

INTERFERENCES LUMINEUSES

I INTRODUCTION

Le phénomène d'interférence est un phénomène ondulatoire dû à l'addition de vibrations de même longueur d'onde et cohérentes (c'est-à-dire présentant une différence de phase constante). Les interférences s'expliquent en termes de déphasage ou de différence de marche entre deux rayons cohérents arrivant au même point ; les interférences destructives se produisent lorsque la différence de marche (d.d.m.) est égale à une demi-longueur d'onde (à un nombre entier de longueur d'onde près) ; les interférences sont constructives lorsque la différence de marche est égale à la longueur d'onde (à un nombre entier de longueur d'onde près).

Les interférences créées par l'émission de deux sources ponctuelles cohérentes S_1 et S_2 forment des surfaces d'interférence constructive. Ces surfaces d'interférences constructives sont définies par la relation $S_1P - S_2P = k\lambda$ où k est un entier, vérifiée par tout point P de la surface. Ce sont en fait des hyperboloïdes de révolution (d'axe la médiatrice du segment S_1S_2), dont les intersections avec un plan orthogonal à l'axe sont des hyperboles (dégénérées en droites à proximité de l'axe).

Les phénomènes d'interférences entre les vibrations émises par deux sources sont faciles à mettre en évidence en acoustique et en mécanique où les problèmes de cohérence sont moins critiques. L'obtention d'interférences en optique est plus délicate et fait apparaître de façon fondamentale la notion de cohérence entre les vibrations qui doivent interférer. Si on considère une nouvelle fois le cas de deux sources, l'intensité lumineuse résultant de la superposition en un point P des deux vibrations (supposées de même amplitude) est donnée par la relation :

$$I(P) = 2I_0\{1 + \cos[\varphi_2(P) - \varphi_1(P)]\}$$

On doit s'attendre à ce qu'elle varie de 0 à $4I_0$. En général il n'en est rien ; on obtient la plupart du temps un éclaircissement correspondant à la somme des éclaircissements obtenus séparément. Autrement dit, si l'on ne prend pas de précautions, le terme d'interférence est nul. Cette difficulté, propre à l'optique, est due au mécanisme d'émission de la lumière : dans une source classique, l'émission est produite en excitant des atomes. Ceux-ci passent à un niveau d'énergie supérieur puis retombent à leur niveau fondamental en émettant un train d'onde, etc., etc.... La durée des trains d'ondes est typiquement de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-9} s et, d'une émission à l'autre (cohérence temporelle) ou d'un atome à l'autre (cohérence spatiale), la phase varie de manière aléatoire. La plupart des détecteurs utilisés ayant un temps de réponse long devant la durée des trains d'ondes, ils ne peuvent détecter instantanément l'intensité en une position donnée. Par conséquent, ils donnent une mesure moyenne de cette intensité. La phase variant de manière aléatoire, on a alors $\langle \cos[\varphi_2(P) - \varphi_1(P)] \rangle = 0$ ce qui explique qu'on n'observe pas le terme d'interférence.

Il est important de comprendre qu'aucune source n'est intrinsèquement incohérente. L'incohérence résulte simplement d'un processus de mesure qui rejette une information présente dans la figure d'interférence mais qu'on atteint effectivement qu'à l'aide d'un dispositif de détection sensible à des durées inférieures à celles des trains d'ondes (extrêmement difficile à réaliser en pratique).

Obtention de vibrations cohérentes en optique

On peut remédier à la difficulté précédente en obtenant deux ondes à partir d'une même source, soit par division d'amplitude (interféromètre de Michelson ...), soit par division du front d'onde (fentes d'Young ...). Dans ce cas, bien que la phase de chaque source soit erratique, leur phase relative reste constante et de nature purement géométrique

; on le comprend facilement sur l'expression du déphasage dans le cas d'un dispositif à division du front d'onde :

$$\varphi_2(P) - \varphi_1(P) = \underbrace{\varphi_2(S_2) - \varphi_1(S_1)}_{\text{Terme dépendant du temps}} + \underbrace{\frac{2\pi}{\lambda} [S_2P - S_1P]}_{\text{Terme géométrique}}_{\text{lié au processus d'émission} \quad \text{indépendant du temps}}$$

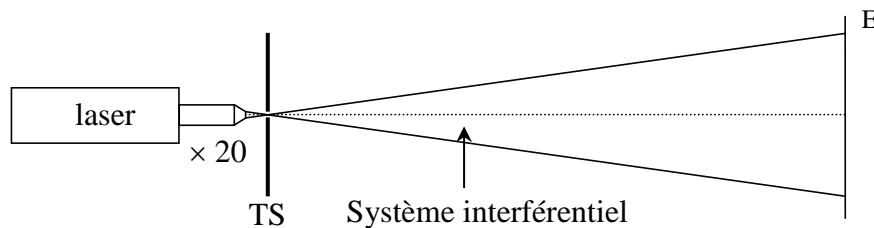
Le premier terme varie de façon aléatoire et très rapide. Les interférences qui en résultent ne sont donc pas observables avec les détecteurs classiques. Le second terme donne un phénomène d'interférences stable dans le temps puisque ne dépendant que des coordonnées géométriques. On propose d'étudier les problèmes liés à l'obtention d'interférences contrastées sur les deux types de dispositifs interférentiels.

I.1 Cas d'une source quasi ponctuelle et quasi monochromatique

Lorsqu'on éclaire un dispositif interférentiel avec une source ponctuelle (cohérence spatiale parfaite) et monochromatique (cohérence temporelle parfaite), **on obtient des interférences avec un contraste maximum et sensiblement constant dans tout l'espace de superposition des ondes** → l'observation des interférences ne pose alors aucun problème. La source s'approchant le plus de ce cas de figure est le laser.

Montage :

On propose de vérifier la propriété énoncée précédemment en éclairant un système interférentiel avec un faisceau laser élargi à l'aide d'un objectif de microscope. Le faisceau obtenu présente alors des variations d'intensité résultant d'interférences dues aux poussières, traces d'empreintes sur l'objectif, ... qui diffractent la lumière. Si on veut éliminer ce speckle, il faut faire passer le faisceau dans un trou microscopique pour éliminer les rayons diffractés (cf. § IV.2.4 du montage diffraction) mais il faut un matériel spécifique qui est délicat à régler donc cela n'a rien d'indispensable.



On peut utiliser différents systèmes interférentiels. Il vaut mieux placer le dispositif choisi assez près de la source (10 - 20 cm) et éloigner suffisamment l'écran (1 - 2 m) pour avoir un interfrange appréciable.

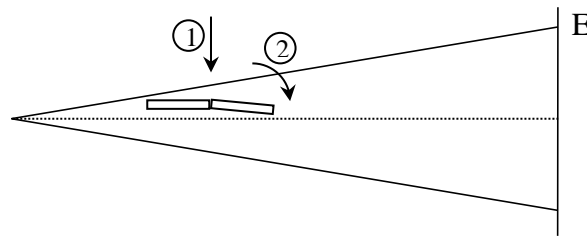
Bi prisme de Fresnel :

Ce dispositif à division du front d'onde est le plus simple à mettre en œuvre. Il suffit de le placer dans le faisceau laser élargi et regarder le résultat sur l'écran. Pour plus de précision sur le principe du bi prisme, se reporter à [3], p. 154.

Miroir de Fresnel :

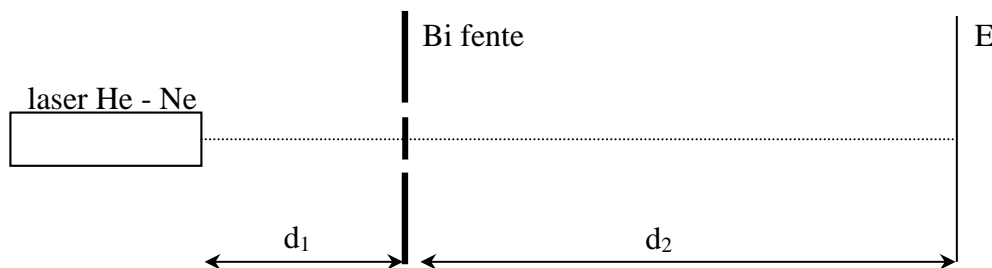
L'obtention de la figure d'interférence est plus délicate à obtenir. La principale difficulté est d'identifier les deux faisceaux réfléchis par les miroirs et de les faire se recouvrir. On peut commencer en donnant un angle assez important entre les miroirs (quelques tours de vis). On place le dispositif dans le faisceau avec les miroirs \approx parallèles à l'axe optique jusqu'à masquer environ la moitié du faisceau laser (phase 1). On pivote ensuite les deux miroirs autour d'un axe vertical (phase 2). Si l'angle entre les deux miroirs est suffisamment important, on doit voir à côté de

la moitié du faisceau d'origine deux bandes lumineuses correspondant aux faisceaux déviés par les miroirs. On desserre alors la vis donnant l'angle pour rapprocher les deux images jusqu'à ce qu'elles se recouvrent entièrement.



Fentes d'Young :

Il faut des bi fentes suffisamment fines pour avoir une figure de diffraction large et suffisamment proches pour obtenir un interfrange appréciable. Les bifentes commercialisées par la société Didalab (jeu de 3 doubles fentes d'écartements 0,2/0,3/0,5 mm, de largeur 0,07 mm) répondent bien à ces critères. A défaut, on peut utiliser les bifentes métalliques commercialisées par la société Leybold (réf. 469 92 ; prendre la bi fente A sur cette diapositive). Dans tous les cas, la figure obtenue est peu lumineuse car seule une faible partie de la lumière est utilisée. Si on souhaite une expérience plus lumineuse, on peut éclairer directement les bifentes avec un laser non élargi :



Les bifentes métalliques ont une meilleure fonction de transparence donc le facteur de forme correspond le mieux à celui prévu par la théorie. En revanche, l'espacement important des fentes sur ce modèle donne un petit interfrange et leur largeur donne un facteur de forme assez resserré (pour ces notions, se reporter au montage sur la diffraction). Les bi fentes Didalab quant à elles ont une fonction de transparence moins bonne mais elles donnent des interfranges plus importants avec un terme de diffraction plus étalé → A vous de choisir celle qui vous convient le mieux.

On ajuste d_1 de façon à éclairer largement la bi fente (au moins 1 mètre, voire plus suivant le laser utilisé) et d_2 de façon à avoir un interfrange assez important (2 mètres au minimum). Si la figure d'interférence n'est pas très belle, il faut retoucher le centrage latéral de la bifente par rapport à l'axe optique pour que les deux fentes soient éclairées de la même manière. Pour y parvenir, on peut s'aider d'un pied à déplacement latéral car cette condition est délicate à réaliser avec un faisceau laser non élargi vu sa petite section et le caractère Gaussien de son profil en intensité.

Dispositif à anneaux de Newton :

Par rapport aux systèmes précédents, celui-ci est à division d'amplitude. Son emploi est simple avec un faisceau laser élargi ; il suffit de le placer dans le faisceau, lui faire subir une rotation suivant l'axe de son pied jusqu'à observer correctement les anneaux. Ceux-ci peuvent être observés en transmission (I_{\max} au centre, faible contraste) ou en réflexion (I_{\min} au centre, meilleur contraste).

Manipulation :

Quel que soit le dispositif employé, il faut montrer en déplaçant l'écran que les franges d'interférences ne sont pas localisées et qu'elles s'observent avec un contraste sensiblement constant dans tout le domaine où les ondes interfèrent.

I.2 Cas d'une source large et poly chromatique

Si on refait la même manipulation avec une lumière blanche non diaphragmée, les figures d'interférences ne sont plus visibles (à nuancer sur le dispositif à anneaux de Newton → cf. § II.2.1).

Conclusion :

Si on veut observer des interférences avec une source autre qu'un laser, il faut prendre certaines précautions et respecter certaines conditions.

II INFLUENCE DE LA COHERENCE SPATIALE

On suppose dans ce chapitre qu'il n'y a pas d'effets de cohérence temporelle. On s'en affranchit en pratique en considérant des d.d.m. faibles et en employant des sources à spectre réduit.

La cohérence spatiale est un concept traduisant l'influence de l'extension d'une source lumineuse sur le contraste des franges. Lorsqu'on utilise une source spatialement étendue, le contraste des franges diminue, mais cette diminution peut être faible, voire nulle, dans certaines régions de l'espace : on dit qu'il y a localisation.

II.1 Bi fentes d'Young

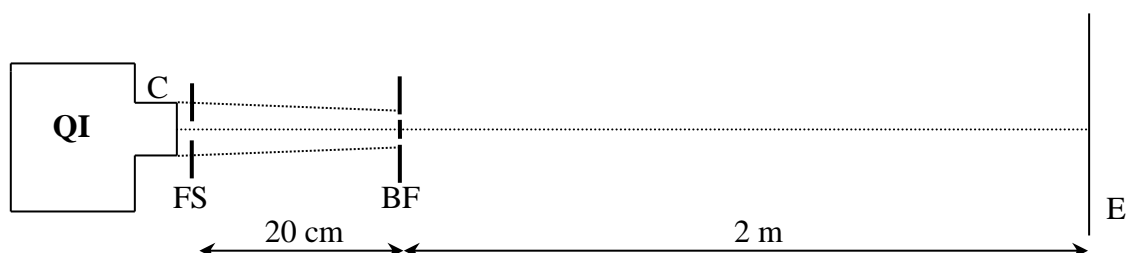
Si on veut observer des interférences avec une source large, il faut s'en éloigner ou la diaphragmer pour se rapprocher d'une source ponctuelle. Plutôt que d'utiliser un trou source, on prend une fente pour accroître la luminosité de la figure d'interférence.

Remarque :

Les manipulations suivantes peuvent aussi se faire avec des miroirs de Fresnel. On gagne en luminosité car, contrairement aux bifentes d'Young, on ne fait pas appel à la diffraction pour obtenir les faisceaux qui interfèrent. On peut alors utiliser un filtre gélatine jaune pour montrer la figure d'interférences à une assemblée ou un filtre interférentiel peu sélectif en groupe restreint. Par contre, l'exploitation quantitative des phénomènes est plus difficile car on ne connaît pas l'angle entre les miroirs (il existe cependant une méthode pour le mesurer mais elle est délicate).

II.1.1 Influence de l'orientation de la fente source

La première condition à réaliser pour visualiser les interférences est *d'avoir une fente source bien parallèle aux bifentes*.



C : condenseur de 6 cm

FS : fente source réglable en largeur et en orientation

BF : prendre une bifente type Didalab ou la bifente métallique Leybold n° A (cf. § I.1)

On ajuste dans un premier temps le tirage du condenseur de façon à former l'image du filament sur la bifente (meilleure luminosité). On place ensuite une fente source assez fermée contre la lampe et on modifie son orientation jusqu'à observer les interférences. Si on n'en voit pas malgré ce réglage,

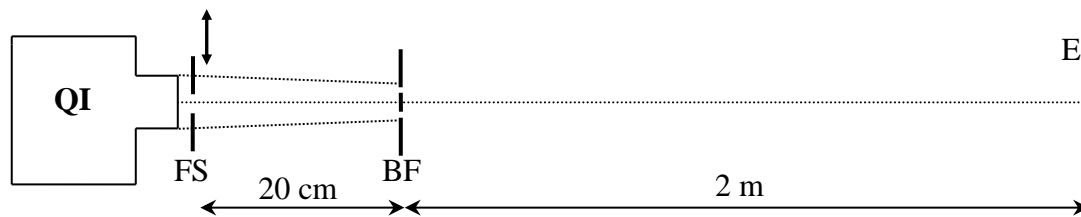
il faut refermer un peu plus la fente source. La figure d'interférence étant peu visible, on peut la visualiser en utilisant une barrette CCD.

II.1.2 Influence de la largeur de la fente source

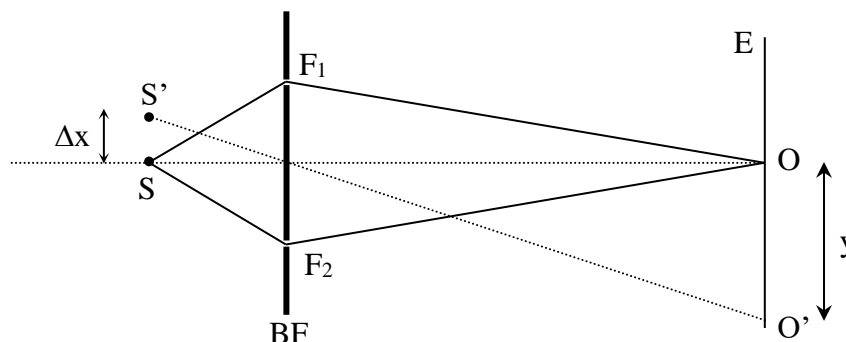
On part de l'expérience précédente et on augmente progressivement la largeur de FS. On constate alors une annulation du contraste puis son inversion (on peut ensuite observer une deuxième annulation mais c'est plus délicat). Là aussi, une barrette CCD peut permettre la visualisation de l'inversion de contraste.

Explication :

On peut simuler l'effet d'un élargissement de la source en déplaçant une fente source fine perpendiculairement à l'axe optique (on peut placer la fente source sur un pied à translation latérale pour faciliter la manipulation).



On remarque alors que le système de franges se déplace en bloc. On comprend ainsi qu'une source large va donner lieu à une juxtaposition de franges décalées, incohérentes entre elles, d'où un affaiblissement du contraste : Si la source S éclaire les fentes F_1 et F_2 telles que $SF_1 = SF_2$ (cf. figure ci-après), la frange centrale du système d'interférence est en O car les trajets SF_1O et SF_2O sont alors égaux. Si la fente se déplace en S' , la frange centrale se déplace en O' telle que $SF_1O' = SF_2O'$. Supposons que S et S' existent simultanément : lorsque y est égal à une demie interfrange (on suppose qu'on travaille en lumière monochromatique), la somme des éclairagements sur l'écran est alors constant puisque à I_{max} de S correspond I_{min} de S' et vice versa \rightarrow les franges disparaissent pour une valeur $\Delta x = \Delta x_0$. Lorsque y est égal à une interfrange, la somme des éclairagements sur l'écran correspond alors au double de celui donné par une seule fente car alors à I_{max} de S correspond aussi I_{max} de $S' \rightarrow$ les franges réapparaissent.



Si on considère maintenant une fente source de largeur égale à $2\Delta x_0$, on peut la décomposer en série de raies élémentaires telle qu'à toute fente du côté supérieur de l'axe optique corresponde une fente dans la partie inférieure, dont la somme des éclairagements sur l'écran se compense \rightarrow le système de franges disparaît complètement pour cette largeur de FS. Si on continue à élargir la fente source au-delà de $2\Delta x_0$, les franges réapparaissent : les parties au-delà de $2\Delta x_0$, tant qu'elles sont suffisamment petites, donnent un système de franges qui se superpose en intensité au fond continu dû à la partie $2\Delta x_0 \rightarrow$ les franges sont très peu contrastées.

Mesures :

Lors du premier brouillage, on a (cf. annexe) $a = \lambda d/b \rightarrow$ connaissant la valeur de b (distance entre les bi fentes) et en mesurant d (distance FS – BF), on peut en déduire la valeur de a

(largeur FS) et comparer à la lecture donnée par la FS étalonnée. Pour ce faire, il faut travailler en lumière \approx monochromatique. On peut utiliser un filtre interférentiel mais s'il abaisse trop la luminosité du phénomène, on peut se contenter d'un filtre coloré en verre ou en gélatine.

Remarque importante :

Au-delà de cette largeur, la source n'est plus suffisamment cohérente spatialement pour obtenir des interférences contrastées. Il faut cependant avoir conscience que cette largeur ne vaut que pour le montage considéré ! On peut s'en convaincre en faisant la manipulation suivante :

- on ajuste la largeur de FS pour avoir un contraste correct. On déplace alors l'écran. Le contraste de la figure d'interférence doit rester sensiblement constant.

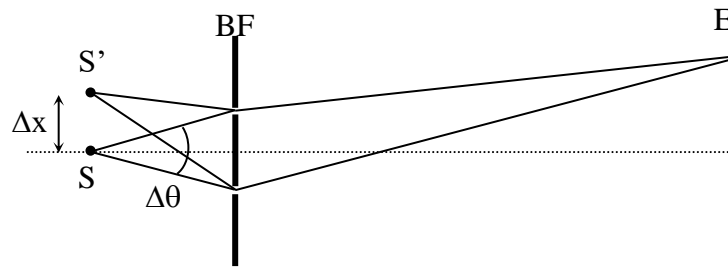
- on replace l'écran dans sa position d'origine. On ajuste cette fois-ci la largeur de FS pour avoir le brouillage puis on déplace la bifente suivant l'axe optique de part et d'autre de son emplacement d'origine \rightarrow on voit réapparaître les franges.

On peut justifier ces observations à la vue des considérations effectuées ci-après sur $\Delta\phi$.

II.1.3 Influence sur la localisation

On reprend le montage avec une FS suffisamment fermée. Les franges s'observent alors avec un contraste sensiblement identique quelle que soit la position de l'écran et elles se déplacent toujours si on déplace la FS \rightarrow il y aura toujours un affaiblissement du contraste quand on augmente la largeur de la FS. Si règle la FS pour avoir une annulation du contraste, on peut vérifier que cette annulation s'observe quelque que soit la position de l'écran \rightarrow le brouillage des franges a lieu dans tout l'espace ou les faisceaux diffractés se recouvrent donc les franges d'Young ne sont pas localisées.

Explication :



Le déplacement Δx de S à S' introduit au point M une variation de phase, qui vaut au premier ordre :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta\theta\Delta x}{\lambda} \quad \text{Où } \Delta\theta \text{ est l'angle sous lequel on voit la bi fente depuis } S$$

Dans cette limite, $\Delta\phi$ est indépendant de la position de l'écran et le contraste des franges a donc la même valeur en tous points de l'espace au-delà des bi fentes. En revanche, $\Delta\phi$ dépend de Δx ce qui permet aussi de justifier le brouillage.

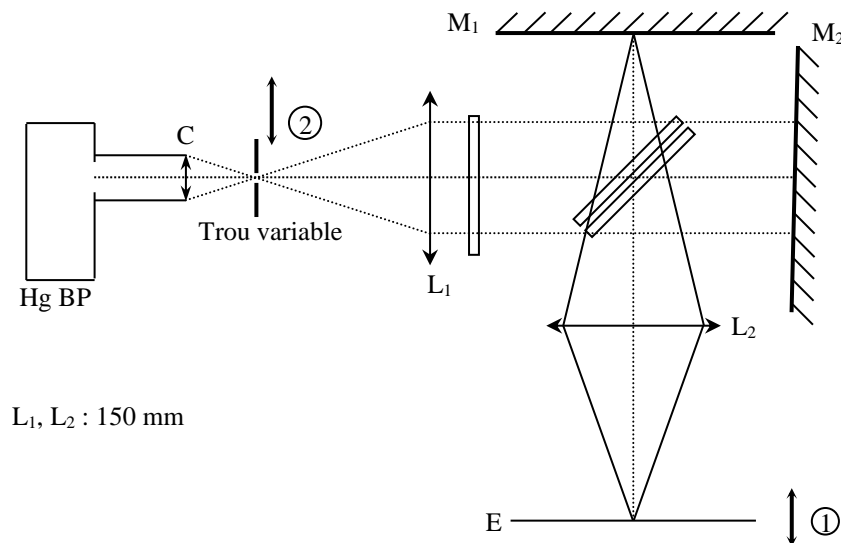
II.2 Michelson en coin d'air

On règle préalablement le Michelson au voisinage du contact optique.

Manipulation :

On accole une lentille L_1 de 150 mm de focale contre la face d'entrée du Michelson (cf. schéma ci-après). On prend un condenseur de 6 cm logé dans un tube cylindrique pour minimiser l'éclairement parasite qu'on accole à la sortie de la lampe. On place l'ensemble à une vingtaine de centimètres de la lentille de 150 mm. On intercale un petit trou source entre les deux et on le déplace suivant l'axe optique jusqu'à voir le faisceau réfléchi par le miroir du Michelson reconverger vers le

diaphragme → le diaphragme est alors dans le plan focal de la 150 mm et on éclaire le coin d'air en lumière parallèle. On déplace alors l'ensemble lampe + condenseur de façon à faire converger un maximum de lumière dans le trou. On place ensuite une lentille de courte focale (≈ 15 cm) en sortie du Michelson pour faire l'image des miroirs sur un écran placé à environ 1 m de la sortie de l'appareil. On règle alors le coin d'air de façon à ce que les franges soient verticales.



II.2.1 Influence de la cohérence spatiale sur la localisation des franges

Manipulation 1 :

On ouvre progressivement le trou source et on note l'évolution de la figure d'interférence. Le contraste doit rester sensiblement le même quand l'écran est dans le plan conjugué des miroirs par rapport à L_2 . Par contre, il doit fortement chuter quand l'écran est en avant ou au-delà du plan de conjugaison (mouvement 1) et il faut alors refermer le trou source pour retrouver du contraste.

Conclusion :

Lorsque la source est suffisamment petite, les interférences sont délocalisées (à rapprocher de la manipulation du § I.1 sur les anneaux de Newton). Lorsque la source est large, les interférences sont localisées sur les miroirs. Les manipulations suivantes permettent de comprendre pourquoi.

Manipulation 2 :

On ferme le trou source au maximum. Si on déplace le trou source dans une direction perpendiculaire à l'orientation des franges (mouvement 2 si les franges sont verticales), on doit faire les constations suivantes :

- les franges doivent se déplacer en bloc en suivant les mouvements du TS lorsque l'écran est avant ou après le plan conjugué des miroirs.
- les franges doivent se déplacer nettement moins lorsque l'écran est dans le plan conjugué des miroirs.

Cela explique pourquoi le Michelson en coin d'air est moins sensible à la cohérence spatiale lorsque l'on observe les interférences au niveau des miroirs.

Il faut noter que cette propriété se retrouve dans tous les systèmes interférentiels donnant des franges d'égale épaisseur. C'est la raison pour laquelle les fines lames de savon donnent des franges contrastées même lorsqu'on les éclaire avec une source large. On peut aussi le vérifier sur le dispositif des anneaux de Newton (cf. § I.1). Lorsqu'on l'éclaire avec le laser, on observe des interférences

partout ; si on l'éclaire avec une source de lumière blanche, on n'en voit plus sauf à l'interface entre les lames et on peut les projeter à l'aide d'une lentille en faisant l'image de l'interface sur un écran.

II.2.2 Influence de la différence de marche

L'effet d'un déplacement latéral est faible lorsque l'écran est dans le plan conjugué des miroirs par rapport à L_2 mais il est plus important si on s'éloigne du contact optique.

Manipulation :

On s'éloigne suffisamment du contact optique et on refait la manipulation 2 du § précédent : lorsque l'écran est avant ou après le plan conjugué des miroirs, l'effet est encore plus fort. Lorsque l'écran est dans le plan conjugué des miroirs, l'effet qui était peu perceptible auparavant est maintenant plus visible.

Conclusion :

Le Michelson est d'autant moins sensible à la cohérence spatiale que l'on est près du contact optique. Là encore, cette propriété est valable pour tous les systèmes interférentiels donnant des franges d'égale épaisseur.

Autre manipulation possible :

Elargir au maximum le trou source. Charioter jusqu'à ce que les franges deviennent peu visibles. Fermer le trou. On doit voir réapparaître les franges (cette manipulation n'apporte pas grand-chose de nouveau par rapport aux précédentes).

Remarque :

Ce phénomène ne s'explique pas par une augmentation de la profondeur de champ (profondeur de champ \rightarrow on diaphragme la lentille ; cohérence spatiale \rightarrow on diaphragme la source).

II.3 Michelson en anneaux

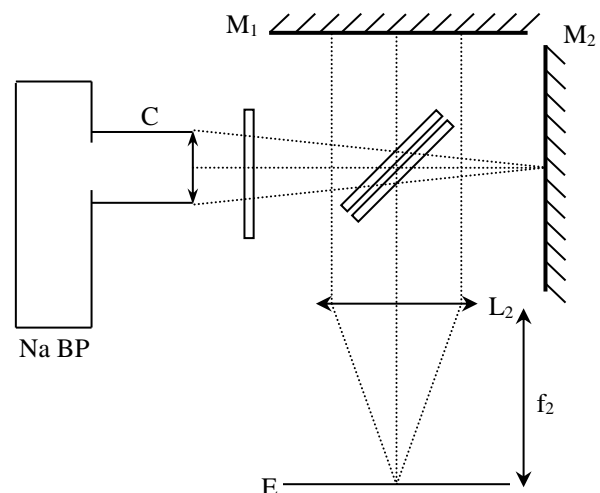
Pour le réglage du Michelson en anneaux, se reporter au topo « Principe et réglage des interféromètres ».

Manipulation 1 :

C : condenseur 6 cm pour Michelson

L_2 : lentille de grande ouverture de focale importante (50 cm – 1 m)

Partant du contact optique, charioter jusqu'à dépasser la première anti coïncidence et retrouver des anneaux contrastés (\rightarrow pas de problème de cohérence temporelle). On déplace alors l'écran de part et d'autre du foyer de la lentille $L_2 \rightarrow$ les franges doivent se brouiller dans les deux cas. Le contraste est maximum lorsque l'écran est dans le plan focal de la lentille. On peut aussi enlever la lentille L_2 et commencer par mettre l'écran juste à la sortie du Michelson \rightarrow les franges doivent être brouillées. On éloigne alors l'écran \rightarrow on retrouve du contraste sur le système d'anneaux.



Conclusion :

Le Michelson en anneaux est moins sensible à la cohérence spatiale de la source si on observe les interférences au loin. **Il est en toute rigueur complètement insensible à la cohérence**

spatiale lorsque l'on effectue une observation à l'infini. L'observation dans le plan focal d'une lentille correspond à ce cas de figure. Une justification simple de cette propriété se trouve dans [4], p. 64. Une manipulation plus poussée sur ce sujet est proposée dans [1], p. 164 → s'y reporter.

Remarque :

Cette propriété a une importance capitale en spectroscopie car elle permet d'étudier les problèmes de cohérence temporelle d'une source indépendamment de sa cohérence spatiale. On la met à profit dans le § III.3.2.

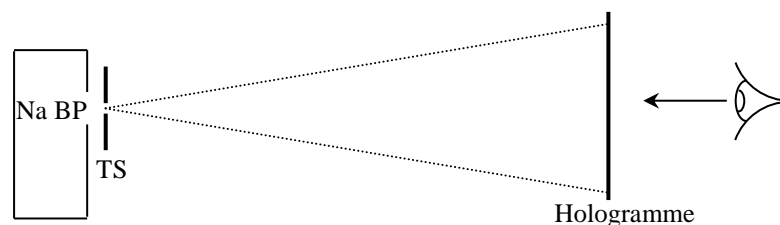
Manipulation 2 :

Refaire le même type d'observation en étant cette fois-ci plus près du contact optique → les problèmes de cohérence sont moins marqués (à rapprocher du § II.2.2).

II.4 Influence de la cohérence spatiale d'une source sur l'observation d'un hologramme

Le laser n'est pas indispensable pour l'observation d'un hologramme (alors qu'il l'est pour son enregistrement). On peut prendre une lampe à vapeur de sodium (bonne mono chromaticité).

Manipulation :



H : hologramme Phywe 08578.00

TS : diaphragme circulaire réglable en diamètre

Pour que l'observation puisse être visible de l'ensemble d'une salle, on peut utiliser une caméra vidéo.

Placez l'hologramme à environ 50 cm de la lampe. Ouvrir le TS au maximum et observez à travers l'hologramme. L'image observée est floue. Refermez TS ; qu'observe-t-on ? Ré ouvrir TS jusqu'à la moitié et éloignez progressivement l'hologramme de la lampe. Qu'observe-t-on ? Justifiez à la vue des paragraphes précédents.

III INFLUENCE DE LA COHERENCE TEMPORELLE

On étudie uniquement dans ce paragraphe l'influence de l'étendue spectrale d'une source sur le contraste de la figure d'interférences que peut fournir un dispositif interférentiel. On supposera donc qu'il n'y a pas de problème de cohérence spatiale.

Si les sources secondaires qui interfèrent ont même longueur d'onde, elles présentent une différence de phase constante → l'intensité lumineuse résultant de la superposition en un point P des deux vibrations (supposées de même amplitude) est donnée par la relation $I(P) = 2I_0\{1 + \cos[\varphi_2(P) - \varphi_1(P)]\}$ → Elle varie de 0 à $4I_0$. En revanche, deux ondes monochromatiques de fréquences très légèrement différentes ne peuvent interférer de façon cohérente à l'échelle des temps de réponse caractéristique des détecteurs optique car la différence de phase varie alors trop rapidement (d'autant plus vite que les fréquences sont différentes) : elles sont dites temporellement incohérentes entre elles ; en conséquence, leurs intensités s'ajoutent (au lieu des amplitudes). Ce problème interviendra tout le temps avec une source réelle puisqu'elle émet toujours dans un spectre plus ou moins étendu. Pour comprendre le résultat que l'on obtient à l'aide d'une telle source, il suffit de la considérer comme une collection de raies élémentaires, quasi monochromatiques

et incohérentes entre elles. Chaque raie contribue à la figure d'interférences par une figure élémentaire, dont l'interfrange dépend de la longueur d'onde ; chaque figure élémentaire s'ajoute aux autres en intensité et affaiblit ainsi le contraste de la figure totale.

En pratique, lorsque l'on réalise une expérience interférométrique avec une source donnée, il est bon de connaître la différence de marche maximale δ_{max} pouvant être atteinte sans avoir un brouillage complet des franges. Lorsqu'une seule longueur de cohérence L suffit à décrire le spectre de la source, on a alors $L = \delta_{max}$. Dans le cas de sources à raies multiples, la longueur de cohérence devient une notion délicate à manipuler (cf. [1], p.242).

Remarque :

Il est tentant de vouloir montrer sur un dispositif interférentiel type Fentes d'Young, Miroirs de Fresnel ou bi prisme de Billet la réduction du champ d'interférences lorsque la polychromaticité de la source augmente. On déconseille ce genre de manipulation pour plusieurs raisons :

- la différence d'intensité de ces sources rend délicate l'interprétation (voit-on plus de franges parce que la lumière est plus monochromatique ou parce qu'elle est plus intense ?). De plus, il est difficile d'obtenir des interférences lumineuses visibles avec certaines sources (lampe à vapeur de sodium).

- ces systèmes sont sensibles à la cohérence spatiale ce qui rend délicate l'interprétation des résultats.

L'emploi du Michelson en anneaux est en fait la méthode qui permet l'approche la plus rigoureuse de ce problème car il est complètement insensible à la cohérence spatiale si l'on observe à l'infini (cf. § II.3) → on peut dès lors utiliser une source large et observer les phénomènes interférentiels dans les meilleures conditions.

III.1 Mesure de longueurs de corrélation

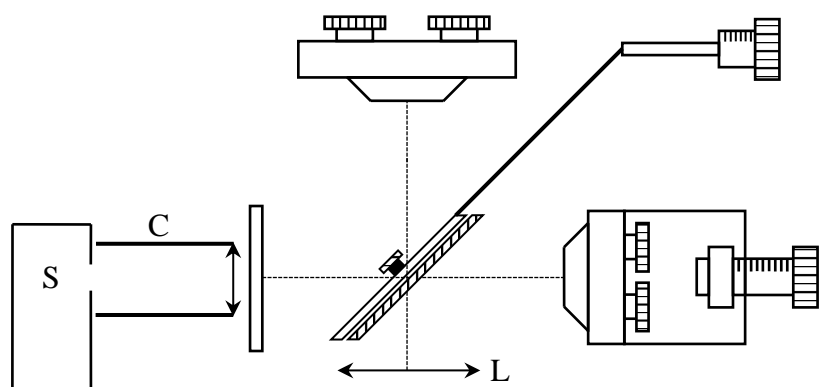
Par longueur de corrélation, on entend l'étendue maximum de différence de marche que l'on peut parcourir en observant des franges. Cette manipulation permet de se fixer des ordres de grandeur pour chaque source.

III.1.1 Etude de quelques sources

C : condenseur × 6 cm logé dans tube métallique

L : lentille Leybold × 500 mm

S : sources diverses



On place un écran au foyer de la lentille L et un écran noir entre la source et l'écran pour éliminer la lumière parasite. On règle l'interféromètre en anneaux d'égale inclinaison. Pour chaque source, on chariote jusqu'à diminution significative du contraste. La longueur de cohérence L est le double de la distance de chariotage mesurée.

Lampe Na BP :

Lorsqu'on chariote de part et d'autre du contact optique, on s'aperçoit que le contraste est modulé en fonction de δ et s'annule périodiquement pour un chariotage $\Delta e \approx 0,3 \text{ mm}$.

Cette source est principalement constituée d'une raie jaune ($\lambda = 589,3 \text{ nm}$) qui est en fait un doublet de raies fines distantes de $\Delta\lambda = 0,6 \text{ nm}$ et $L_{\text{doublet}} = 2\Delta e$. La largeur de ces raies module également le contraste des franges (cf. [1], ou topo sur les interféromètres) ce qui fait qu'au-delà d'un chariotage total d'environ 7 mm, on n'observe plus de franges.

Lampe Hg BP (20 W) :

Les franges sont colorées car plusieurs raies sont présentes, les plus intenses étant la raie verte à 546 nm et le doublet jaune à 577 et 579 nm. Le contraste des anneaux diminue progressivement à partir de l'ordre zéro et devient imperceptible à l'œil nu après environ 4 mm de chariotage total (cette estimation est d'autant plus imprécise que les anneaux sont peu lumineux).

Lampe Hg MP (50 W) :

Les raies sont identiques à la précédente mais comme la pression est plus forte, elles sont plus larges → le contraste s'annule plus rapidement : $L_{\text{max}} \approx 0,3 \text{ mm}$

Lampe Hg HP (150 W) :

La pression est telle qu'on n'observe des franges qu'autour du contact optique. La longueur de corrélation n'est pas mesurable ici.

III.1.2 Cohérence temporelle de la raie verte du mercure

Pour toutes les expériences qui suivent, **on sélectionne la raie verte** en plaçant un filtre interférentiel centré sur 546 nm à la sortie de l'interféromètre pour ne pas l'endommager.

Influence de T :

Même montage que précédemment. Placez l'interféromètre au contact optique. Prendre comme source la lampe à vapeur de Hg HP 150 W préalablement éteinte (elle doit être froide au départ !) munie d'un condenseur de 6 cm. Allumez la lampe, ajustez rapidement le tirage de la lampe et sa position de façon à éclairer la totalité des miroirs avec un faisceau le plus convergent possible. Chariotez. Au bout d'environ 0,2 mm de translation, le contraste devient nul. Revenir en arrière à un endroit où les anneaux sont visibles. Attendre quelques minutes. Qu'observe-t-on ? Conclusion ?

Influence de P :

Partir de l'expérience précédente à un endroit où l'on n'observe plus d'anneaux. Remplacez la Hg HP par une Hg BP. Que constatez-vous ? Justifiez.

Evaluation de la largeur de la raie :

Utilisez une lampe Hg MP ou Hg BP. Chariotez en partant du contact optique. Observez que le contraste sur l'écran diminue progressivement lorsque l'on augmente la différence de marche de part et d'autre de la différence de marche nulle. Repérez la valeur de δ correspondant à une réduction sensible du contraste. Le critère visuel n'étant pas précis, seul l'ordre de grandeur de δ a un sens. Cette décroissance étant monotone, le contraste n'est important que dans un intervalle symétrique $[-\delta, +\delta]$ qui est égal à la longueur de cohérence de la raie. Pour le calcul de $\Delta\lambda$ (principe et résultats), se reporter au montage « Principe et réglage des interféromètres ».

III.2 Cas de la lumière blanche

Les valeurs de d.d.m. pour lesquelles on observe des interférences en lumière blanche sont tellement faibles qu'elles ne sont pas mesurables avec le Michelson en anneaux. On peut cependant l'évaluer en utilisant l'appareil en coin d'air. Il devient alors sensible à la cohérence spatiale mais ce n'est pas très gênant avec la lumière blanche car on doit se placer au voisinage du contact optique. De plus, on regardera au voisinage des miroirs et on diaphragmera la source ce qui minimise l'influence de la cohérence spatiale (cf. § II.2).

Préréglage du Michelson :

La principale difficulté pour observer des franges en lumière blanche est d'avoir des différences de marche extrêmement faibles (c'est ce qui doit ressortir en montage) → il faut se placer au mieux au contact optique. Si vous êtes auparavant en anneaux, chariottez de façon à faire défiler les anneaux jusqu'au contact optique. Lorsque vous êtes très proches (anneaux « énormes »), donnez un petit angle aux miroirs (boutons de réglage A_1 ou A_2) de façon à observer plusieurs franges rectilignes (≈ 10). Si vous êtes en coin d'air, faire de même en passant progressivement d'une lampe à vapeur de sodium à une lampe à vapeur de mercure (la moins bonne cohérence temporelle de cette source permet de mieux repérer le contact optique). Une fois au contact optique, ajustez l'angle entre les miroirs pour avoir de même une dizaine de franges. Passez alors en lumière blanche pour commencer la manipulation.

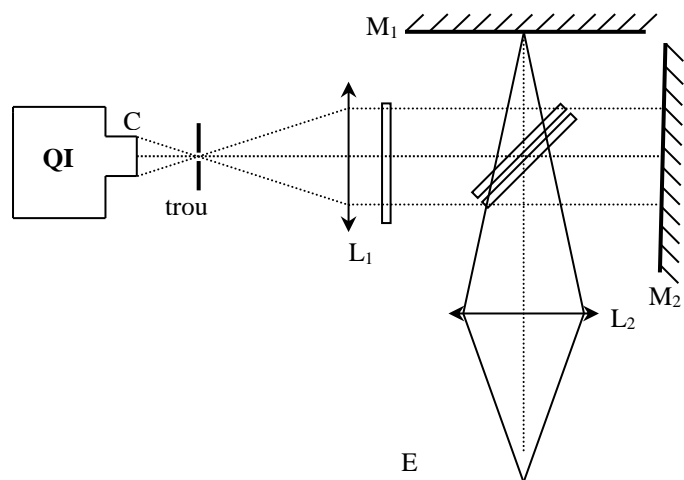
Manipulation :

Se reporter au § II.2 pour le réglage de l'appareil.

C : 6 cm

L_1, L_2 : 150 mm

Si tout se passe bien, on doit observer des interférences. Dans le cas contraire, **chariottez très lentement et très peu** autour du contact optique pour les trouver. On observe alors au centre du système d'interférences une frange noire puis, en s'en écartant, des franges irisées. Au bout de quelques franges, la figure d'interférence se brouille. Réajustez si nécessaire l'inclinaison des miroirs pour



placer dans le champ toutes les franges visibles à l'œil nu. Placez alors en sortie du Michelson un filtre interférentiel afin d'étalonner le coin d'air. Mesurez sur l'écran la distance séparant plusieurs interfranges ; en déduire la conversion longueur sur l'écran \leftrightarrow différence de marche. Otez alors le filtre interférentiel, mesurez sur l'écran la longueur totale du domaine où l'on voit des interférences ; en déduire la différence de marche totale δ_{max} ($\approx 8 \mu\text{m}$).

Conclusion :

Une translation d'un miroir de $4 \mu\text{m}$ (moins d'une demi-graduation de vernier au 1/100 mm) suffit donc à faire disparaître les franges en lumière blanche, ce qui explique les difficultés rencontrées pour les observer.

Remarque :

Si l'on interprète cette longueur comme une caractéristique de la cohérence temporelle de la source, il est nécessaire de tenir compte, non seulement du spectre d'émission de la source, mais également de la réponse spectrale du détecteur, en l'occurrence ici l'œil, qui pondère la contribution de chaque longueur d'onde à la figure d'interférence. Pour plus de précision à ce sujet, se reporter à [1], p. 91 et 170).

III.3 Cas des lasers

Ce sont les sources lumineuses les plus cohérentes dont on dispose. Cela a ici un inconvénient : l'étude de leur longueur de cohérence est très difficile. On peut cependant montrer certaines choses (cf. montage sur les lasers ou la réf. [1], p. 171).

III.4 Influence de la cohérence temporelle d'une source sur l'observation d'un hologramme

Reprendre le montage du § II.4 avec un trou source assez fermé (hologramme bien visible) ; remplacez la lampe à vapeur de sodium par une lampe Hg BP. Qu'observez-vous ?

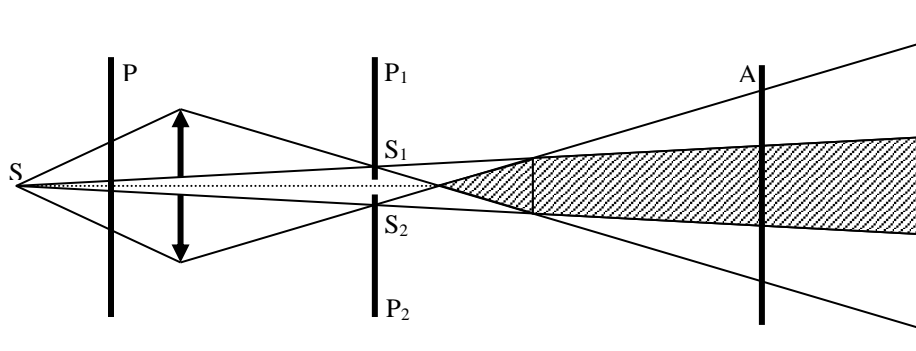
IV CONDITION A RESPECTER SUR LA POLARISATION DES ONDES

Expérience

importante dans la théorie des interférences (cf. [2], p. 50 et 52 pour une introduction au problème). L'expérience classiquement décrite dans les livres est celle de Fresnel-Arago avec l'interféromètre de Michelson ([1], p. 165 ou [2], p. 89). Elle nécessite des polariseurs prévus à cet effet. On propose une manipulation plus simple où n'intervient pas le problème de cohérence temporelle de polarisation (cf. [1], p. 165, 263) et qui met en œuvre une bi-lentille de Billet (cf. [3], p. 155, 159).

IV.1 Principe de la bi-lentille de Billet

C'est un dispositif constitué de deux demi-lentilles convergentes rigoureusement identiques séparées par une cale opaque de $5/10^{\text{ème}}$ de mm. Le décalage entre les axes optiques est volontairement exagéré sur le dessin ci-dessous pour plus de visibilité.



On peut avoir des interférences dans la zone où les pinceaux lumineux issus des deux sources réelles S_1 et S_2 se recoupent. L'idée est de modifier la polarisation de ces deux sources à l'aide des polaroïds P_1 et P_2 . On verra l'utilité de P et A par la suite.

IV.2 Montage

Les deux sources S_1 et S_2 étant très proches l'une de l'autre, il faut qu'elles soient ponctuelles pour pouvoir les séparer \rightarrow on utilisera comme source S un laser. On agrandira son faisceau à l'aide d'un objectif de microscope pour avoir un champ d'interférences étendu :



O : $\times 10$ ou $\times 20$

Placez le laser et l'écran aux extrémités de la paillasse. Ajustez la position de BL pour avoir une tache sur l'écran de 1-2 cm environ. Vous devez constater la présence d'interférences (alignez BL \perp à l'axe optique par réflexion). Recherchez entre BL et E les images S_1 et S_2 du laser ; réajustez alors la position de BL pour les placer à 1 m environ de S (bon compromis entre leur écartement et un interfrange pas trop petit).

Manipulation :

L'expérience consiste à observer l'absence ou la présence de figure d'interférences en fonction des positions respectives des polariseurs P, A, P₁ et P₂.

	P	P ₁	P ₂	A	Franges
Cas 1	absent	0°	0°	absent	oui
Cas 2	absent	0°	90°	absent	non
Cas 3	absent	0°	90°	45°	non
Cas 4	absent	0°	90°	45°	non
Cas 5	45°	0°	90°	± 45°	oui

Pour les configurations où P₁ et P₂ sont croisés, utilisez la diapositive notée "Fresnel-Arago" et placez là au niveau de S₁ et S₂ en faisant passer S₁ dans un polaroïd et S₂ dans l'autre (alignez cette diapositive \perp à l'axe optique par réflexion). Utilisez pour P et A des polaroïds de bonne qualité.

Cas n° 1 :

La présence de franges contrastées dans cette configuration garantit qu'on s'est bien affranchi des problèmes de cohérence temporelle et spatiale de la source pour n'étudier que les effets liés à la polarisation (ce n'est pas étonnant avec un laser).

Cas n° 2 :

On n'observe pas de franges. En effet, les deux ondes qui se superposent sont polarisées orthogonalement et ne peuvent donc interférer.

Cas n° 3 :

Ajoutez A en position 45° : on n'observe toujours pas de franges (si on en observe, c'est que P₁ et P₂ ne sont pas rigoureusement croisés \rightarrow on ne peut pas y retoucher avec le système utilisé). Cela est dû au fait que le laser employé est polarisé verticalement \rightarrow l'onde issue de P₂ est éteinte (le vérifier en regardant à la sortie de ce polaroïd).

Cas n° 4 :

Cette fois-ci, la projection de P sur P₁ et P₂ donne deux faisceaux d'amplitudes identiques qui se recombinent grâce à l'analyseur A : les franges réapparaissent.

Conclusion :

On n'obtient un phénomène d'interférences que si les vibrations qui se composent sont cohérentes et non perpendiculaires ; le contraste est maximum lorsque les vibrations sont parallèles.

Si on veut réaliser l'expérience complète de Fresnel-Arago avec ce système, il faut utiliser une source de lumière naturelle (lumière blanche). La difficulté réside alors dans l'obtention d'une source suffisamment ponctuelle. L'explication du cas n° 3 est alors différente (ce cas n'est pas à faire en montage).

IV.3 Interférences obtenues par biréfringence

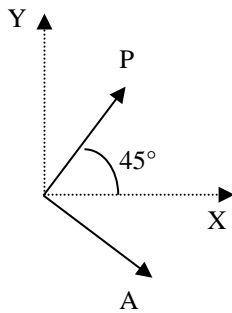
[1], p. 279 et suivantes ; [2], p. 145 et suivantes.

Certains matériaux présentent une anisotropie optique liée à une anisotropie de structure. Dans ce type de composés, la biréfringence se manifeste par un comportement optique différent suivant l'orientation du champ électrique de la vibration lumineuse. Si on se limite aux milieux uniaxes, on peut montrer que la vibration lumineuse incidente va se décomposer en 2 vibrations rectilignes (dirigées suivant les 2 lignes neutres du cristal) qui vont se propager avec des vitesses différentes ($v = c/n$ avec n_o et n'_e les indices ordinaire et extraordinaire). A la sortie de la lame, elles présenteront donc un certain déphasage $\varphi = 2\pi\delta/\lambda = 2\pi(n'_e - n_o)e/\lambda$ et pourront par conséquent

donner lieu à un phénomène d'interférences si on les recompose → les interférences avec des lames anisotropes peuvent s'observer avec de la lumière polarisée et en utilisant un analyseur pour recomposer les vibrations.

IV.3.1 Lames minces : expérience des couleurs complémentaires

L'idée est de placer polariseur et analyseur croisés à 45° des lignes neutres de la lame comme indiqué ci-dessous (axe lent noté Y, axe rapide noté X) :



$$P = E_0 \cos \omega t \quad \text{pour une vibration monochromatique}$$

$$\begin{aligned} \text{Entrée de la lame : } X &= E_0 \cos(45) \cos \omega t = E' \cos \omega t \\ Y &= E_0 \sin(45) \cos \omega t = E' \cos \omega t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Sortie de la lame : } X &= E' \cos \omega t \\ Y &= E' \cos(\omega t - \varphi) \end{aligned}$$

$$\text{Sortie de l'analyseur : } E \cos \omega t + E \cos(\omega t - \varphi)$$

Les deux vibrations étant cohérentes, l'intensité est de la forme $A^2 + B^2 + 2AB \cos \varphi$ soit $I = 2E^2(1 + \cos \varphi) = I_0 \sin^2(\varphi/2)$. Si on utilise de la lumière blanche, on a (puisque les longueurs d'onde sont incohérentes entre elles) :

$$I_{\text{Total}} = \int I(\lambda) d\lambda \quad \text{soit} \quad I_{\text{croisé}} = \int I(\lambda) \sin^2 \frac{\phi}{2} d\lambda$$

Un calcul similaire montre qu'on a, entre P et A parallèle :

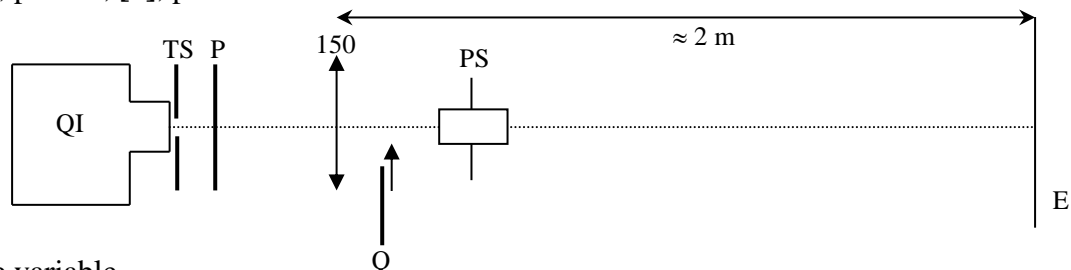
$$I_{\text{parallèle}} = \int I(\lambda) \cos^2 \frac{\phi}{2} d\lambda$$

Ces deux teintes sont complémentaires puisque leur somme redonne I_{Total} .

Une manière élégante de se rendre compte de cette complémentarité des couleurs est d'utiliser à la place de l'analyseur une lame de spath de forte épaisseur qui jouera le rôle de double analyseur (cf. montage « Production et analyse d'une lumière polarisée »).

Montage :

[1], p. 286 ; [2], p. 147



TS : trou source variable

Q : lame biréfringente notée couleurs complémentaires (une est en cellophane, les autres sont en mica ; attention à ces dernières → **fragiles !**) ; la placer sur un support tournant.

PS : prisme de spath sur support tournant.

Faire l'image du trou source TS (faible diamètre pour commencer) sur l'écran E. Placez P (sens passant vertical par exemple). Placez le prisme de spath PS assez près de la lentille. On observe alors deux images du trou source. Faire tourner le prisme dans son support à l'aide de la molette jusqu'à faire

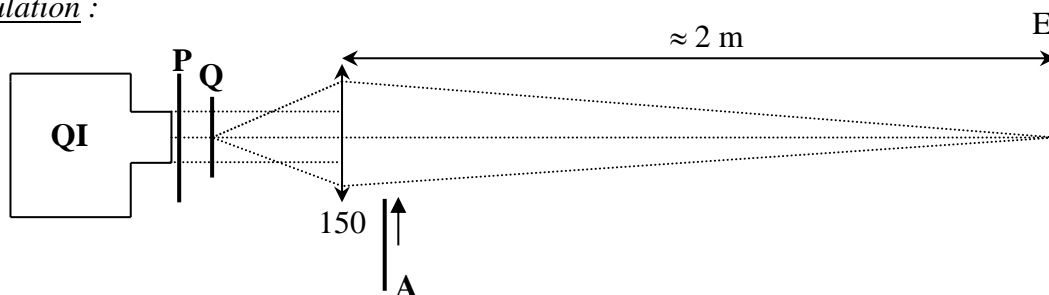
disparaître une des images ; on a alors deux analyseurs parallèle et croisé avec P. Placez la lame biréfringente Q entre L et PS ; faire tourner Q jusqu'à faire disparaître une des images de TS → les lignes neutres de la lame sont alors alignées avec P et A. Partant de cette configuration, tournez de nouveau la lame pour mettre ses lignes neutres à 45° de P → vous devez obtenir deux images colorées de TS. Agrandir TS jusqu'à ce que les images se recouvrent partiellement → l'intersection des deux images doit être blanche (réajustez le tirage du condenseur et la position des différents éléments pour avoir un éclaircissement uniforme).

Remarques :

La complémentarité des couleurs démontre qu'on a bien $I_{\text{croisé}} + I_{\text{parallèle}} = I_{\text{Total}}$. Or cette formule a été établie sur la base d'une addition en amplitude des vibrations ($I = A^2 + B^2 + 2AB\cos\varphi$ et non pas $I = A^2 + B^2$) → c'est un phénomène typiquement interférentiel.

La couleur obtenue renseigne sur la différence de marche optique $\Delta n \cdot e$ de la lame → évaluez l'épaisseur optique de la lame d'après la couleur observée en se reportant au tableau des teintes de Newton ([2], p. 148). On utilise cette échelle pour visualiser les variations d'épaisseurs d'une lame. On peut fabriquer une telle lame en utilisant du ruban adhésif transparent qui est légèrement biréfringent (à votre avis, où sont les lignes neutres du scotch ?). En superposant quelques épaisseurs, on obtient un résultat spectaculaire.

Manipulation :



Q : lame de scotch à plusieurs épaisseurs → la placer sur un support tournant.

Envoyez un faisceau grossièrement parallèle sur Q. Faire l'image de Q sur l'écran ; placez ensuite A perpendiculaire à P ; repérez les lignes neutres de Q en la faisant tourner jusqu'à éteindre le faisceau transmis ; tournez alors la lame Q d'un angle de 45° pour avoir un contraste maximum. Mettre ensuite A parallèle à P pour observer les couleurs complémentaires.

Remarque :

Cette technique sert couramment en minéralogie pour visualiser des différences locales d'orientation cristalline.

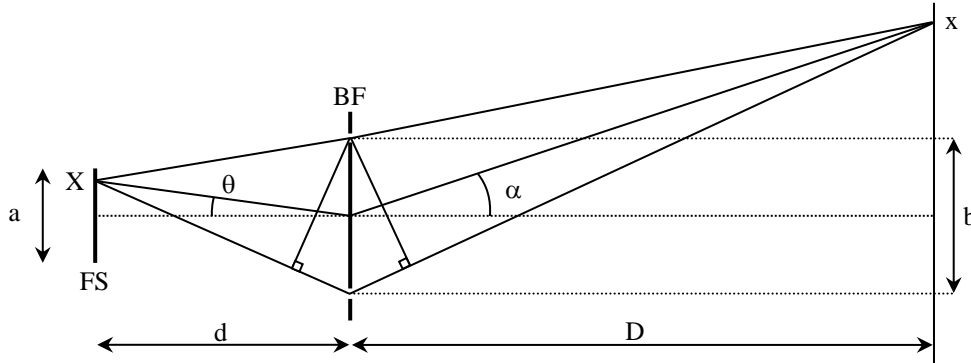
Bibliographie :

- [1] : Sextant : Optique expérimentale
- [2] : Duffait : Expériences d'optique à l'agrégation
- [3] : Berté Fagot Martin : Physique pratique, tome 3 : Optique
- [4] : Françon : Vibrations lumineuses ; Optique cohérente p. 64.

ANNEXE 1 : INVERSION DE CONTRASTE

Hypothèse :

On suppose les bifentes infiniment fines par rapport à la largeur de la fente source FS.



Chaque point source X donne une figure d'interférence en x avec la d.d.m. $\delta = b \sin \theta + b \sin \alpha \approx bX/d + bx/D$. On a $I = A^2 + B^2 + 2AB \cos \varphi = 2A^2(1 + \cos \varphi)$ si $A = B$. Tous les points sources étant incohérents entre eux, on ajoute les intensités :

$$I(x) = \int_{X=-a/2}^{X=a/2} 2A^2(1 + \cos \varphi) dX = 2A^2 \left(a + \int_{-a/2}^{a/2} \cos \varphi dX \right)$$

Calcul de l'intégrale :

$$\int \cos \varphi dX = \int \cos(uX + vx) dX \quad \text{avec} \quad u = 2\pi b/\lambda d \quad \text{et} \quad v = 2\pi b/\lambda D$$

Comme $\cos(a+b) = \cos a \cos b - \sin a \sin b$ et qu'ici x est une constante, l'intégrale devient :

$$\cos vx \int \cos(uX) dX - \sin(vx) \int \sin(uX) dX$$

La deuxième intégrale donne un cosinus. Comme on intègre entre $a/2$ et $-a/2$, le résultat est nul. On a alors pour le terme restant :

$$\cos vx \left[\frac{1}{u} \sin(uX) \right]_{-a/2}^{a/2} = \cos vx \left(\frac{1}{u} \right) 2 \sin \left(\frac{ua}{2} \right) = 2a \cos(vx) \operatorname{sinc} \left(\frac{ua}{2} \right)$$

Finalement :

$$I(x) = 2aA^2 \left[1 + \operatorname{sinc} \left(\frac{\pi ba}{\lambda d} \right) \cos \left(\frac{2\pi bx}{\lambda D} \right) \right]$$

Conclusion :

Le terme d'interférence est multiplié par une constante qui peut s'annuler. Le premier brouillage a lieu quand :

$$\frac{\pi ba}{\lambda d} = \pi \rightarrow a = \frac{\lambda d}{b}$$