

MP08 - Interférences lumineuses

Berthel - Guigue

Bibliographie : Taillet par les notions théoriques
Sextant par les protocoles et également quelques notions

Plan :

- Introduction
- I. Interférométrie à division du front d'onde : fentes d'Young
 - I.1 Cohérence temporelle : mesure de l'interfrange
 - I.2 Cohérence spatiale : angle de cohérence
- II Interférométrie à division d'amplitude : Michelson
 - II.1 Cohérence spatiale et localisation des franges
 - II.2 Mesure de la largeur spectrale d'une raie
- III Interférences en lumière polarisée
- Conclusion

Introduction

Le phénomène d'interférences est, comme nous l'avons vu, une manifestation du caractère ondulatoire de la lumière. Mais pour les observer, il faut vérifier certaines conditions. Nous allons, au cours de ce montage et à travers deux dispositifs interférométriques (l'un à division du front d'onde, l'autre à division d'amplitude) mettre en évidence les conditions d'obtention d'interférences, qui sont :

- la cohérence temporelle. Une source réelle n'étant jamais monochromatique, des trains d'ondes sont émis pendant une durée finie, correspondant à un spectre de largeur finie. Deux ondes de fréquences légèrement différentes ne peuvent interférer de façon cohérente à l'échelle des temps de réponse des détecteurs.

- la cohérence spatiale. Chaque point d'une même source contribue à la figure d'interférences, des ondes issues de points différents étant incohérentes, on somme les éclairissements, ce qui conduit à un brouillage de la figure
- Polarisation de la lumière. Deux ondes polarisées orthogonalement ne peuvent pas interférer.

I. Interféromètre à division du front d'onde : fentes d'Young

I.1 Cohérence temporelle : mesure de l'interfrange

Nous allons ici mettre en évidence le rôle de la cohérence temporelle dans l'obtention d'une figure d'interférences.

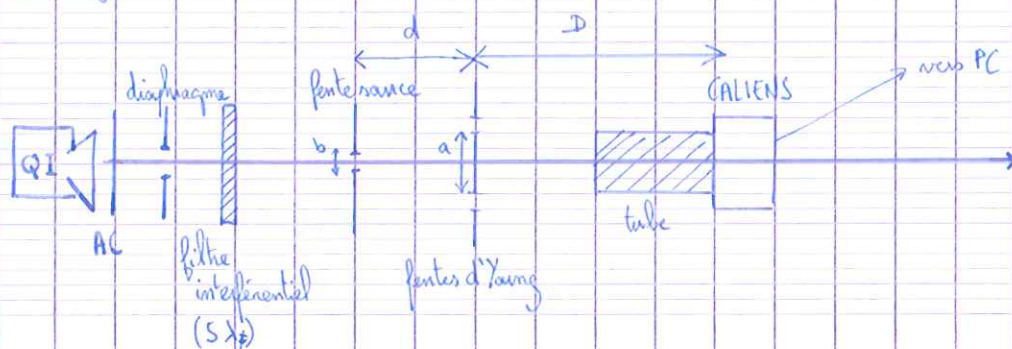
Un spectre étendu peut être décomposé en raies élémentaires quasi-monochromatiques et incohérentes entre elles. Elles vont chacune contribuer à la figure d'interférences, on somme donc les éclairissements.

Nous allons, pour différentes longueurs d'onde, mesurer l'interfrange i qui s'exprime comme :

$$i = \frac{\lambda D}{a}$$

où : λ longueur d'onde
 a écart des fentes
 D distance fentes-écran

montage



On éclaire, au moyen d'une lampe QI, un filtre interférentiel permettant de sélectionner cinq longueurs d'onde différentes. Une fente source réglable est ensuite utilisée pour éclairer les fentes d'Young. La figure d'interférences est mesurée par Caliens, munie d'un tube pour diminuer le bruit.

Pour les cinq longueurs d'onde, on mesure i , à a et D fixés. On vérifie alors la linéarité de $i = f(\lambda)$, et on justifie le brouillage de la figure dans le cas d'une lumière non-monochromatique.

Incertitudes de mesure: $\Delta i = \pm 20 \mu\text{m}$ (erreur de lecture sur Caliens)
 Δd inconnue

Sextant p173

I.2 Cohérence spatiale: angle de cohérence

On vérifie ici l'influence de l'extension de la source sur le contraste de la figure d'interférences. On s'affranchit des effets de la cohérence temporelle en utilisant un filtre interférentiel.



On reconnaît, dans le cas des sources cohérentes, les caractéristiques de la diffraction de Fraunhofer dans un cône d'angle θ_c .

Ainsi, on peut simuler une source spatialement cohérente en diffractant dans les conditions de Fraunhofer. La lumière contenue de le cône d'angle θ_c sera cohérente, par analogie avec le principe d'Huygens-Fresnel.

$$\text{On a } \theta_c = \frac{\lambda}{b}$$

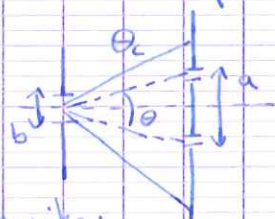
où λ est la longueur d'onde, b la largeur de la fente source.

En ailleurs, l'angle sous lequel sont éclairées les fentes vaut :

$$\theta = \frac{a}{d}$$

où a est l'écartement des fentes et d la distance fente sources - fentes Yang.

Le critère de cohérence est alors $\theta_c \geq \theta$



On montre à l'aide du théorème de Van Cittert-Zernike :

$$I'(b) = \text{sinc}\left(\frac{\pi b \theta}{\lambda}\right) \quad \text{avec } \theta = \frac{a}{d}$$

On retient $I' > 0$ par $\theta_c \geq \theta$.

Manip : on reproduit le montage précédent

× on fixe θ via a et d , on fait varier b (et donc θ_c)

× on mesure $I'(b)$ avec Caliers

× la première annulation donne le critère de cohérence

$$\rightarrow \theta = \theta_c$$

Incertitudes : $\Delta I' = I' \Delta I_{\text{max}} \frac{(2I_{\text{max}})}{I_{\text{max}}^2 - I_{\text{min}}^2}$

Erreur sur b_c donnée par le fit, $\frac{\Delta \theta_c}{\theta_c} = \frac{\Delta b_c}{b_c}$ (λ inconnue)

II Interféromètre à division d'amplitude: Michelson

II.1 Cohérence spatiale et localisation des franges

Les dispositifs interférométriques à division d'amplitude permettent de s'affranchir des problèmes de cohérence spatiale, au prix de la localisation de la figure d'interférences. En lame d'air, elle est située à l'infini; en coin d'air elle est située à la surface des miroirs.

Nous allons illustrer ici le phénomène de localisation, pour chacune des configurations. Nous allons également montrer que l'on peut passer d'un régime d'interférences localisées à un régime d'interférences délocalisées ($\sim$ source ponctuelle) en diaphragmant la source.

Manip:

- x lampe spectrale Hg + Michelson réglé en coin d'air
- x on conjugue l'écran et les miroirs $\rightarrow$ figure contrastée
- x on déplace la lentille $\rightarrow$ perte de contraste
- x on diaphragme la source $\rightarrow$ contraste s'améliore

- x lampe spectrale Hg + Michelson réglé en lame d'air
- x on projette la figure dans le plan focal d'une lentille
- x on déplace la lentille $\rightarrow$ perte de contraste
- x on diaphragme la source $\rightarrow$ contraste s'améliore.

Diaphragmer la source simule une source ponctuelle, les interférences sont alors délocalisées!

Sextant p 240

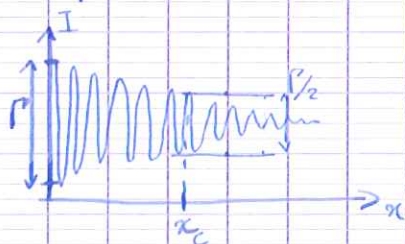
II.2 Mesure de la largeur spectrale d'une raie

On va mesurer ici un ordre de grandeur de la longueur de cohérence temporelle de la raie verte du mercure, et ainsi calculer sa largeur spectrale.

La source ayant une largeur spectrale finie, l'effet de la cohérence temporelle se traduit par le fait que l'on obtient un brouillage lorsque la différence de marche est trop grande.

Montage en préparation: tracé de l'intensité reçue par une photodiode, en translatant avec le moteur. On utilise une lampe Hg haute pression, puis basse pression
 * en montage, utilisation de Galien pour observer $I(t)$

On repère, dans les deux cas, le contraste à mi-hauteur.
 Or d'après le théorème de VCZ, on a $\Gamma \propto TF(I) = B(\sigma)$



$$\text{On a } L_c = 2\delta_c = 4x_c$$

$$\text{et } L_c \approx \frac{1}{\Delta\sigma} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

$$\text{d'où } \boxed{\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{4x_c}}$$

On trouve alors $\Delta\lambda_{HP} =$ et $\Delta\lambda_{BP} =$ (avec $\lambda = 546 \text{ nm}$)

Incertitudes: Ce ne sont que des ordres de grandeur!

On a par ailleurs $\Delta\lambda_{HP} > \Delta\lambda_{BP}$ car du fait des collisions, Hg_{HP} a un profil de raie lorentzien alors que Hg_{BP} a un profil gaussien.

Serant p165 III Interférences en lumière polarisée

À partir du montage précédent, on place deux polariseurs au moyen de plaques sur chaque bras du Michelson.

Remarques :

- polariseurs // $\rightarrow$ interférences
- polariseurs $\perp$ $\rightarrow$ pas d'interférences

Deux ondes polarisées orthogonalement ne peuvent pas interférer. C'est là une des limites du modèle scalaire de la lumière, qui ne décrit pas ce phénomène.

Conclusion

On a vu, au cours de ce montage, les conditions nécessaires à l'obtention d'interférences. Plus particulièrement, on a vu l'effet de la cohérence temporelle était un brouillage dû à la superposition des figures d'interférences pour chaque longueur d'onde. Nous avons également mis en évidence l'angle caractéristique de la cohérence spatiale. Un dispositif à division d'amplitude permet de s'affranchir de ses effets (on peut utiliser une source étendue) au prix de la localisation des franges. Il est par ailleurs possible de mesurer la largeur de raie d'une lampe spectrale via sa longueur de cohérence temporelle. Enfin, nous avons montré qualitativement que deux ondes polarisées orthogonalement n'interfèrent pas : la lumière étant une grandeur vectorielle, les conditions de cohérences spatiale et temporelle ne suffisent pas toujours à l'obtention d'interférences.