LP17: Interférences à deux ondes

Alexandre Fafin

22/03/18

Références

[1] R. Duffait. *Expériences de physique au CAPES de sciences physiques.* Bréal, 1996.

[2] R. Duffait. *Expériences d'optique à l'agrégation de sciences physiques.* Bréal, 1996.

[3] V. Renvoizé, E. Bellanger, R. Girardi, S. Paulin, B. Portelli, and E. Saudrais. *Physique PSI-PSI*, Cap prépa.* Pearson, 2014.

Niveau

L2

Prè-requis

— Optique géométrique
— Electromagnétisme

Objectifs

— Caractère ondulatoire de la lumière
— Condition d'observation des interférences

Table des matières

Introduction

Manip Introductive avec deux fentes d'Young. Souligner que la figure observée ne peut pas s'expliquer avec l'optique géométrique. Montrer la dépendance de la figure avec la taille de la source [1]

1 Interférences à deux ondes

1.1 Description ondulatoire de la lumière

On va utiliser le modèle ondulatoire de la lumière. Pour une onde plane monochromatique dans le vide le champ électrique associé s'écrit :

$$\overrightarrow{E}(\vec{r},t) = \overrightarrow{E}_0 \cos(\omega t - \phi) \tag{1}$$

On va utiliser la notation complexe :

$$\overrightarrow{E}(\vec{r},t) = \overrightarrow{E}_0 \exp(\omega t - \phi) \tag{2}$$

Pour rappel le vecteur de Poyting d'une onde plane monochromatique s'exprime par :

$$\overrightarrow{R} = \varepsilon_0 c |\overrightarrow{E}|^2 \vec{u} \tag{3}$$

où $\vec{u}$ est un vecteur transverse à $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{B}$.

Deux ondes lumineuses interférent si la superposition de ces deux nodes donne un éclairement lumineux différent de la somme des éclairements pris séparément.

Vocabulaire (à vérifier) :

— L'intensité est une puissance surfacique instantanée : $I \propto \varepsilon_0 c |\overrightarrow{E}|^2$ pour une onde monochromatique progressive dans le vide

— L'éclairement est l'intensité moyennée dans le temps $\mathcal{E} \propto < |\overrightarrow{E}|^2 >$

1.2 Superposition de deux ondes monochromatiques

Soit deux ondes localement assimilables à des ondes planes progressives et monochromatiques. La première onde peut s'écrire :

$$\overrightarrow{E}_1 = A_1 \exp(i\,(\phi_1 - \omega_1 t)\,\vec{e}_1 \tag{4}$$

où ϕ_1 est le retard de phase en P à l'origine des temps. Le champ électrique associé à la seconde onde est de la forme :

$$\overrightarrow{E}_2 = A_2 \exp(i\,(\phi_2 - \omega_2 t)\,\vec{e}_2 \tag{5}$$

La linéarité des équations de Maxwell implique que le champ électrique au point P est défini par

$$\overrightarrow{E} = \overrightarrow{E_1} + \overrightarrow{E_2} \tag{6}$$

Ainsi on peut calculer l'éclairement[3] :

$$\mathcal{E} \propto < |\overrightarrow{E}|^2 > \propto (E_1 + E_2)(E_1^* + E_2^*) \tag{7}$$

$$\propto \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_{12} \tag{8}$$

avec

$$\mathcal{E}_{12} = 2A_1A_2 < \mathrm{Re}(\exp(i\,(\phi_2 - \phi_1 - (\omega_2 - \omega_1)t)) > \vec{e}_1\vec{e}_2) \tag{9}$$

$$= 2\sqrt{\mathcal{E}_1}\sqrt{\mathcal{E}_2} < \cos\,(\phi_2 - \phi_1 - (\omega_2 - \omega_1)t) > \tag{10}$$

$\mathcal{E}_{12}$ est le terme d'interférences.

1.3 Conditions d'observation d'interférences

Il faut que

— Première condition : $\vec{e}_1.\vec{e}_2 \neq 0$. Pas d'interférence si polarisation orthogonale. On prend pour la suite $\vec{e}_1.\vec{e}_2 = 1$

— Deuxième condition : La variation du terme d'interférence dûe à $(\omega_2 - \omega_1)t$ soit lente par rapport à au temps caractérisque du détecteur donc $(\omega_2 - \omega_1)T_d << 2\pi$. Dans le visible $\omega \sim 10^{15} Hz$ et $T_d = 0,1\ s$ pour l'oeil et $T_d = 10^{-6}\ s$ pour une caméra CCD. Dans la suite on considère $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$.

— Troisième condition : Il faut que $\phi_2 - \phi_1$ soit constant sur le temps d'intégration du détecteur. La relationd de phase entre les deux ondes doit être bien définie. Deux sources incohérentes (émission de trains d'ondes dans relation de phases) sont dites incohérentes. (faire le lien avec émission trains d'onde - signaux périodiques amortis sans relation les uns avec les autres, créés par la désexcitaiton aléatoire et répétée des niveaux énergétiques électroniques au sein d'un atome/molécule). On utilise une source primaire que l'on divise en deux sources secondaires (cohérence mutuelle parfaite)

Insister sur le fait que l'obersation d'interférence est donc difficile.

1.4 Visibilité

Pour deux sources cohérentes, émettant à la même fréquence et de même polarisation :

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}\cos(\varphi) = (\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2)(1 + V\cos(\varphi) \tag{11}$$

avec $\varphi = \phi_1 - \phi_2$. La visibilité V est donc définie par :

$$V = \frac{2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}}{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2} \tag{12}$$

Le contrast est défini par

$$C = \frac{\mathcal{E}_{max} - \mathcal{E}_{min}}{\mathcal{E}_{max} - +\mathcal{E}_{min}} = |V| \tag{13}$$

2 Figures d'interférences et dispositifs interférentiels

2.1 Figure d'interférences

Montrer les hyperboloides. Tout dépend du plan par rapport aux sources.

Un écran perpendiculaire l'axe des sources permet d'observer des anneaux. Un écran perpenduculaire au plan médiateur des sources permet (localementà d'observer des franges rectilignes.

2.2 Dispositifs interférencielles

2.2.1 Division du front d'onde

Deux faisceaux de l'onde émise par la source sont isolés et suivent des trajets différents.

Schéma du montage des miroirs de Frenel, trou d'Young et lame à face parallèle

2.2.2 Division d'amplitude

L'onde émise par la source rencontre une surface partiellement réfléchissante. Elle donne naissance à une onde transmise qui suivent ensuite des voies différentes.

Schéma de l'interféromètre de Michelson.

3 Exemple des fentes d'Young

Cacul de la différence de marche

$$\delta = n\frac{ax}{D} \tag{14}$$

Calcul de l'interfrange

$$i = \frac{\lambda D}{a} \tag{15}$$

Manip Détermination de la longueur d'onde du laser en traçant i en fonction de D (avec a connue sinon le mesurer [2]

4 Cohérence spatiale et temporelle