

T.P. COURS

INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON

1. INTERFEROMETRE DE MICHELSON

1.1. Schéma théorique

Il est constitué de deux surfaces planes parfaitement réfléchissantes (M_1) et (M_2) grossièrement perpendiculaires ; l'angle dièdre qu'elles forment vaut $\frac{\pi}{2} + \alpha$ avec α de l'ordre de quelques minutes d'angle. On les baptisera **miroirs** (M_1) et (M_2).

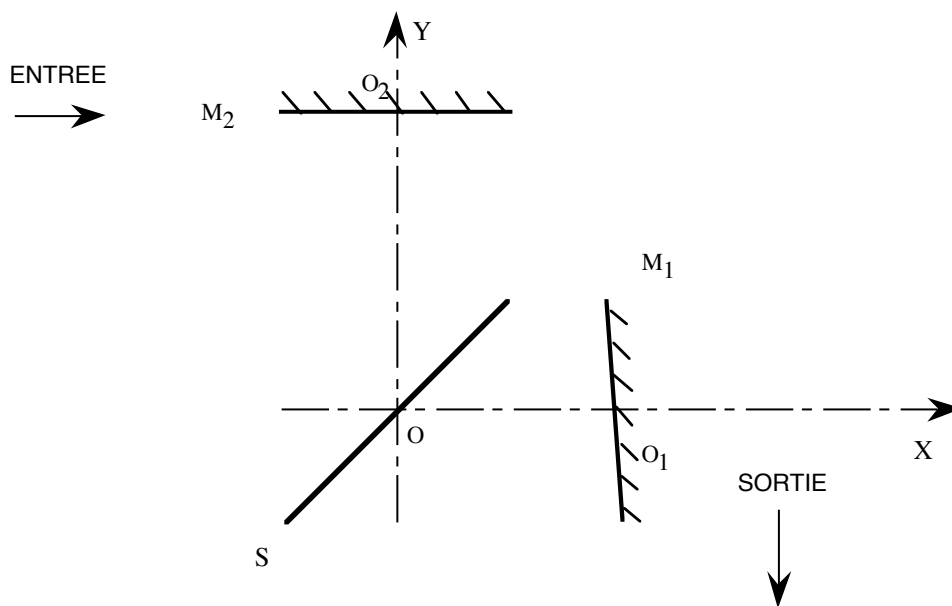


Figure 1

Dans un trièdre OXYZ, (M_1) coupe l'axe des X en O_1 , du côté des X positifs. (M_2) coupe celui des Y en O_2 , du côté des Y positifs. On note $OO_1 = X_1 \geq 0$ et $OO_2 = Y_2 \geq 0$. OO_1 et OO_2 sont usuellement appelés les **bras** de l'interféromètre.

La différence $e_{12} = X_1 - Y_2$ est donc positive, négative ou nulle : elle est algébrique.

(M_1) est grossièrement perpendiculaire à OX en O_1 (à quelques minutes d'angle près).

De même (M_2) est grossièrement perpendiculaire à OY en O_2 (à quelques minutes d'angle près).

Une surface plane d'équation $X = Y$ joue un rôle réfléchissant (selon les lois de Descartes) et transparent. On l'appelle surface semi-transparente ou semi-réfléchissante : un faisceau lumineux peut donc s'y réfléchir et la traverser, se coupant en deux. Pour cette raison on la dénomme aussi surface séparatrice (sans entendre des faisceaux lumineux). On la note (SP) sur les schémas.

Le tout baigne dans l'air d'indice de réfraction pris égal à 1. La région $X < 0$ est appelée **entrée** de l'interféromètre et la région $Y < 0$ la **sortie**.

1.2. Présentation de l'appareil

Le schéma de la figure 2 fournit une vue de dessus de l'appareil.

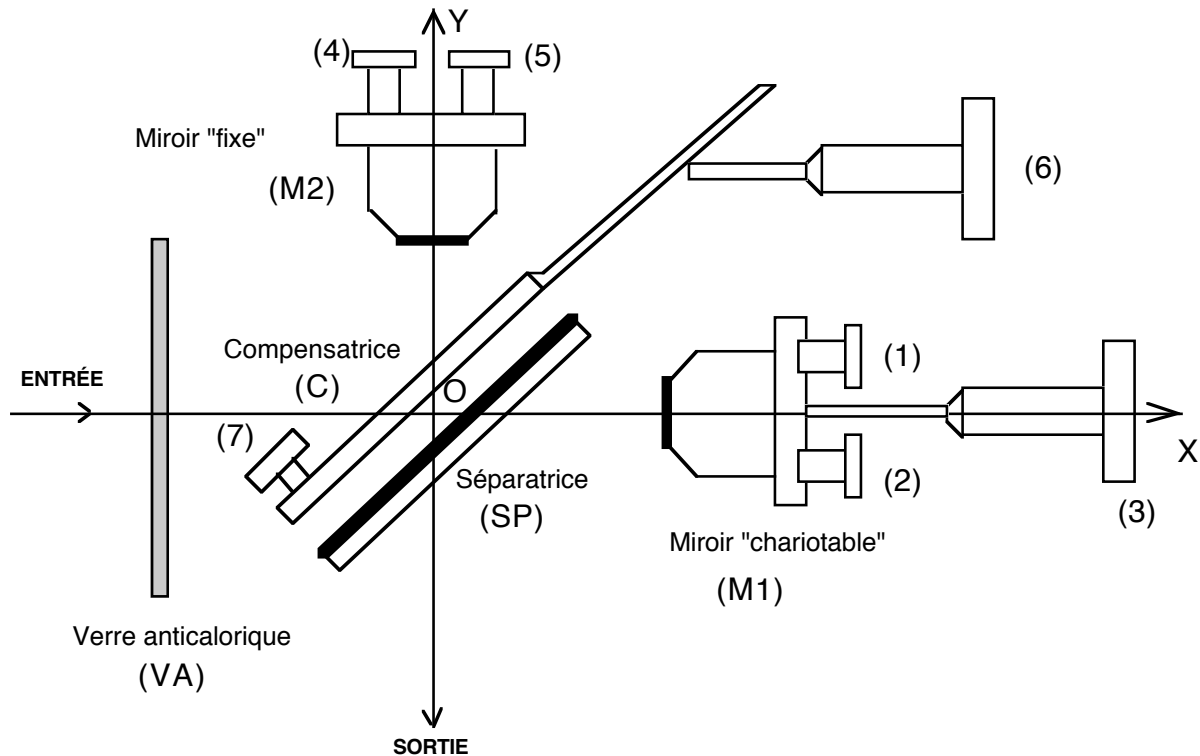


Figure 2

On y distingue principalement :

- * trois lames de verre : le verre anticalorique (VA), la séparatrice (SP) et la compensatrice (C).
- * deux miroirs M_1 et M_2 .
- * les différentes vis de réglage de l'interféromètre, numérotées de (1) à (7).

Les vis 1, 2, 4, 5, 6, 7 sont des vis de réglage :

- * 1 et 2 permettent un réglage d'orientation « grossier » de M_1
- * 4 et 5 permettent un réglage d'orientation plus fin de M_2
- * 7 permet un réglage d'orientation de C autour d'un axe horizontal
- * 6 permet un réglage d'orientation de C autour d'un axe vertical : sur certains appareils, ce dernier réglage peut être « mémorisé », la vis 6 étant graduée.
- * la vis 3 enfin permet une translation de M_1 (appelée souvent chariotage), également repérable grâce à une graduation.

1.3. « Le pliage Δ »

Un rayon lumineux, noté O , entrant dans l'interféromètre est divisé en deux par la séparatrice (ce type de dispositif est dit à division d'amplitude, par opposition à un dispositif à division du front d'onde, type fentes d'Young, qui sépare un faisceau en deux parties):

- un rayon 1 traverse la séparatrice, se réfléchit en I_1 sur M_1 , puis à nouveau en J_1 sur la séparatrice et sort de l'interféromètre.

- un rayon 2 se réfléchit sur la séparatrice, puis en I_2 sur M_2 , puis retransverse la séparatrice en J_2 et sort de l'interféromètre.

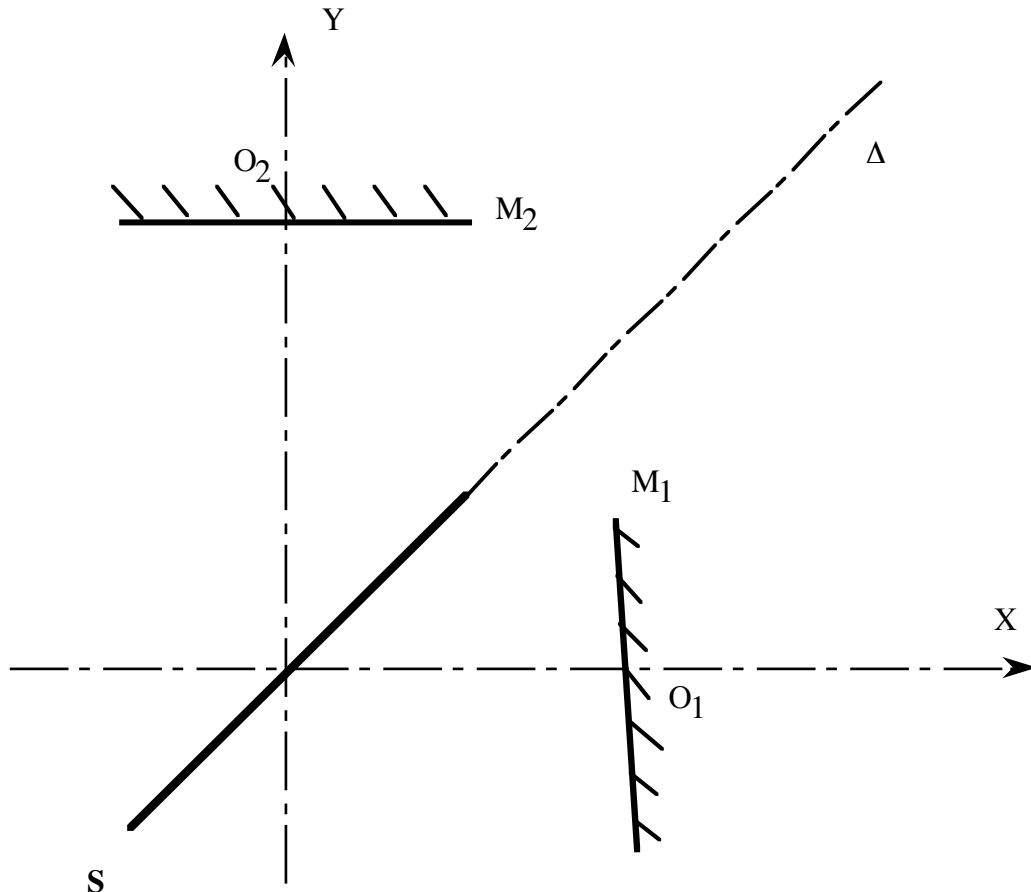


Figure 3

Rien n'est changé du point de vue des calculs des chemins optiques si on effectue un « pliage » selon l'axe Δ de la séparatrice, qui rabat l'axe X sur l'axe Y : on fait ainsi apparaître un miroir « image » M'_1 de M_1 .

Le système est ainsi réduit à un axe optique unique sur lequel nous raisonnons désormais.

1.4. Utilisation en sources ponctuelles

Grâce à ses miroirs, l'interféromètre de Michelson fabrique deux sources corrélées S_1 et S_2 à partir d'une source ponctuelle S . Suivant la position relative de M_2 et M'_1 , on retrouve les schémas classiques du cours :

1.4.1. Équivalence à une lame d'air à faces parallèles

Si M_2 et M'_1 sont parfaitement parallèles et forment **une lame d'air à faces parallèles** d'épaisseur e , les images S_2 et S'_1 de S sont alignées sur l'axe optique : un écran placé orthogonalement à cet axe permet d'observer des anneaux d'interférences. La position de l'écran peut être quelconque sur l'axe : les franges sont **délocalisées**. (Figure 4)

1.4.2. Équivalence à un coin d'air

Si M_2 et M'_1 se coupent en faisant un angle ε très faible, formant ainsi un **coin d'air d'angle ε** , les images S_2 et S'_1 de S sont quasiment alignées sur un axe orthogonal à l'axe optique : un écran placé orthogonalement à cet axe permet d'observer des franges d'interférences quasi-rectilignes, parallèles à « l'intersection » des miroirs. Une fois encore, la position de l'écran peut être quelconque sur l'axe : les franges sont **délocalisées**. (Figure 5)

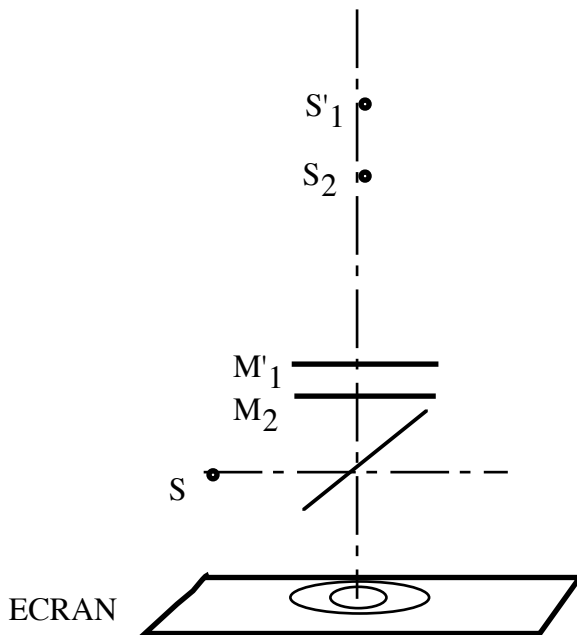


Figure 4

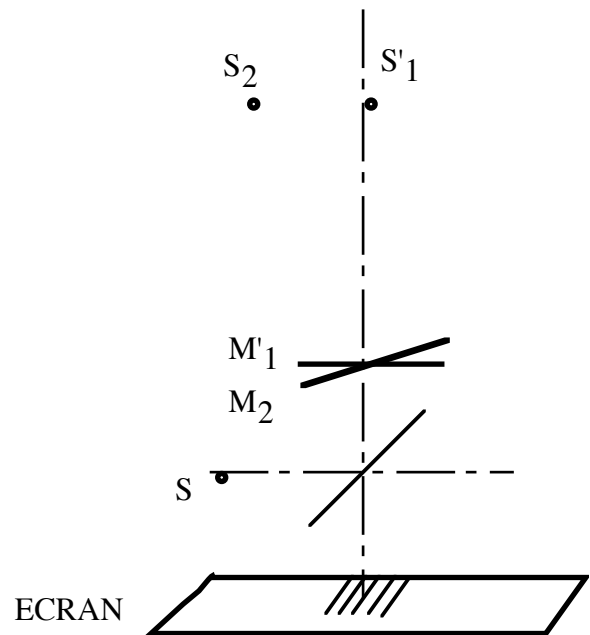


Figure 5

1.4.3. Différence de marche nulle : nécessité d'une compensatrice

Si M_2 et M'_1 sont confondus, les sources images aussi et la différence de marche théorique est nulle. Cependant l'épaisseur de la séparatrice rend les trajets des rayons dissymétriques. Il est alors nécessaire d'introduire une lame supplémentaire, la compensatrice, pour rendre les trajets parfaitement équivalents quand les miroirs sont confondus :

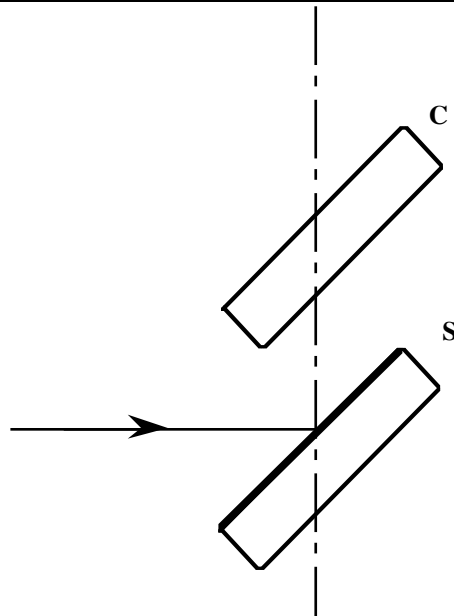


Figure 6

1.5. Réglage de la compensatrice

Le paragraphe précédent montre toute l'importance d'un réglage de la compensatrice pour la rendre parfaitement parallèle à la séparatrice.

Le Michelson est éclairé en lumière parallèle (collimateur ou source placée au foyer d'une lentille) et le miroir M_1 occulté pour supprimer les rayons qui s'y réfléchissent.

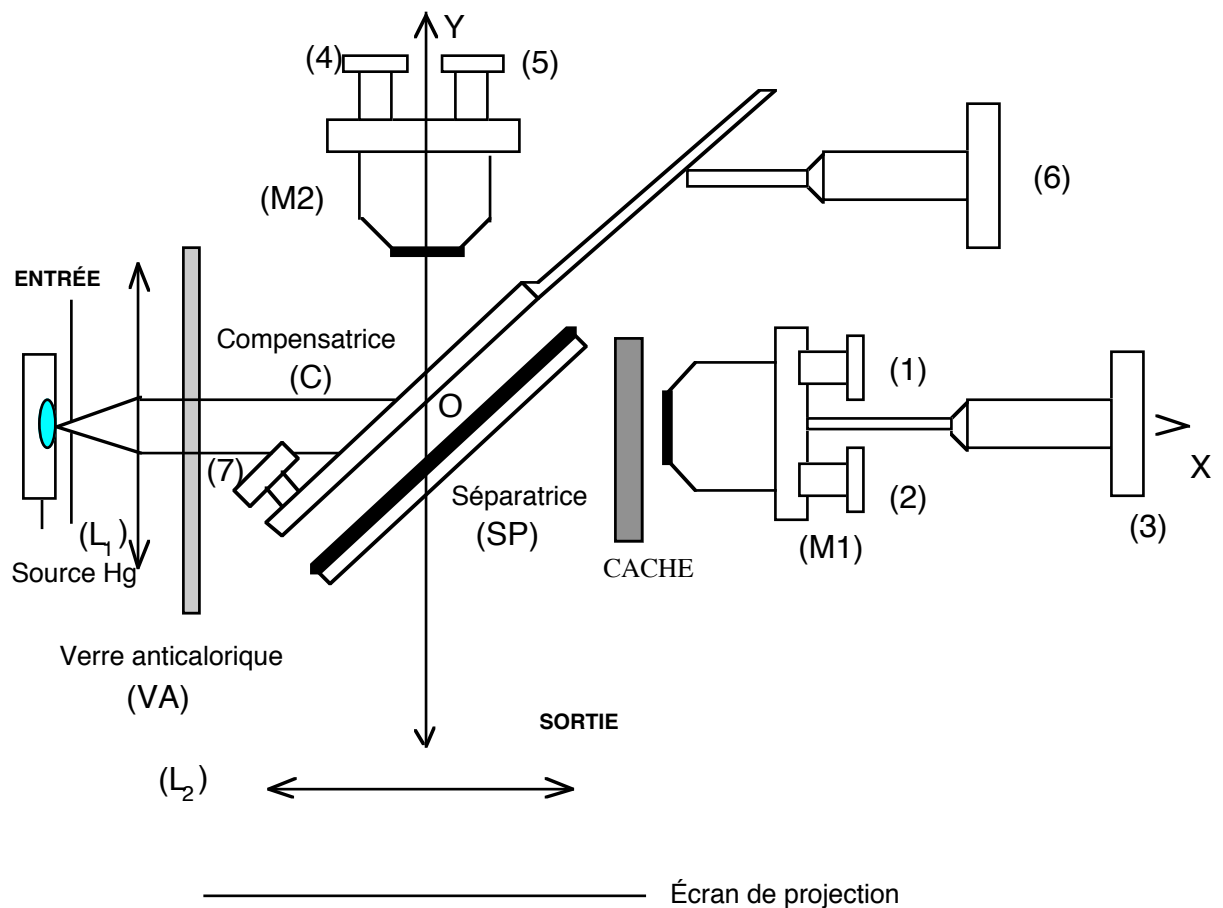


Figure 7

Quand compensatrice et séparatrice ne sont pas parfaitement parallèles, les réflexions multiples des rayons entre ces deux lames forment plusieurs images de la source S, décalées les unes par rapport aux autres : le principe du réglage consiste à les faire coïncider du mieux possible...

En général, il est possible d'observer ces images directement à l'oeil dans le Michelson ou de les projeter sur un écran grâce à une lentille. Cependant, sur certains appareils, des traitements optiques des surfaces éliminent ces réflexions multiples. Le seul réglage préalable possible est alors un réglage « grossier », à l'oeil, du parallélisme de la séparatrice et de la compensatrice.

2. EMPLOI DE SOURCES ETENDUES

2.1. Localisation des franges

2.1.1. Condition d'un maintien du contraste

L'emploi d'une source ponctuelle limite beaucoup l'intérêt de l'interféromètre, les interférences obtenues étant très peu lumineuses. Une source étendue, elle, provoque une perte de cohérence spatiale. On doit superposer sur l'écran toutes les figures d'interférences des différentes sources ponctuelles composantes, qui sont décalées les unes par rapport aux autres.

Pour une position quelconque des miroirs, deux rayons issus d'une source ponctuelle composante de S viennent interférer en M (Figure 8). On montre qu'à un décalage ΔS de la source correspond une variation de la différence de marche $\Delta\delta$ telle que :

$$\Delta\delta = n \Delta S \cdot (u_1 - u_2) \quad (\text{un calcul analogue a été fait au chapitre 2})$$

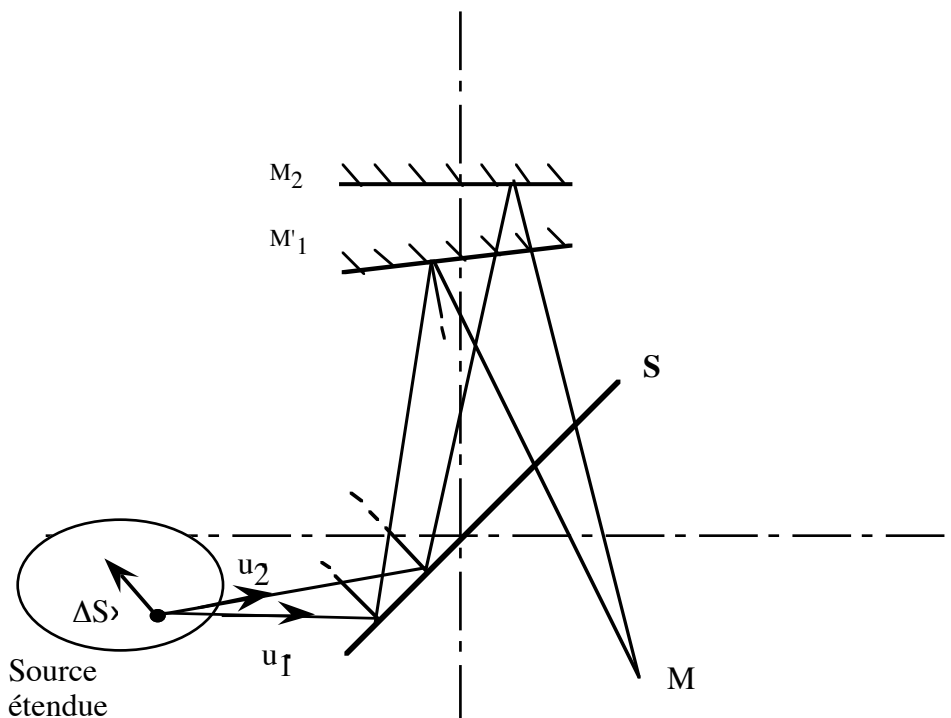


Figure 8

Le défaut de cohérence spatiale peut alors disparaître pour une source étendue si, quelquesoit ΔS , $\Delta\delta$ est nulle : les différentes figures d'interférences se superposent alors parfaitement. Le calcul précédent impose donc $u_1 = u_2$. Les deux rayons issus de S et allant vers S_1 et S_2 sont donc nécessairement confondus.

On remédie au défaut de cohérence spatiale dû à l'emploi de sources étendues si les rayons interférant issus des sources secondaires correspondent à un même rayon incident issu de toute source ponctuelle composant la source étendue.

Nous allons voir cependant que cette condition impose elle-même une restriction forte à l'observation des interférences : celles-ci vont être localisées sur une surface et non plus obtenues en tout point de l'espace.

Le gain de luminosité associé à des sources étendues est obtenu au prix de la localisation des franges.

2.1.2. Lame d'air : franges localisées à l'infini

Dans le cas où les miroirs sont rigoureusement parallèles, un incident quelconque donne deux émergents parallèles entre eux : ils interfèrent à l'infini, où sont donc observables les interférences. (Figure 9)

Les franges de lame d'air à faces parallèles sont localisées à l'infini

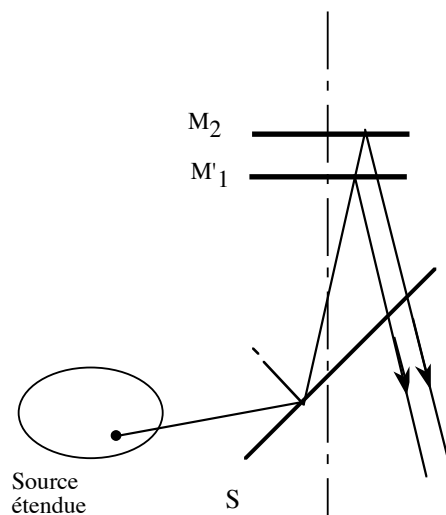


Figure 9

2.1.3. Coin d'air : franges localisées sur les miroirs

Dans le cas où les miroirs se coupent en faisant entre eux un angle ϵ , un incident quelconque donne deux émergents qui se coupent en un point très proche des miroirs. On montre plus précisément que l'ensemble de ces points forme un plan, lui-même voisin de ceux des miroirs :

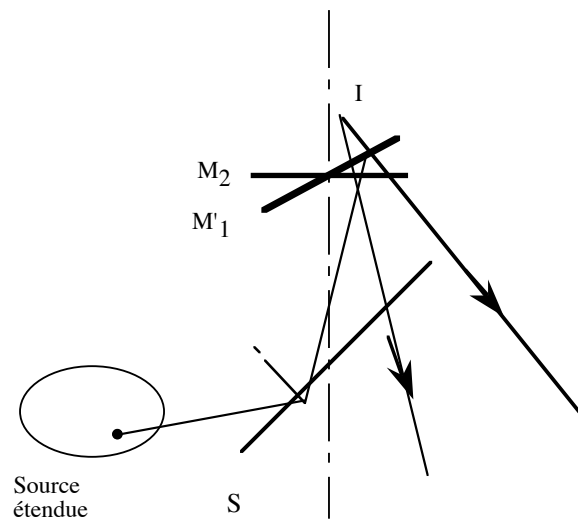


Figure 10

Les franges de coin d'air sont localisées au voisinage des miroirs.

2.2. Différence de marche

2.2.1. Lame d'air : franges d'égale inclinaison

Un rayon arrive sur les miroirs avec l'incidence i . Il donne naissance à deux rayons réfléchis parallèles qui interfèrent à l'infini. La différence de marche associée à ces rayons est :

$$\delta = (ABC) - (CD) = 2 AB - CD = \frac{2e}{\cos i} - AC \sin i = \frac{2e}{\cos i} - 2e \tan i \sin i = \frac{2e}{\cos i} (1 - \sin^2 i) = 2e \cos i$$

$$\delta = 2e \cos i$$

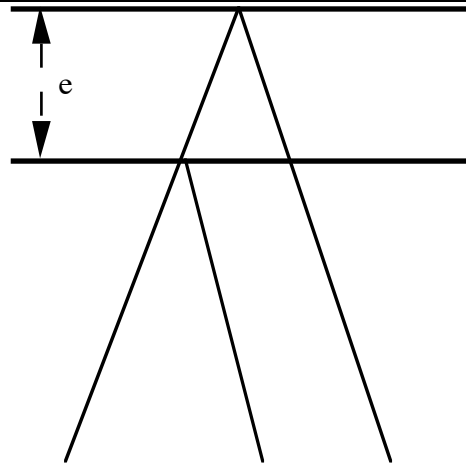


Figure 11

Ce calcul montre que δ est bien identique pour tous les points sources d'une source étendue qui envoient un rayon sous une même incidence:

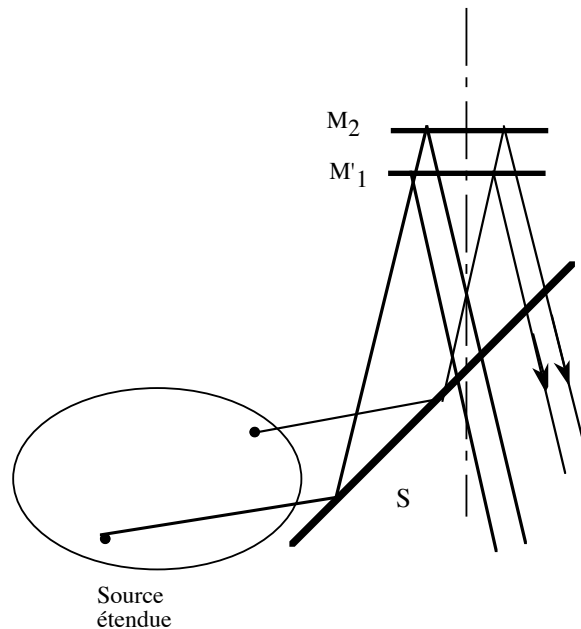


Figure 12

Rq. Le calcul précédent ne tient pas compte d'éventuels déphasages supplémentaires occasionnés par les réflexions sur la séparatrice, qui introduiraient simplement une constante additive dans l'expression de δ .

2.2.2. Coin d'air : franges d'égale épaisseur

Dans le cas du coin d'air, le calcul de la différence de marche est moins simple. L'angle ϵ étant très faible, et le coin d'air étant éclairé en incidence quasi-normale ($i \approx 0$), **on le considère localement comme une lame à faces parallèles**, d'épaisseur e . L'application du résultat précédent donne alors :

$$\delta = 2e \cos i \approx 2e$$

Cependant l'épaisseur e varie suivant le point J d'arrivée du rayon sur les miroirs. Si la distance de ce point à l'arête des miroirs est notée X , nous obtenons : $e \approx \epsilon X$. D'où :

$$\delta \approx 2\epsilon X$$

Une fois encore, dans le cadre de cette approximation, la différence de marche ne dépend que de la distance X d'un point des miroirs à l'arête commune : les franges seront **rectilignes, parallèles à cette arête**, et **équidistantes**, d'interfrange $i = \frac{\lambda}{2\varepsilon}$

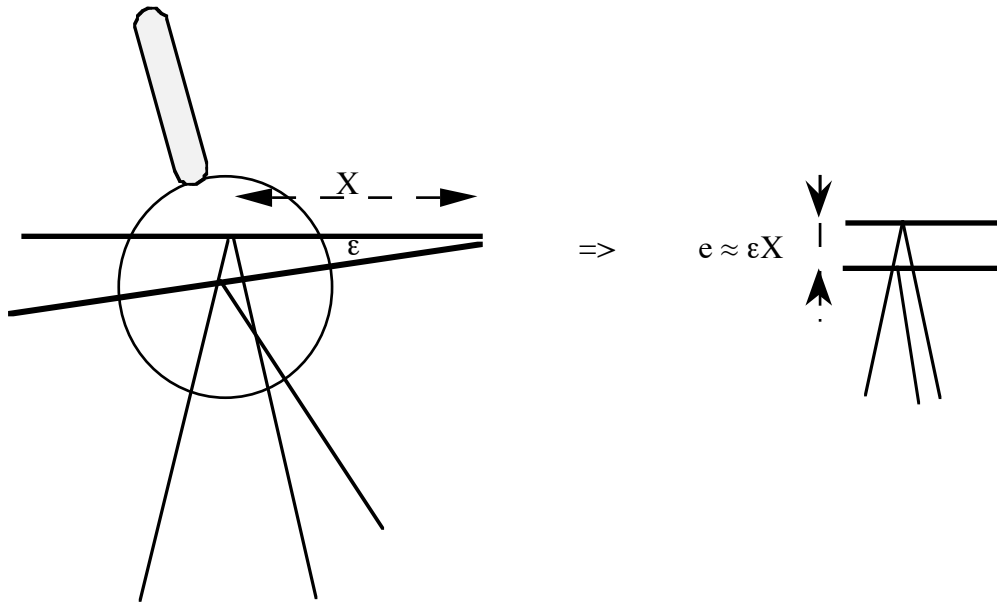


Figure 13

2.3. Observation des franges de coin d'air

2.3.1. Projection des franges

Les franges de coin d'air étant localisées au voisinage des miroirs, leur observation exige de faire l'image de ces miroirs sur un écran. Les miroirs devront en outre être éclairés en incidence quasi-normale, la condensation s'effectuant sur la lentille de projection. (Voir figure 14)

L'interféromètre est tout d'abord éclairé par une lampe Na dont la longueur de cohérence temporelle est importante : on ainsi sûr d'obtenir des franges de coin d'air même si celui-ci est « épais ». On essaiera cependant par un réglage grossier à l'oeil de placer les miroirs symétriquement par rapport à la séparatrice, pour se rapprocher le plus possible de la configuration « coin d'air mince ».

Observer les franges et jouer sur la rotation des miroirs pour changer l'interfrange. Essayer d'obtenir un contraste maximum en chariotant M_1

2.3.2. Passage en lumière blanche

Remplacer la lampe Na quasi-monochromatique par une lampe Hg polychromatique, puis par une lampe blanche : la cohérence temporelle diminuant d'une lampe à l'autre, les franges ne sont plus obtenues que pour un coin d'air très mince : les miroirs sont quasiment confondus, à une rotation ε près.

Observer, en lumière blanche, les quelques franges centrales blanches et noires, les irisations, les franges colorées et le blanc d'ordre supérieur.

Rq. Il est possible d'analyser ce blanc à l'aide d'un spectroscope pour obtenir un spectre cannelé.

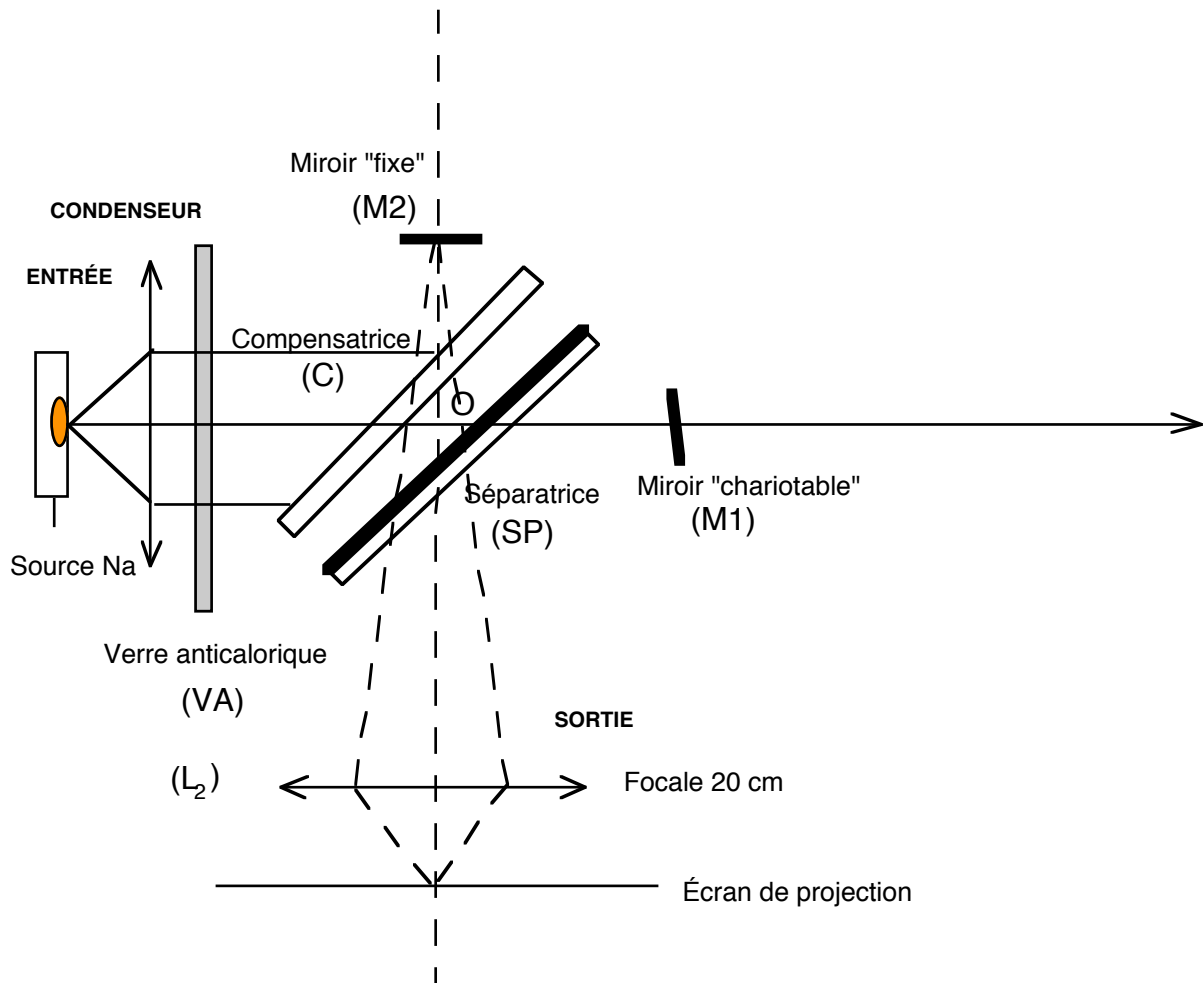


Figure 14

2.3.3. Teinte plate - couleurs de Newton

En écartant les franges, on diminue l'angle ε . Quand on obtient une intensité uniforme sur l'écran $\varepsilon = 0$ les miroirs sont parallèles quasiment confondus.

La teinte obtenue sur l'écran dépend alors de l'épaisseur (uniforme) des miroirs, elle-même proche de 0. A l'épaisseur nulle correspond, en lumière blanche, une absence de couleurs (teinte plate).

Rq. Il est possible de régler la teinte plate en analysant la lumière sur l'écran : à $e = 0$ doit correspondre une absence de cannelures...

Observer les couleurs de Newton, régler l'interféromètre à la teinte plate et noter la valeur indiquée par la vis 5. Observer des interférences en plaçant devant l'un des miroirs un jet de gaz issu d'un briquet ou une allumette chaude (éteinte !). A quoi sont dues ces interférences ?

2.4. Observation des anneaux de lame d'air

2.4.1. Projection des anneaux

A partir des miroirs parfaitement confondus, on peut fabriquer une lame à faces parallèles en déplaçant M_1 . Il est alors possible d'observer des interférences à l'infini, franges circulaires d'égale inclinaison.

Les franges sont ramenées à distance finie par observation dans le plan focal d'une lentille (on utilise une lentille de focale 1000mm).

La différence de marche dépendant de l'angle d'inclinaison i , les franges seront d'autant plus nombreuses que i variera beaucoup : il est alors intéressant de condenser la lumière sur les miroirs (Figure 15)

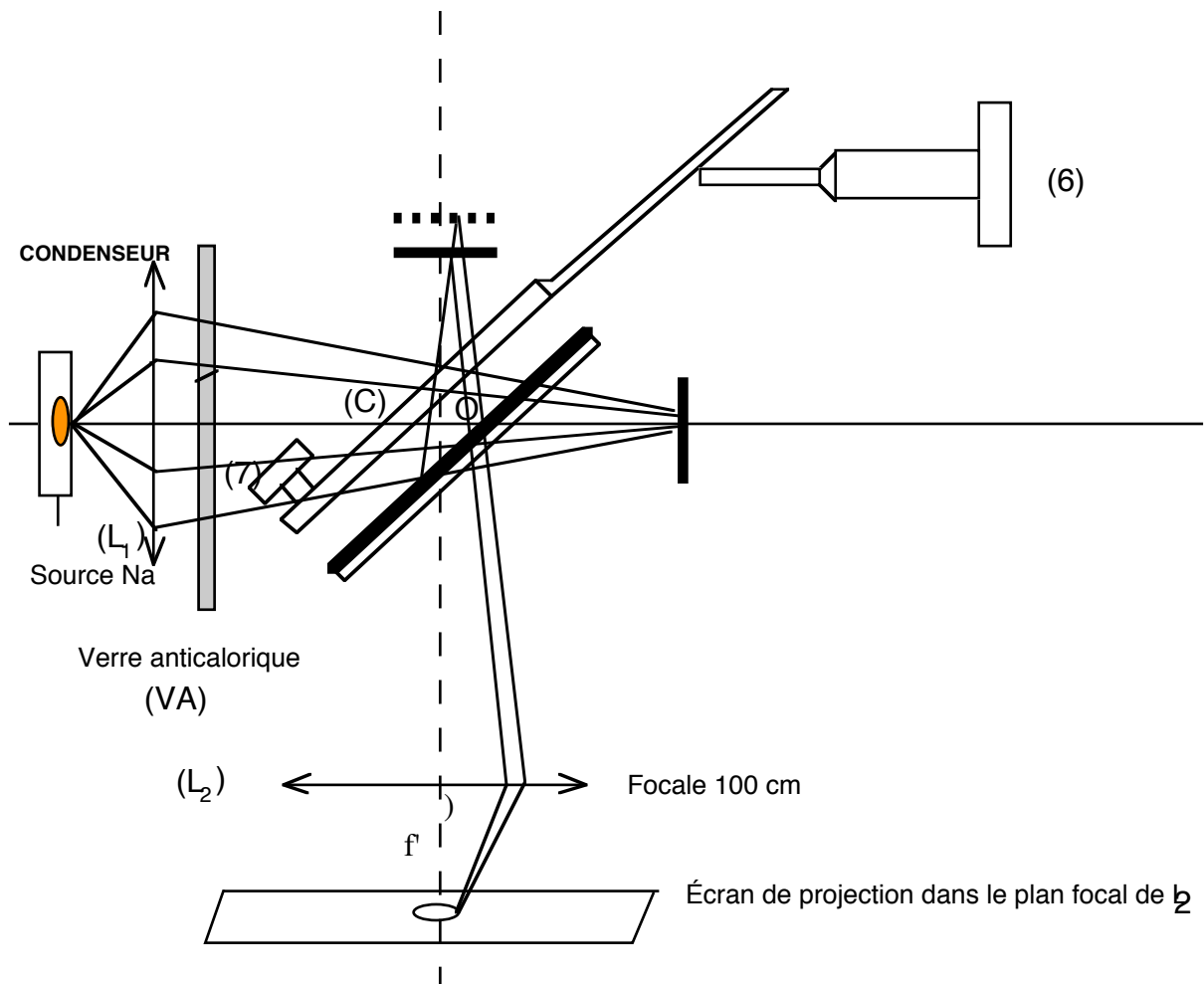


Figure 15

Établir la formule donnant le rayon des anneaux brillants.

Observer les anneaux avec la lampe Na. Les anneaux rentrent-ils ou sortent-ils quand on augmente l'épaisseur e ? Justifier la réponse.

Avec cette même lampe on observe des brouillages successifs quand on fait défiler les anneaux. Pourquoi ?

Rq. Un mauvais réglage initial de la compensatrice donnera des anneaux inclinés et ovalisés : il est important de rectifier ce réglage initial en agissant sur 6 et 7 pour obtenir des anneaux bien circulaires.

2.4.2. Observation de la longueur de cohérence temporelle du mercure

Utiliser la lampe Hg et faire sortir les anneaux jusqu'à perte complète du contraste. Remplacer alors la lampe Hg par une lampe Na. Justifier la réapparition des anneaux.

2.4.3. Retour aux franges de coin d'air

Passer inversement de l'observation des anneaux d'égale inclinaison à celle des franges d'égale épaisseur.

3. EMPLOI DE SOURCES PONCTUELLES

L'interféromètre de Michelson éclairé avec une source ponctuelle donne, nous l'avons vu, des interférences délocalisées. Il doit donc être possible de les observer sur un écran placé n'importe où à la sortie, sans l'aide d'aucune lentille.

pour éclairer le Michelson à l'aide d'une source ponctuelle, on peut, soit diaphragmer la lumière provenant d'une lampe à Hg, soit utiliser un faisceau laser légèrement élargi.

Réaliser l'une ou l'autre des expériences et observer les interférences délocalisées. Dans le cas des anneaux, les deux sources ponctuelles images de la source doivent être alignées sur l'axe Y : une lentille placée en sortie permet de les observer.

4. MESURES INTERFEROMETRIQUES

4.1. Mesure des longueurs d'onde d'un doublet

4.1.1. Mesure de la longueur d'onde moyenne

L'intensité $I(\delta)$ d'un phénomène d'interférences à 2 ondes associé à un doublet caractérisé par la longueur d'onde moyenne λ_0 et l'intervalle $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ est donnée par :

$$I(\delta) = 4I_0 \left(1 + \cos \left[\frac{\pi\delta\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \right] \cos \left[\frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right] \right)$$

dont l'allure est :

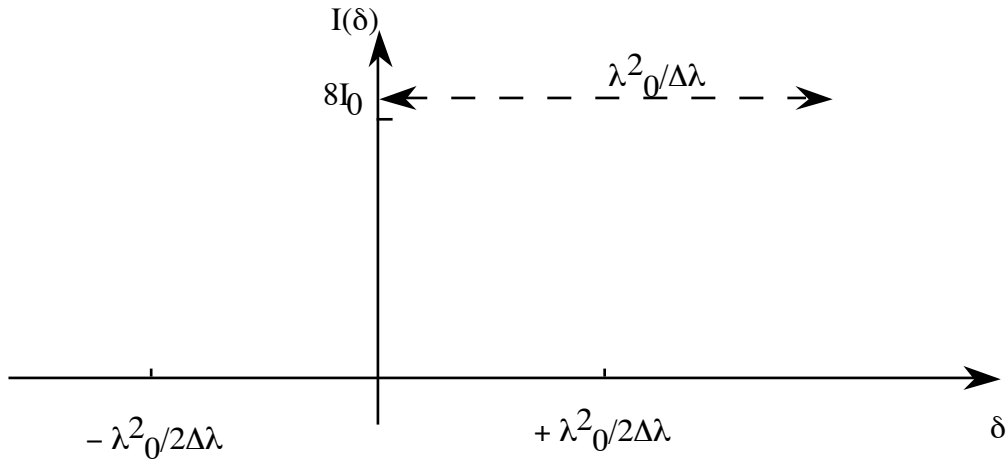


Figure 16

En déplaçant le miroir mobile M_1 à partir d'une position donnée, on fait varier l'ordre d'interférences en tout point de la figure de $\Delta\delta = 2\Delta e$, où Δe représente le déplacement de M_1 (c'est aussi la variation d'épaisseur de la lame formée par les miroirs).

En chariotant M_1 et en comptant précisément le nombre N d'anneaux brillants rentrant ou sortant du centre du centre de la figure (selon le sens de déplacement), on peut donc en déduire λ_0 puisqu'alors :

$$\Delta\delta = 2\Delta e = N\lambda_0$$

$$\lambda_0 = \frac{2\Delta e}{N}$$

Déterminer la longueur d'onde moyenne du doublet orange du sodium et évaluer l'incertitude commise sur cette mesure.

4.1.2. Mesure de l'intervalle du doublet

La figure 16 montre qu'entre 2 antioincidences, on $\Delta\delta = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$. De la même façon que précédemment, on associe $\Delta\delta$ à un déplacement Δe de M_1 entre $N + 1$ antioincidences. D'où :

$$\Delta\lambda = \frac{N\lambda_0^2}{2\Delta e}$$

Déterminer $\Delta\lambda$ et la précision de la mesure.

4.2. Mesure de l'épaisseur d'une lame

Si on interpose une lame à faces parallèles d'épaisseur L et d'indice n devant l'un des miroirs, on augmente δ de $2(n - 1)L$. Si l'on se place à $\delta = 0$ sans lame, on retrouvera la différence de marche nulle avec la lame en chariotant. Là encore, le déplacement correspondant de M_1 sera tel que :

$$2\Delta e = 2(n - 1)L$$

$$L = \frac{\Delta e}{n - 1}$$

Pour repérer $\delta = 0$ avec une grande sensibilité, on opère en lumière blanche.

Rq. En toute rigueur, en lumière blanche, l'indice dépend de la longueur d'onde et on ne retrouve pas la teinte plate blanche parfaite par déplacement du miroir. On montre cependant qu'il existe, pour l'oeil, une teinte dite achromatique qui lui ressemble. Un calcul précis indique alors qu'on commet une erreur en appliquant la formule ci-dessus. Toutefois, cette erreur sera d'autant plus minime que le pouvoir dispersif du verre de la lame sera faible. Nous négligerons purement et simplement celui-ci pour la lame utilisée...

Régler le Michelson à la teinte plate en lumière blanche. Interposer la lame devant M_2 . Dans quel sens faut-il déplacer M_1 pour retrouver cette teinte ? Déterminer l'épaisseur de la lame et la précision de la mesure.

4.3. Mesure d'un angle

La mesure de l'interfrange des franges de coin d'air permet d'atteindre l'angle que font les miroirs.

Réaliser des franges de coin d'air avec la lampe à Na. Mesurer l'interfrange sur l'écran, évaluer le grandissement apporté par la lentille et en déduire un ordre de grandeur de l'angle entre les miroirs.