact optique, ce qui n'est pas prévu par le modèle développé section 2.1.1. Ce dernier suppose en effet les raies parfaitement fines, ce qui n'est pas le cas en pratique. Ces dernières ont en fait une largeur spectrale finie, donnant lieu à une longueur de cohérence temporelle finie. Le contraste de la figure d'interférences est donc notablement altéré lorsque la différence de marche dépasse cette dernière.

▷ Revenir ensuite vers le contact optique, et relever la position x_p du miroir mobile par lecture du vernier à chaque antioïncidence p . La valeur $p = 1$ est prise à la première antioïncidence relevée.

Le point important est que le repérage des antioïncidences successives doit toujours se faire en déplaçant le miroir mobile dans le même sens, par exemple en rapprochant le miroir du système séparateur. En revanche, la référence des indices est arbitraire.

2.1.3 Exploitation des données

La courbe représentant x_p en fonction de p est théoriquement une droite de pente $\lambda_0^2/2\Delta\lambda$. En effet, en réutilisant les notations de la section 2.1.1, n et p ne diffèrent que par un entier constant p_0 ($n = p - p_0$). De plus, en notant $x_{c.o.}$ la position du miroir mobile au contact optique, l'épaisseur de la lame e et la position du miroir x sont reliées par $e = x - x_{c.o.}$. Ainsi, puisque $x_p = e_p + x_{c.o.}$, l'équation (2.5) conduit à

$$x_p = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda} p + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} - p_0 \right) \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} + x_{c.o.} \quad (2.6)$$

Noter que la connaissance de $x_{c.o.}$ et p_0 n'est pas requise pour obtenir la valeur de $\Delta\lambda$, seule la différence entre les position est nécessaire :

$$\boxed{x_p = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda} p + \text{Cte}}. \quad (2.7)$$

▷ Mesure les positions des annulation du contraste.

▷ En déduire la valeur de $\Delta\lambda$ ainsi que son incertitude-type. La comparer avec la valeur tabulée $\Delta\lambda_{\text{tab}} = 0.597 \text{ nm}$ (donnée sans incertitude).

2.2 Mesure de l'indice optique d'une lame de verre

2.2.1 Éléments théoriques

Le principe général de l'expérience est le suivant. Le contact optique peut être facilement repéré en lumière blanche : le voisinage du contact optique est le seul endroit du champ d'interférence où des franges colorées sont repérables, à cause de la faible cohérence de la source ; de plus, le contact optique est marqué par une frange achromatique, essentiellement blanche ou noire. Quand on ajoute une lamelle de microscope dans un des bras de l'interféromètre comme représenté figure 2, les franges colorées disparaissent, et il faut pour les retrouver déplacer le chariot d'une distance proportionnelle à la différence de marche introduite, et donc à l'écart d'indice entre la lamelle et l'air.

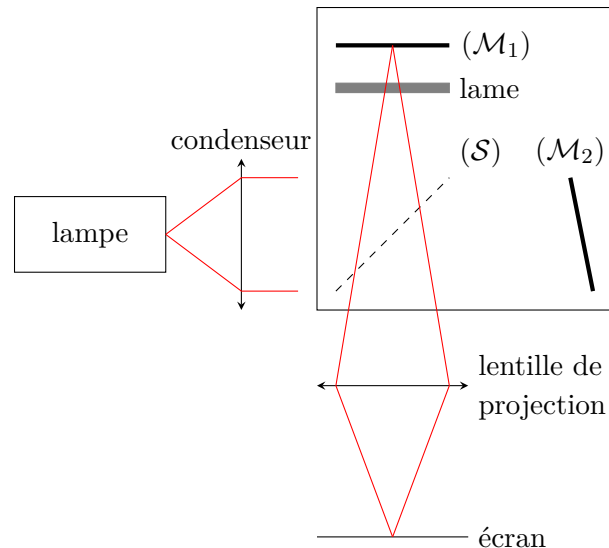


Fig. 2 – Schéma de principe du montage en coin d'air en présence d'une lame de verre. Le faisceau de la lampe source est rendu le plus parallèle possible. L'observation se fait sur les miroirs, c'est-à-dire en formant l'image des miroirs sur l'écran à l'aide d'une lentille de projection.

On suppose que l'inclinaison des rayons est très faible ainsi on suppose que les rayons traversent la lame quasi orthogonalement à celle-ci. La différence de marche introduite par la lamelle de microscope est $\delta_{\text{lame}} = 2e_{\text{opt}}$ où $e_{\text{opt}} = (n - 1)e$ est l'épaisseur optique de la lame.

On déplace le chariot pour observer à nouveau les franges dans la même configuration que sans la lame. La différence de marche due au déplacement du chariot est $\delta_{\text{chariot}} = 2\Delta X$ où ΔX est le déplacement du chariot. Dans les deux cas, le facteur 2, qui se simplifie, est dû au fait que la lumière fait un aller-retour dans chaque bras de l'interféromètre.

Ces deux différences de marche s'opposent lors du retour à la situation optique initiale.

On en déduit que

$$\Delta X = (n - 1)e. \quad (2.8)$$

2.2.2 Protocole et exploitation des données

▷ À l'aide des informations du paragraphe 4, régler le Michelson en coin d'air et se placer au contact optique.

▷ Introduire délicatement une lame de verre devant un des miroirs. Celle-ci doit être maintenue verticale et ne surtout pas entrer en contact avec les miroirs pour ne pas les abimer.

Pour éviter de perturber le réglage de l'interféromètre en ajoutant la lamelle de microscope, il est commode de la placer de manière à ce qu'elle ne recouvre qu'une partie du champ d'interférence. Ainsi, seule une moitié de l'image observée sur les miroirs correspond à une lumière ayant traversé la lame, et on voit en même temps ce qui se passe « avec lame » et « sans lame ».

- ▷ Déplacer le miroir pour revenir à la figure d'interférence initiale.
- ▷ En déduire la grandeur $(n - 1)e$ avec son incertitude type.
- ▷ Mesurer l'épaisseur de la lame avec un Palmer et en déduire son incertitude-type. En déduire l'indice optique de la lame ainsi que son incertitude.
- ▷ Que constatez vous sur la précision de la mesure ?

La mesure du chariotage correspond à une mesure avec un vernier de précision équivalente à celle d'un Palmer. En effet, contrairement à la mesure précédente, on n'utilise pas de propriétés optiques dans la mesure. Cette mesure a donc peu d'intérêt métrologique. L'intérêt principal est de vous permettre de régler un Michelson.

3 Polariseurs et loi de Malus

Objectifs du TP

S'approprier puis **valider** le modèle vectoriel de la lumière.

La description de la lumière par un modèle d'onde scalaire permet d'interpréter un grand nombre d'expériences, notamment d'interférences et de diffraction. Toutefois, de nombreux phénomènes ne peuvent pas s'expliquer dans ce cadre et nécessitent de prendre en compte la nature vectorielle du champ électromagnétique, c'est-à-dire de préciser son état de polarisation.

L'expérience proposée permet d'étudier la polarisation la plus simple, à savoir la polarisation rectiligne. Elle permet de vérifier expérimentalement la loi de Malus, qui quantifie l'intensité sortant d'un analyseur éclairé par une lumière polarisée rectilignement.

3.1 Éléments théoriques

Considérons une onde électromagnétique plane, progressive dans la direction z , harmonique de pulsation ω et polarisée rectilignement dans la direction x . Le champ électrique de cette onde s'écrit

$$\vec{E}(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t) \vec{e}_x, \quad (3.1)$$

où E_0 est l'amplitude de l'onde et $k = \omega/c$ si elle se propage dans le vide.

Les ondes électromagnétiques dans le vide étant transverses, le champ magnétique de l'onde est porté par \vec{e}_y . Par convention, la direction de polarisation « de l'onde » est celle de son champ électrique.

Notons alors $\mathcal{E}_0 \propto \langle \vec{E}^2 \rangle_\tau \propto E_0^2$ l'éclairement reçu par un photorécepteur de temps d'intégration¹ τ éclairé par cette onde.

Lorsque cette onde traverse un analyseur (supposé parfait) dont l'axe passant est orienté dans la direction \vec{u} , formant un angle θ avec \vec{e}_x , le champ électrique est projeté sur cette direction et s'écrit, en sortie de l'analyseur,

$$\vec{E}_{\text{out}}(z, t) = E_0 \cos(kz - \omega t) (\vec{e}_x \cdot \vec{u}) \vec{u}. \quad (3.2)$$

Le champ électrique est donc polarisé rectilignement dans la direction \vec{u} , et a pour amplitude $E_0(\vec{e}_x \cdot \vec{u}) = E_0 \cos \theta$.

Le champ magnétique est quant à lui porté par $\vec{u} \perp$, direction orthogonale à \vec{u} , et son amplitude est également multipliée par $\cos \theta$.

L'éclairement reçu par un photorécepteur placé après l'analyseur est donc $\mathcal{E} \propto E_0^2 \cos^2 \theta$, ce qui se reformule sous la forme suivante, appelée loi de Malus,

$$\boxed{\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos^2 \theta}. \quad (3.3)$$

1. Un photorécepteur est sensible à l'énergie qu'il reçoit pendant un temps τ appelé temps d'intégration. Ce temps d'intégration est de l'ordre du temps de réponse du photorécepteur, donc bien plus grand que la période de l'onde lumineuse.

Pour simplifier la discussion, seul le cas d'une onde monochromatique a été considéré, mais le résultat se généralise sans peine à une onde de composition spectrale quelconque. La démonstration utilise le fait que le temps d'intégration τ du photorécepteur est bien plus grand que la période de l'onde $2\pi/\omega$, ce qui permet de sommer les éclairissements dus à chaque pulsation du spectre.

| L'argument est le même pour établir que deux ondes de pulsation différente n'interfèrent pas.

3.2 Protocole

Le dispositif expérimental est représenté figure 3. Il peut être séparé en deux blocs de production puis d'analyse de la lumière polarisée. Le bloc de production se compose de la lampe QI et d'un polaroïd (P) jouant le rôle de polariseur. La lumière polarisée rectilignement produite par le premier bloc est analysée par le second, qui se compose d'un autre polaroïd (A) jouant le rôle d'analyseur et d'un photorécepteur linéaire, par exemple une photodiode.

💣💣💣 **Attention !** Les polariseurs type polaroïds sont fabriqués dans un matériau polymère, ce qui les rend extrêmement sensibles à la chaleur. Penser absolument à faire suivre la lampe quartz-iode d'un filtre anticalorique.

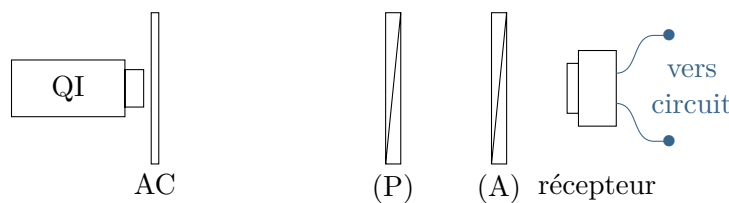


Fig. 3 – Dispositif expérimental. Une lampe quartz-iode suivie d'un filtre anticalorique éclaire un polariseur (P) et un analyseur (A). L'éclairement sortant est mesuré à l'aide d'un photorécepteur linéaire et de son éventuel circuit de mesure.

- ▷ Placer le polariseur et l'analyseur proches du récepteur pour essayer de limiter les lumières parasites.
- ▷ Placer l'analyseur sur la graduation 90° , puis tourner le polariseur afin de le placer dans la position où polariseur et analyseur sont croisés, correspondant au minimum de lumière transmise. Ne plus toucher au polariseur par la suite.
- ▷ Relever la luminosité avec le luxmètre pour différents angles entre 90° et -90° . Pour s'affranchir de l'erreur systématique discutée par la suite, mesurer à la fois la luminosité S pour $+\theta$ et $-\theta$.
- ▷ Évaluer l'incertitude-type de la mesure au luxmètre en se référant à sa documentation.

3.3 Résultats et discussion

3.3.1 Erreur systématique

Le protocole précédent est entaché d'une erreur systématique dont les effets peuvent être notables, portant sur la détermination de la position $\theta = 90^\circ$ pour laquelle polariseur et analyseur sont croisés. Notons ε l'erreur sur cette position : l'angle relatif entre polariseur et analyseur n'est pas θ mais $\theta + \varepsilon$. Par conséquent, l'éclairement mesuré n'est pas $S[\cos^2 \theta]$ mais $S[\cos^2(\theta + \varepsilon)]$. L'erreur ε étant petite, un développement limité autour de $\varepsilon = 0$ est légitime :

$$S[\cos^2(\theta + \varepsilon)] = S[\cos^2 \theta] - \varepsilon \sin(2\theta) S'[\cos^2 \theta] + \varepsilon^2 \left[-\cos(2\theta) S'[\cos^2 \theta] + \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) S''[\cos^2 \theta] \right] + \mathcal{O}(\varepsilon^3). \quad (3.4)$$

Comme le terme d'ordre 1 en ε dépend de θ , il est à l'origine d'une déviation par rapport au comportement linéaire prédit par la loi de Malus. Pour $\varepsilon = 3^\circ$ et un photorécepteur linéaire ($S \propto \mathcal{E}$), le terme d'ordre 1 est nul en $\theta = 0$ mais représente 10% du terme d'ordre 0 en $\theta = \pi/4$.

Le terme d'ordre zéro que l'on souhaite mesurer est pair en θ , au contraire du terme du premier ordre en ε , qui est lui est impair en θ . Par conséquent, il est possible de s'en affranchir en considérant non pas $S(\theta)$ mais plutôt

$$\bar{S}(\theta) = \frac{S(+\theta) + S(-\theta)}{2}. \quad (3.5)$$

Au contraire, le terme du deuxième ordre est de nouveau pair en θ et n'est pas compensé dans \bar{S} . Ainsi, s'intéresser à \bar{S} plutôt que S permet de minimiser l'influence de l'erreur systématique de repérage de l'origine en limitant son importance à un terme du second ordre.

— C'est bien la parité en θ et pas la parité en ε qui importe ici. En effet, l'erreur ε est fixe dans toute l'expérience, uniquement déterminée par le repérage du croisement des polariseurs.

3.3.2 Régression linéaire

▷ Corriger les données de l'erreur systématique (formule (3.5)) et déduire l'incertitude-type de cette grandeur à l'aide d'une formule de composition des incertitudes de type somme.

▷ Réaliser une régression linéaire entre la tension corrigée et $\cos^2 \theta$ en tenant compte des incertitudes à l'aide d'une simulation Monte-Carlo. Les incertitudes sur $\cos^2 \theta$ seront évaluée pour chaque angle θ à l'aide d'une simulation Monte-Carlo.

▷ Le modèle linéaire et compatible avec les données tous les points expérimentaux sont séparées au maximum de 2 incertitudes-type de la droite de tendance (un point sur 20 pouvant statistiquement être plus éloigné). Est-ce le cas ici ?

Une fois la linéarité constatée, pour conclure à l'accord des données expérimentales avec la loi de Malus, il est nécessaire d'interpréter les valeurs des paramètres de la régression. En particulier, la loi de Malus prévoit une relation de proportionnalité entre \bar{S} et $\cos^2 \theta$, alors que les données ne sont compatibles qu'avec une régression affine.

La valeur de la pente de la régression affine est donnée par de nombreuses valeurs numériques inconnues : le flux sortant du polariseur, le coefficient de transmission du polariseur, et la constante de proportionnalité entre grandeur photosensible et flux. L'ordonnée à l'origine est quant à elle imputable à la lumière ambiante parasite. Lorsque (P) et (A) sont croisés, le récepteur devrait recevoir un éclaircissement nul, mais il s'avère que ce n'est pas le cas : les réflexions du faisceau sur les montures ou sur la table, voire des sources éventuelles de fond lumineux, donnent une contribution à la grandeur photosensible $\bar{S}_{\text{fond}} = \bar{S}_R(90^\circ)$.

▷ Pour se convaincre expérimentalement que la valeur de $\bar{S}_R(90^\circ)$ est bien due au fond lumineux et n'est pas une mise en défaut de la loi de Malus, masquer l'analyseur avec un morceau de carton de même taille. La grandeur photosensible garde une valeur proche de $\bar{S}_R(90^\circ)$.

Cette lumière parasite ne dépendant pas de l'angle θ entre les deux polariseurs, elle contribue de la même façon à tous les points expérimentaux, ce qui se traduit bien par une ordonnée à l'origine non nulle.

Par conséquent, bien qu'étant décrites par un modèle affine et non pas linéaire, les données sont compatibles avec la loi de Malus.

3.3.3 Normalisation

Il est possible de normaliser les données pour qu'elles soient décrites par une modélisation linéaire de pente 1. Le principal mérite de cette normalisation est qu'elle permet de comparer des résultats obtenus dans des conditions différentes, pour peu que les paramètres de normalisation soient mesurés à chaque fois. Insistons néanmoins, la normalisation des résultats n'est pas nécessaire pour conclure, elle n'est que d'ordre esthétique.

Le fond lumineux ne dépendant pas de l'angle θ entre les deux polariseurs, il est possible de s'en affranchir en soustrayant sa contribution à chaque point expérimental. Ladite contribution est estimée à partir de la valeur $\theta = 90^\circ$, où polariseur et analyseur sont croisés et ne laissent (en principe) pas passer de lumière. Cela amène à considérer non plus $\bar{S}(\theta)$ mais $\bar{S}(\theta) - \bar{S}(90^\circ)$.

Remarquons ensuite que la loi de Malus (3.3) compare l'éclaircissement reçu lorsque l'angle relatif entre (P) et (A) est quelconque à celui lorsqu'ils sont alignés. Par conséquent, normaliser les résultats par la valeur $\bar{S}(0^\circ) - \bar{S}(90^\circ)$ permet de s'affranchir de la pente inconnue. Ainsi, la quantité normalisée à considérer

est donc

$$s(\theta) = \frac{\bar{S}(\theta) - \bar{S}(90^\circ)}{\bar{S}(0^\circ) - \bar{S}(90^\circ)} \quad (3.6)$$

à étudier en fonction de $\cos^2 \theta$. D'après la loi de Malus, ces deux grandeurs doivent être égales.

- ▷ Corriger les données de l'erreur systématique et réaliser une normalisation des données.
- ▷ Comparer la grandeur corrigée à $\cos^2 \theta$ et réaliser une analyse statistique des données pour en déduire la valeur numérique de la grandeur normalisée et son incertitude-type. Est-ce compatible avec la grandeur attendue ?

3.4 Complément : fonctionnement d'un polariseur de type polaroïd

Ce complément a pour objectif d'introduire brièvement les principes physiques sur lesquels repose le fonctionnement d'un polariseur de type polaroïd², ou polariseur à polymère dichroïque, et les conséquences inhérentes.

Un polariseur à polymère dichroïque est construit à partir d'un film fin de polymère étiré, dopé par des micro-cristaux en forme d'aiguille. Le milieu a donc une anisotropie très marquée. Le brevet original déposé en 1929 par Edwin Land propose d'utiliser du nitrate de cellulose comme polymère et des cristaux de sulfate d'iodoquinine. Les polariseurs actuels utilisent plutôt du plastique d'alcool polyvinylique (PVA) dopé à l'iode.

Le dichroïsme est le nom donné à la propriété du polymère dopé qui lui permet de transmettre une polarisation rectiligne tout en absorbant la polarisation orthogonale. Pour donner une image simple (voire simpliste) du dichroïsme, on peut le comparer à l'absorption d'une onde électromagnétique par un matériau conducteur. Dans le cas présent, en raison de l'anisotropie du polymère dopé, seul la composante du champ parallèle à l'axe principal du polymère peut engendrer un courant électrique et donc être absorbée. Au contraire, la polarisation orthogonale ne crée aucun courant et est complètement transmise.

Les performances d'un polariseur sont quantifiées par son *rapport de contraste*, qui compare le taux de transmission de la polarisation passante à celui de la polarisation bloquée. Pour des polariseurs disponibles dans un laboratoire d'enseignement, le rapport de contraste est de l'ordre de 10^2 – 10^3 . L'*angle d'acceptance* est également une propriété importante d'un polariseur. Le fonctionnement nominal d'un polariseur est pour une onde lumineuse en incidence normale sur le polariseur, mais il est préservé en « bonne » approximation pour une gamme d'angles d'incidence plus large. La notion de « bonne » approximation se fait en comparant les rapports de contraste, donnant parfois lieu à la définition de plusieurs angles d'acceptance pour plusieurs fractions de rapport de contraste. On trouve par exemple dans des catalogues de fabricant des valeurs d'angle d'acceptance à 0.99 ou 0.95.

Enfin, un paramètre important en pratique est l'éclairement maximal que peut recevoir un polariseur sans être endommagé : on parle de *seuil d'endommagement*. Pour des polariseurs disponibles dans un laboratoire d'enseignement, le seuil d'endommagement typique est de l'ordre de 10^3 – 10^4 W/m². Rappelons que l'éclairement d'un laser milliwatt comme celui d'une lampe quartz-iode est de l'ordre de 10^2 W/m². Éclairer un polariseur par une telle source pendant un temps court n'est donc heureusement pas destructeur. Toutefois, fonctionnant en absorption, un polariseur à polymère dichroïque s'échauffe sur des temps longs, ce qui peut également l'endommager. Il est donc conseillé de retirer le polariseur du faisceau (ou d'éteindre la lampe source) dès l'expérience terminée.

4 Annexe : protocole de réglage d'un interféromètre de Michelson

Ce protocole de réglage est issu du livre « Physique expérimentale », publié aux éditions De Boeck Supérieur, rédigé par M. Fruchart et co-auteurs.

4.1 Présentation de l'interféromètre

Un interféromètre de Michelson est constitué de trois éléments optiques de haute qualité : deux miroirs placés à environ 90° l'un de l'autre et un dispositif semi-réfléchissant assurant la division d'amplitude.

2. La dénomination « polaroïd » est habituelle, mais désigne en fait la première marque à avoir fabriqué de tels polariseurs à grande échelle.

À cela s'ajoutent divers éléments mécaniques permettant son réglage. Un schéma simplifié est représenté figure 4, où seuls les éléments communs à tous les modèles d'interféromètre sont représentés.

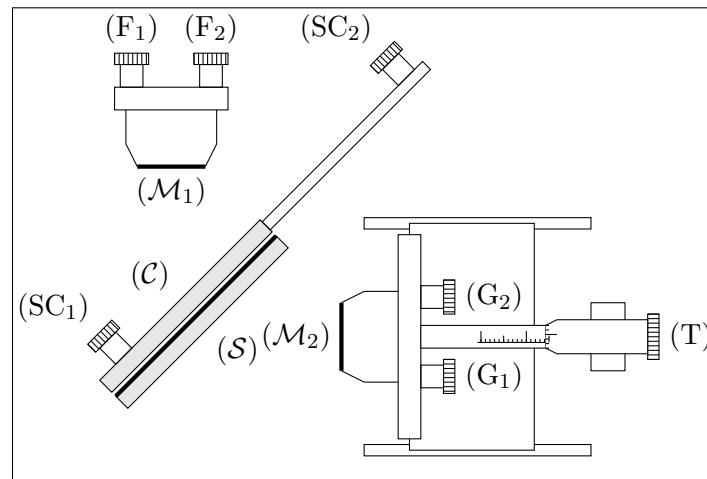


Fig. 4 – Schéma d'un interféromètre de Michelson vu du dessus. On y retrouve les deux miroirs (\mathcal{M}_1) et (\mathcal{M}_2), la séparatrice (\mathcal{S}) et la compensatrice (\mathcal{C}), ainsi qu'un certain nombre de vis de réglage.

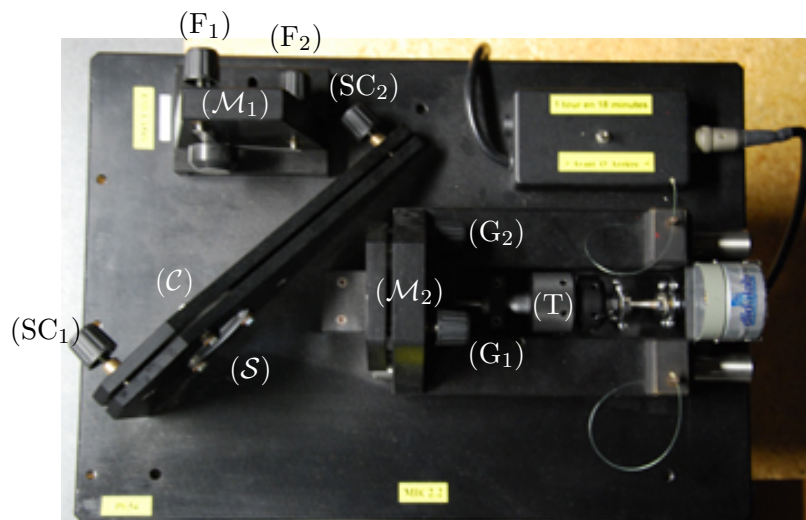


Fig. 5 – Photo d'un interféromètre de Michelson vu du dessus. On y retrouve les deux miroirs (\mathcal{M}_1) et (\mathcal{M}_2), la séparatrice (\mathcal{S}) et la compensatrice (\mathcal{C}), ainsi qu'un certain nombre de vis de réglage. L'interféromètre photographié est également muni d'un moteur, permettant de translater le miroir mobile à vitesse constante.

Les deux miroirs (\mathcal{M}_1) et (\mathcal{M}_2) sont métallisés sur leur face avant : ils sont donc particulièrement fragiles, très sensibles aux traces de doigts, et ne doivent être nettoyés qu'avec un papier pour éléments optiques. En outre, leur planéité est assurée à quelques dizaines de nanomètres près, ce qui les rend très sensibles à toute déformation. En particulier, une lampe quartz-iode utilisée sans filtre anti-calorique peut déformer les miroirs suffisamment pour altérer les interférences, et ce de manière irréparable. Certains modèles d'interféromètres sont d'ailleurs munis d'un filtre anti-calorique sur la face d'entrée.

Chaque miroir peut pivoter autour de deux axes orthogonaux à l'aide de deux vis, ce qui permet de régler l'inclinaison relative des deux miroirs. Le pas des vis (G_1) et (G_2) est plus long que celui des vis (F_1) et (F_2) : les premières permettent donc un réglage grossier alors que les secondes sont utilisées pour un réglage fin.

En dehors des degrés de liberté de pivotement, le miroir (\mathcal{M}_1) est fixe, à la différence du miroir (\mathcal{M}_2) qui peut également être translaté selon son axe à l'aide de la vis (T). Cette dernière est munie d'un vernier, qui permet de mesurer les déplacements du miroir avec une précision généralement de l'ordre de la dizaine de microns.

Le dispositif semi-réfléchissant est constituée de deux lames de verre identiques, la séparatrice (\mathcal{S}) et

la compensatrice (\mathcal{C}), inclinées de 45° par rapport aux miroirs. Une des faces de la séparatrice a subi un traitement de surface afin de la rendre semi-réfléchissante, avec un coefficient de transmission en énergie $1/2$. Historiquement, le traitement de surface consistait en un dépôt métallique mais ce procédé a désormais été remplacé par des traitements à base de couches de différents diélectriques superposées.

La compensatrice a pour rôle de compenser la dispersion due à un nombre de passages différent des rayons dans la séparatrice. En effet, un rayon se réfléchissant sur (\mathcal{M}_1) ne traverse la séparatrice qu'une fois, parcourant dans le verre une distance ℓ . Au contraire, un rayon se réfléchissant sur (\mathcal{M}_2) traverse la séparatrice trois fois et parcourt donc 3ℓ . La différence de chemin optique entre les deux rayons est donc $2n\ell$, où n est l'indice du verre. Ce dernier étant nécessairement dispersif, n dépend de la longueur d'onde. Par conséquent, si la séparatrice était seule, elle induirait une différence de chemin optique dépendant de la longueur d'onde entre les rayons qui interfèrent, ce qui gênerait considérablement les observations en lumière polychromatique. La compensatrice permet de compenser cette différence de chemin optique en ajoutant trois traversées de verre au trajet du rayon se réfléchissant sur (\mathcal{M}_1) et une seule à celui du rayon se réfléchissant sur (\mathcal{M}_2). Chaque rayon traverse ainsi quatre fois une lame de verre, ce qui permet de compenser les effets de dispersion. Pour que les chemins optiques parcourus dans les lames soit égaux, celles-ci doivent non seulement être identiques, mais également parallèles. Les deux vis (SC_1) et (SC_2) permettent de régler le parallélisme entre séparatrice et compensatrice en faisant pivoter la compensatrice autour de deux axes orthogonaux, alors que la séparatrice est fixe.

4.2 Réglage préliminaire à l'aide d'un laser

4.2.1 Avant de commencer

Commençons avec un interféromètre a priori complètement dérégulé, ou en tout cas dont le réglage est inconnu.

▷ Afin d'éviter de partir d'une situation trop défavorable, commencer par regarder l'interféromètre de dessus pour régler grossièrement à l'œil le parallélisme entre les deux miroirs à l'aide des vis (G_1) et (G_2). Faire de même pour régler grossièrement le parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice avec les vis (SC_1) et (SC_2). Si besoin, tradater également le miroir mobile avec la vis (T) pour que les deux bras de l'interféromètre aient sensiblement la même longueur.

▷ Vérifier l'allure des lames métalliques des cantilevers qui permettent d'effectuer le réglage fin : des lames trop déformées conduiront non seulement à un réglage fin de mauvaise qualité, mais se détérioreront également. Un bon compromis est d'avoir une marge de deux ou trois tours dans chaque direction.

4.2.2 Parallélisme entre séparatrice et compensatrice

▷ Éclairer l'interféromètre de côté avec un laser en incidence normale sur la séparatrice, et placer l'écran parallèlement à la compensatrice. Un schéma de principe du montage est représenté figure 6. On observe de multiples taches comme sur la figure 7a. Les faire se recouvrir du mieux possible à l'aide des deux vis (SC_1) et (SC_2). La figure sur l'écran doit ressembler à la figure 7b.

On peut aussi se placer dans la situation symétrique, c'est-à-dire éclairer la compensatrice et placer l'écran du côté de la séparatrice. La première situation est plus favorable à la fois du point de vue du réglage et de la sécurité, car la séparatrice est fixe. Jouer sur les vis ne modifie donc pas les réflexions sur cette lame.

4.2.3 Interférences avec un laser

▷ Placer le laser en entrée de l'interféromètre, de telle sorte que le faisceau arrive approximativement au centre du miroir (\mathcal{M}_2) en incidence normale. Vérifier qu'il en est de même pour (\mathcal{M}_1), à défaut retoucher l'orientation ou la hauteur du laser. Placer l'écran en sortie de l'interféromètre, à une distance de l'ordre du mètre. On observe sur l'écran de multiples taches. Les faire se recouvrir au mieux à l'aide des vis (G_1) et (G_2) de réglage grossier.

▷ Pour faciliter la suite du réglage, on peut élargir le faisceau laser à l'aide d'un objectif de microscope ou d'une lentille de courte focale. Régler sa hauteur et son orientation de sorte que la tache lumineuse soit approximativement centrée sur les miroirs. On observe sur l'écran des anneaux ou des fractions d'anneaux.

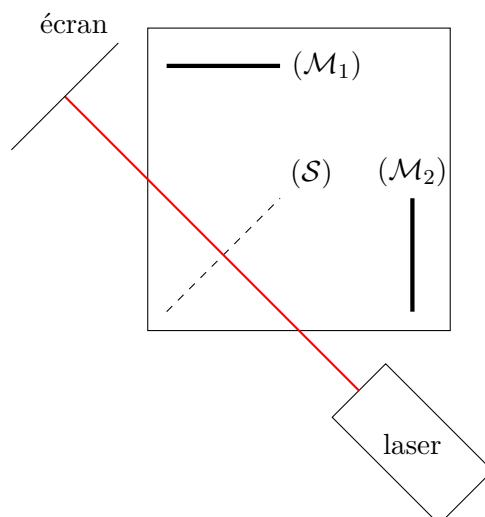


Fig. 6 – Schéma de principe du montage de réglage du parallélisme entre séparatrice et compensatrice. L'interféromètre est éclairé de côté par un laser, en incidence normale sur la séparatrice. L'écran est placé parallèlement à la compensatrice.



Fig. 7 – Réglage du parallélisme entre séparatrice et compensatrice à l'aide d'un laser
a Le parallélisme n'a pas été réglé, de multiples taches sont visibles. Le défaut de parallélisme est ici volontairement exagéré. b Après réglage du parallélisme, une seule tache demeure.

Cette étape est facultative, mais si elle est omise elle devra être remplacée par la suite par une observation directe dans l'interféromètre (donc sans projection sur un écran) lors du réglage avec une lampe spectrale.

En élargissant le faisceau laser, on augmente le nombre d'angles d'incidence arrivant sur le miroir. Plus le grossissement de l'objectif de microscope est élevé ou plus la focale de la lentille est courte, plus le faisceau sera écarté, et plus le nombre d'anneaux observés sera grand.

Un laser étant par construction une source spatialement très cohérente, la localisation des franges d'interférences, due à l'étendue spatiale de la source, n'est pas contraignante. Placer l'écran en sortie de l'interféromètre suffit pour y observer une figure d'interférence bien contrastée. On met ici cette propriété à profit, car la configuration de l'interféromètre est pour le moment mal déterminée. La surface de localisation est alors inconnue, et on ne peut donc pas en former l'image sur l'écran de façon simple.

La suite du réglage dépend de la configuration voulue. Pour régler l'interféromètre en lame d'air, passer à la section 4.3. Pour régler l'interféromètre en coin d'air, passer à la section 4.4 page 17.

4.3 Réglage de l'interféromètre en lame d'air

4.3.1 Réglage avec un laser

Partons de la situation décrite section 4.2.3.

▷ À l'aide des vis de réglage grossier (G_1) et (G_2), centrer les anneaux sur l'écran. Utiliser la vis de translation (T) pour faire rentrer les anneaux vers leur centre, ce qui doit les faire grossir.

▷ Répéter en alternance ces deux étapes jusqu'à n'observer plus qu'un ou deux anneaux brillants centrés sur l'écran. L'interféromètre est alors prêt pour être utilisé avec une lampe spectrale.

Lorsque les anneaux rentrent vers leur centre, cela signifie que l'on rapproche l'interféromètre du contact optique, c'est-à-dire que l'épaisseur e de la lame d'air diminue. Les expressions de la différence de marche et du rayon des anneaux montrent que si e diminue légèrement, la même différence de marche est obtenue pour un i légèrement plus petit, et donc que l'anneau observé sur l'écran semble se contracter légèrement.

On montre également que l'angle de coin d'air α diminue lorsque le centre des anneaux se rapproche du centre de la figure sur l'écran.

4.3.2 Réglage avec une lampe spectrale

▷ Remplacer le laser par une lampe spectrale. Condenser la lumière de la lampe sur les miroirs avec un condenseur ou une lentille de courte focale, par exemple 5 cm. Placer une lentille de grande focale, par exemple 1 m, à la sortie de l'interféromètre, et placer l'écran dans le plan focal image de la lentille afin d'observer la surface de localisation, située à l'infini. Un schéma de principe du montage est représenté figure 8.

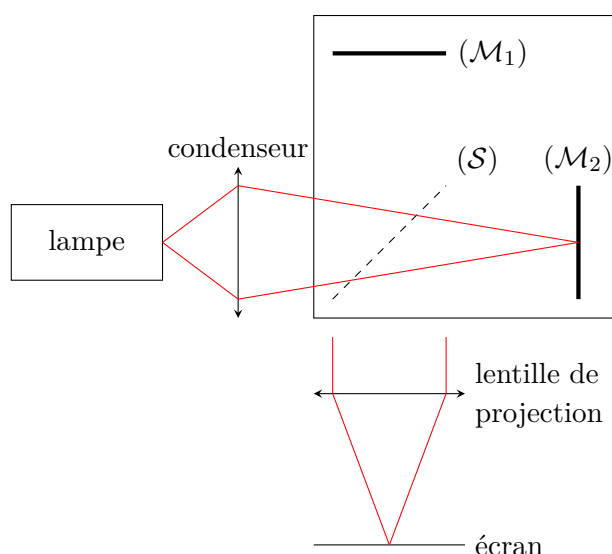


Fig. 8 – Schéma de principe du montage en lame d'air. La lumière de la lampe source est condensée sur les miroirs, alors que l'observation se fait à l'infini, c'est-à-dire dans le plan focal d'une lentille convergente.

Condenser la lumière a toujours pour objectif d'augmenter le nombre d'angles d'incidence sur les miroirs. Le condenseur est placé de façon optimale lorsqu'il forme l'image de l'ampoule sur les miroirs. Cela se traduit en pratique par une tache lumineuse de largeur minimale.

Une lampe spectrale n'étant pas spatialement cohérente, il est désormais nécessaire de former sur l'écran l'image de la surface de localisation. Le réglage du parallélisme des miroirs étant approximativement atteint, cette dernière se trouve approximativement à l'infini, d'où la position de la lentille de projection. En outre, la lampe spectrale n'est pas une source de taille infinie et la localisation n'est donc pas stricte. Des anneaux contrastés sont ainsi observables dans les zones du champ d'interférences proches de la surface de localisation rigoureuse.

La focale de la lentille de projection est choisie afin d'obtenir la figure la plus grande possible sur l'écran : rappelons que le rayon d'un anneau est $f' \tan i$.

▷ Si le réglage au laser a été fait correctement, on doit observer sur l'écran des anneaux ronds et bien contrastés, ressemblant à la figure 9a. Translater le miroir mobile de sorte que deux ou trois anneaux soient visibles sur l'écran.

Problème - Les anneaux sont elliptiques : Des anneaux elliptiques, figure 9b, sont le signe caractéristique d'un mauvais réglage du parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice.

▷ Tourner en alternance les deux vis (SC_1) et (SC_2) jusqu'à obtenir des anneaux ronds.

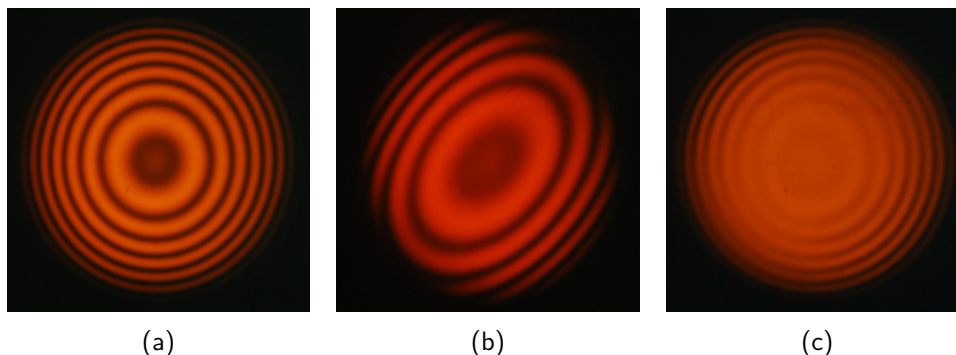


Fig. 9 – Anneaux d'égal inclinaison obtenus avec une lampe à vapeur de sodium. a Les anneaux sont ronds et bien contrastés, le réglage est bon. b Les anneaux sont bien contrastés mais elliptiques, le parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice est à rectifier. Le défaut de parallélisme est ici volontairement exagéré. c Les anneaux sont ronds mais mal contrastés, l'angle entre les miroirs est encore trop grand.

Problème - Les anneaux sont mal contrastés : Si le contraste des anneaux est mauvais, comme sur la figure 9c, la cause est souvent un angle de coin d'air résultant trop grand. Il faut alors jouer sur les vis de réglage fin pour maximiser le contraste. Néanmoins, sauf hasard, l'angle du coin d'air résultant n'est pas parallèle à une des directions de pivotement des miroirs.

▷ Il faut donc jouer en alternance sur les deux vis pour obtenir le contraste maximal.

Il arrive parfois que des bandes floues apparaissent sur une figure nette par ailleurs. L'origine est encore un mauvais parallélisme des miroirs, mais le réglage est alors plus délicat car améliorer le contraste impose de passer par des zones moins contrastées au cours du réglage.

Enfin, si les anneaux sont observés avec une lampe à vapeur de sodium, la perte de contraste peut être liée à une antioïncidence dans les battements des deux raies du doublet jaune. Ce cas est en général simple à distinguer d'un mauvais réglage du parallélisme des miroirs, car le contraste est alors uniforme sur l'écran, ce qui n'est pas le cas pour un mauvais parallélisme des miroirs. Malgré tout, pour s'en assurer, il suffit de translater le miroir mobile, ce qui doit augmenter le contraste. Si rien ne change, le problème est dû à un angle résultant entre les miroirs.

Problème - Aucun anneau n'est observable : Si le réglage au laser a été trop imprécis ou omis, il est possible qu'aucun anneau ne soit visible sur l'écran.

▷ Placer alors un verre dépoli devant la lampe, enlever la lentille de projection et regarder directement dans l'interféromètre sans accommoder.

💣💣💣 **Attention !** Bien entendu, il ne faut jamais regarder dans l'interféromètre si celui-ci est éclairé par un laser, même avec un verre dépoli.

Lorsque l'œil n'accommode pas, il observe à l'infini. Regarder dans l'interféromètre sans accommoder permet donc d'observer la surface de localisation.

▷ Centrer les anneaux à l'aide des vis de réglage grossier et les faire rentrer vers leur centre jusqu'à n'en voir plus qu'un ou deux. On peut alors les projeter sur l'écran, et augmenter le contraste à l'aide des vis de réglage fin.

Suite du réglage La suite du réglage dépend de l'utilisation que l'on souhaite faire de l'interféromètre.

- ▷ Pour une utilisation ultérieure en coin d'air avec une lampe spectrale, passer directement à la section 4.4 page 17.
- ▷ Pour une utilisation de l'interféromètre en lame d'air, par exemple pour une expérience de spectroscopie, il est souvent utile de minimiser l'angle de coin d'air résultant : passer alors à la section 4.3.3.
- ▷ Pour des observations en lumière blanche, passer à la section 4.3.4. Pour une étude précise des teintes de Newton, il est nécessaire au préalable de minimiser l'angle de coin d'air résultant, passer alors à la section 4.3.3.

4.3.3 Optimisation du réglage : minimisation de l'angle de coin d'air résultant

L'angle de coin d'air obtenu par la méthode précédente est très faible, mais pas tout à fait nul. Cela risque de perturber certaines expériences nécessitant d'explorer une large gamme de différences de marche, par exemple celles de spectroscopie. Il est alors nécessaire d'optimiser le réglage.

▷ Translater le miroir mobile de façon à observer deux ou trois anneaux sur l'écran. Placer un dépoli devant la lampe spectrale, enlever la lentille de projection, et regarder directement dans l'interféromètre sans accommoder.

▷ Hoher la tête successivement dans deux directions perpendiculaires (faire « oui » puis « non » de la tête). Toucher avec beaucoup de délicatesse aux vis de réglage fin. L'angle de coin d'air est minimum lorsque les anneaux ne défilent plus lors des hochements de tête. En pratique, cela se repère par la conservation du nombre d'anneaux visibles et surtout la couleur du centre de la figure d'interférences.

Le centre des anneaux suit les mouvements de tête. Pour que les effets soient bien visibles, faire des mouvements d'une amplitude raisonnable.

4.3.4 Approche du contact optique, teinte plate de la lampe spectrale

▷ Faire rentrer les anneaux vers leur centre à l'aide de la vis de translation (T). Le rayon des anneaux augmente jusqu'à devenir plus grand que la tache lumineuse sur l'écran. Lorsque l'on observe une couleur uniforme sur l'écran, identique à celle de la lampe, l'interféromètre est très proche du contact optique. Cette couleur est appelée *teinte plate de la lampe*.

Avant toute nouvelle modification du montage, il est chaudement recommandé de noter la position du miroir mobile lue sur le vernier. Cela permettra de retrouver facilement la proximité du contact optique en cas de fausse manœuvre ultérieure.

4.3.5 Repérage exact du contact optique à l'aide des teintes de Newton

La précision sur le repérage du contact optique obtenue à l'aide d'une lampe spectrale peut être améliorée. En effet, il est impossible à l'œil de repérer la teinte plate de façon parfaite. En utilisant le caractère temporellement moins cohérent de la lumière blanche, les nuances de couleur sont visibles à l'œil pour des différences de marche infimes, permettant une détermination quasi-parfaite du contact optique. Néanmoins, observer la teinte plate de la lumière blanche nécessite un réglage extrêmement précis de l'interféromètre.

▷ Remplacer la lampe spectrale par une lampe quartz-iode. Si cette dernière est munie d'un condenseur intégré, enlever le condenseur du montage. Faire converger la lumière sur les miroirs.

⚠️ ⚠️ ⚠️ **Attention !** Penser absolument à ajouter un filtre anti-calorique au montage, et ce *avant* d'allumer la lampe quartz-iode.

▷ Toucher avec les plus grandes précautions à la vis de translation. Tourner dans un sens, puis dans l'autre si besoin. On doit observer sur l'écran des teintes colorées presque uniformes, comme on le voit figure 10 : ce sont les teintes de Newton. Le contact optique est atteint lorsque la teinte plate de la lumière blanche est visible sur l'écran.

L'interféromètre est désormais réglé au contact optique en lame d'air.

La distinction entre la teinte plate (où toutes les longueurs d'onde interfèrent constructivement en tout point de l'écran) et le blanc d'ordre supérieur (où il y a brouillage des interférences) se fait en touchant le châssis de l'interféromètre, ce qui a pour effet de modifier très légèrement la différence de marche. S'il apparaît des teintes colorées très vives, alors le blanc correspond à la teinte plate. Au contraire, si la couleur ne change pas ou est peu marquée, le blanc est du blanc d'ordre supérieur, signe que l'interféromètre n'est pas réglé au contact optique.

Dans un réglage donnant des teintes colorées, la différence de marche est très petite mais non nulle. Certaines longueurs d'onde interfèrent alors constructivement et d'autres destructivement, donnant lieu à l'observation de couleurs spectaculaires. La couleur réellement observée est sensible à tous les défauts de l'interféromètre, qu'il s'agisse de rayures ou de poussières

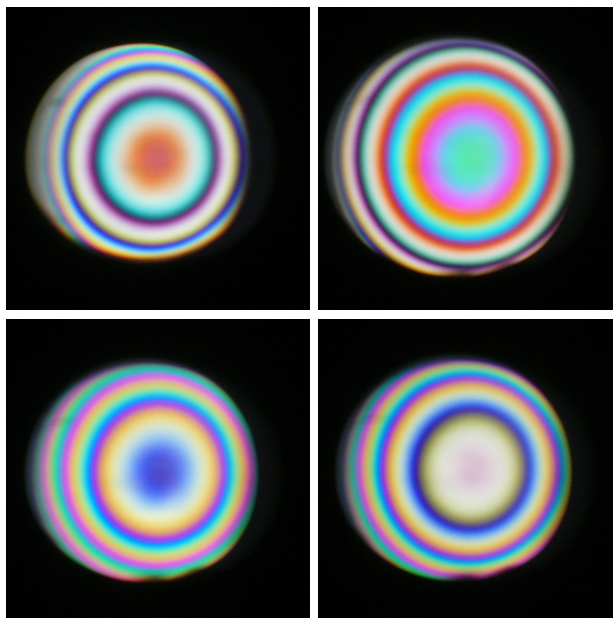


Fig. 10 – Teintes de Newton. L'interféromètre est éclairé par une lampe quartz-iode, et réglé en lame d'air le plus près possible du contact optique. Les photographies sont prises à des différences de marche très proches, modifiées en appuyant doucement sur le chassis de l'interféromètre. On observe des anneaux très colorés, dont les couleurs sont les teintes de Newton.

sur les miroirs, du réglage imparfait de l'angle de coin d'air résultant, ou encore du réglage imparfait du parallélisme entre séparatrice et compensatrice ne compensant pas parfaitement la dispersion du verre.

Ces raisons rendent l'observation d'une teinte plate de lumière blanche particulièrement ardue. Elle n'est possible qu'avec un interféromètre en parfait état et parfaitement réglé.

4.4 Réglage de l'interféromètre en coin d'air

4.4.1 Réglage avec un laser

Partons de la situation décrite section 4.2.3.

▷ Quelle que soit la figure observée sur l'écran, utiliser la vis de translation (T) pour faire défiler les anneaux ou les portions d'anneaux vers leur centre de courbure, ce qui a pour effet de déplacer le centre de courbure et de l'éloigner du centre de l'écran. Lorsque la figure sur l'écran se compose de franges (quasi) rectilignes, cesser la translation et utiliser les vis de réglage grossier (G_1) et (G_2) pour augmenter l'interfrange.

▷ Répéter en alternance ces deux étapes jusqu'à n'observer plus que quelques franges rectilignes sur l'écran. L'interféromètre est alors prêt pour être utilisé avec une lampe spectrale.

4.4.2 Réglage avec une lampe spectrale

▷ Remplacer le laser par une lampe spectrale. À l'aide d'un condenseur, rendre le faisceau incident aussi parallèle que possible. Former ensuite l'image des miroirs sur l'écran à l'aide d'une lentille de projection. On observe sur l'écran des franges rectilignes. Un schéma de principe du montage est représenté figure 11.

La lampe étant une source étendue, il n'est pas possible de former un faisceau parfaitement parallèle. Un bon compromis est de régler le condenseur de sorte que l'image de l'ampoule de la lampe apparaisse sur la lentille de projection, ce qui assure par ailleurs qu'elle ne gêne pas l'observation des franges.

Rappelons que pour former une image réelle d'un objet réel avec une lentille de focale f' , la distance entre objet et image doit être supérieure à $4f'$. Il est donc judicieux de prendre une lentille de projection de focale moyenne. Cette dernière ne doit pas non plus être trop petite,

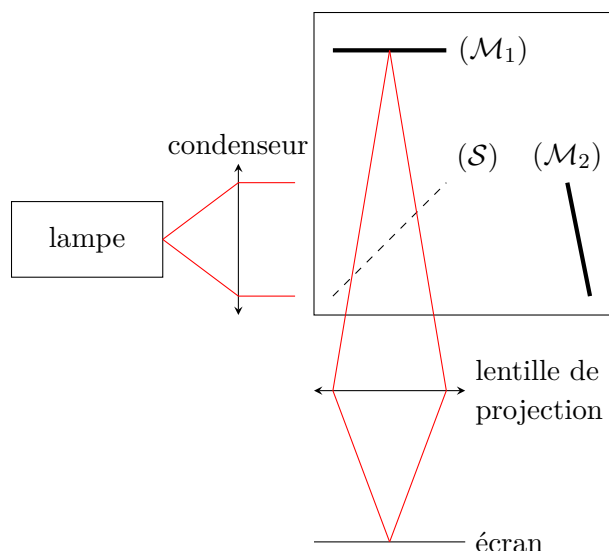


Fig. 11 – Schéma de principe du montage en coin d'air. Le faisceau de la lampe source est rendu le plus parallèle possible. L'observation se fait sur les miroirs, c'est-à-dire en formant l'image des miroirs sur l'écran à l'aide d'une lentille de projection.

car elle ne pourra pas être approchée trop près des miroirs. Une focale comprise entre 15 et 25 cm est généralement un bon compromis. Pour être sûr de bien former l'image des miroirs, on peut placer devant un miroir un papier optique nettoyant et en former l'image sur l'écran. Éviter les papiers normaux, plus susceptibles de rayer le miroir.

▷ Jouer sur les vis de réglage fin pour remarquer leur rôle dissymétrique. Lorsque les franges sont verticales ou horizontales, une des vis modifie l'interfrange en préservant la direction des franges, alors que la seconde fait tourner les franges. En jouant alternativement sur les deux vis, on peut passer de franges horizontales à des franges verticales et inversement. Le rôle des deux vis est inversé lorsque les franges sont verticales.

La première vis fait pivoter le miroir autour de l'arête du coin d'air, ce qui préserve la direction des franges mais modifie l'interfrange. Au contraire, la deuxième modifie la direction de l'arête, et donc la direction des franges, et elle ne préserve pas non plus l'interfrange.

4.4.3 Repérage exact du contact optique en lumière blanche

Pour que cette étape du réglage puisse être réussie, il est nécessaire que l'interféromètre soit déjà très proche du contact optique. Il est donc nécessaire de s'en être assuré en observant la teinte plate d'une lampe spectrale, voir section 4.3.4 page 16 ou les teintes de Newton de la lumière blanche, voir section 4.3.5 page 16. Si cela n'a pas encore été réalisé, passer en configuration lame d'air pour faire ces observations, voir section 4.5.2 page 20, puis revenir en configuration coin d'air.

▷ Si cela n'a pas déjà été fait, remplacer la lampe spectrale par une lampe quartz-iode. Si cette dernière est munie d'un condenseur intégré, enlever le condenseur du montage. Rendre le faisceau de la lampe le plus parallèle possible.

⚠ **Attention !** Penser absolument à ajouter un filtre anti-calorique au montage, et ce *avant* d'allumer la lampe quartz-iode.

▷ Toucher délicatement à la vis de translation. Tourner dans un sens, puis dans l'autre si besoin. On observe sur l'écran des franges rectilignes colorées, formant une figure symétrique de part et d'autre d'une frange centrale noire ou blanche, comme représenté figure 12. Centrer cette frange sur l'écran, elle est le lieu du contact optique.

L'interféromètre est désormais réglé au contact optique en coin d'air.

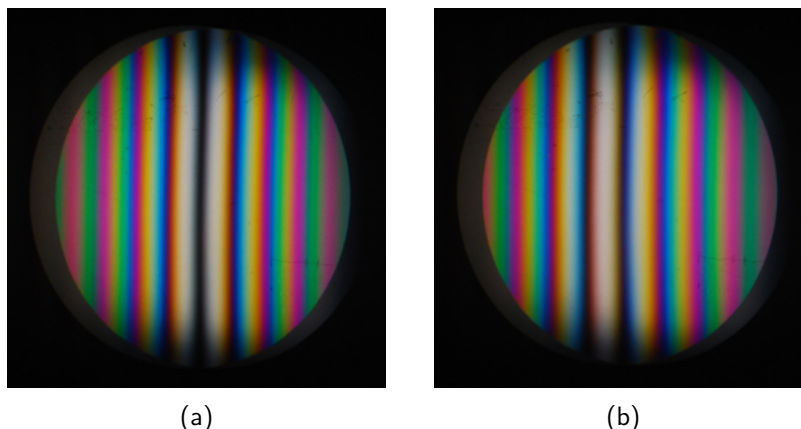


Fig. 12 – Franges d'égal épaisseur en lumière blanche. (a) Les franges sont symétriques en couleur, centrées sur la frange centrale noire. (b) Les franges ne sont pas symétriques en couleur, le réglage du parallélisme entre séparatrice et compensatrice est à affiner.

Noter sur la figure 12 l'existence d'un tour gris de part et d'autre de la zone colorée. Il s'agit des parties de l'image géométrique de chacun des miroirs qui ne se recouvrent pas. Les points de cette zone sont éclairés par le faisceau incident, donc visibles sur l'écran, mais ne font pas partie du champ d'interférences, ce qui explique leur couleur uniforme.

Problème - Les franges ne sont pas symétriques en couleur : Il arrive régulièrement que les franges observées ne soient pas symétriques, voire même qu'il ne soit pas possible de distinguer une frange centrale. C'est le cas sur la figure 12b. Le problème vient d'un réglage imparfait du parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice.

▷ Toucher très délicatement aux deux vis (SC_1) et (SC_2). Cela modifie la couleur des franges, mais a également pour effet de les décaler sur l'écran. Translater le miroir mobile pour les centrer de nouveau. Répéter en alternance ces deux étapes jusqu'à observer la symétrie de couleur attendue.

Comme expliqué section 4.1, un mauvais parallélisme entre les deux lames induit une différence de marche dépendant de la longueur d'onde. Chaque longueur d'onde forme son propre système d'interférences sur l'écran, symétrique autour d'une frange centrale correspondant à une différence de marche nulle, mais ces systèmes sont décalés les uns par rapport aux autres. La figure complète ne peut alors plus être symétrique.

4.5 Passage d'une configuration à l'autre

4.5.1 Passage de la lame d'air au coin d'air

Le passage de la lame d'air au coin d'air peut se faire indifféremment avec une lampe spectrale ou avec une lampe quartz-iode : partir de la situation dans laquelle le protocole de réglage en lame d'air décrit section 4.3 a été arrêté. Il est nécessaire que l'interféromètre soit réglé au voisinage du contact optique, mais la précision obtenue avec la teinte plate de la lampe spectrale suffit.

Il est déconseillé de changer de lampe juste avant le passage en coin d'air pour ne pas doubler la difficulté. Les contraintes de cohérence temporelle étant très fortes en lumière blanche, mieux vaut s'assurer ou bien qu'elles sont déjà satisfaites avant le changement de configuration de l'interféromètre (observation de teintes de Newton), ou bien que le réglage en coin d'air est satisfaisant avant de changer de source (garder alors la lampe spectrale).

▷ Commencer par modifier l'éclairage des miroirs. En déplaçant le condenseur, rendre le faisceau incident le plus parallèle possible. Changer ensuite de lentille de projection, et former l'image des miroirs sur l'écran. Enfin, tourner une des vis de réglage grossier pour imposer un angle entre les miroirs. Un schéma de principe du montage est représenté figure 11.

▷ On observe sur l'écran des franges rectilignes, verticales ou horizontales en fonction de la vis qui a été tournée. L'interféromètre est alors dans une configuration proche de celle qu'il aurait à la fin de la section 4.4.2, la proximité du contact optique étant a priori meilleure.

Les remarques énoncées section 4.4.2 sont de nouveau valables ici.

La lampe étant une source étendue, il n'est pas possible de former un faisceau parfaitement parallèle. Un bon compromis est de régler le condenseur de sorte que l'image de l'ampoule de la lampe apparaisse sur la lentille de projection, ce qui assure par ailleurs qu'elle ne gêne pas l'observation des franges.

Rappelons que pour former une image réelle d'un objet réel avec une lentille de focale f' , la distance entre objet et image doit être supérieure à $4f'$. Il est donc judicieux de prendre une lentille de projection de focale moyenne. Cette dernière ne doit pas non plus être trop petite, car elle ne pourra pas être approchée trop près des miroirs. Une focale comprise entre 15 et 25 cm est généralement un bon compromis. Pour être sûr de bien former l'image des miroirs, on peut placer devant un miroir un papier optique nettoyant et en former l'image sur l'écran. Éviter les papiers normaux, plus susceptibles de rayer le miroir.

4.5.2 Passage du coin d'air à la lame d'air

Le passage de la lame d'air au coin d'air peut se faire indifféremment avec une lampe spectrale ou avec une lampe quartz-iode : partir de la situation dans laquelle le protocole de réglage en lame d'air décrit section 4.4 a été arrêté.

▷ Jouer sur les vis de réglage fin pour placer les franges horizontalement ou verticalement. Repérer la vis permettant de modifier l'interfrange. Jouer ensuite sur les vis de réglage grossier pour faire diverger l'interfrange, jusqu'à n'obtenir plus qu'une teinte uniforme sur l'écran.

▷ Changer l'éclairage des miroirs, en jouant sur le condenseur pour faire converger la lumière de la lampe sur les miroirs. Modifier aussi le système de projection, en plaçant l'écran dans le plan focal image d'une lentille de grande focale, par exemple 1 m afin d'observer la surface de localisation, située à l'infini. Un schéma de principe du montage est représenté figure 8.

▷ On doit alors observer sur l'écran ou bien un ou deux anneaux, ou bien une teinte plate de lampe spectrale, ou bien des teintes de Newton en lumière blanche. L'interféromètre est alors dans une configuration identique à celle qu'il aurait à la fin des étapes 4.3.4 ou 4.3.5.

Les remarques énoncées section 4.3.2 sont toujours valables.

Condenser la lumière a toujours pour objectif d'augmenter le nombre d'angles d'incidence sur les miroirs. Le condenseur est placé de façon optimale lorsqu'il forme l'image de l'ampoule sur les miroirs. Cela se traduit en pratique par une tache lumineuse de largeur minimale.

La focale de la lentille de projection est choisie de sorte à avoir une figure la plus grande possible sur l'écran : rappelons que le rayon d'un anneau est $f' \tan i$.

▷ Si la lampe utilisée est une lampe spectrale, traduire légèrement le miroir mobile de façon à observer deux ou trois anneaux sur l'écran. Jouer sur la vis de réglage fin précédemment repérée pour optimiser le contraste des anneaux observés, ce qui annule du mieux possible l'angle de coin d'air.