

1.2 Fentes d'Young

Note historique. Thomas Young (1773–1829) met en évidence dès 1801 des franges d'interférences avec la lumière du Soleil (d'abord avec une simple carte fine), puis décrit en 1803 la version à deux fentes. Ces expériences plaident pour la nature ondulatoire de la lumière face à la théorie corpusculaire de Newton. Il en déduit des longueurs d'onde de l'ordre du demi-micromètre pour le visible.

1.2.1 Principe

Interférences par **division du front d'onde** : une source S (fente fine) éclaire un écran opaque percé de deux fentes fines parallèles S_1 et S_2 , distantes de a . Ces deux fentes se comportent comme des sources secondaires *cohérentes*, puisqu'elles prélèvent deux parties d'un même front d'onde. Leurs ondes se superposent sur un écran d'observation placé à la distance D de l'écran percé.

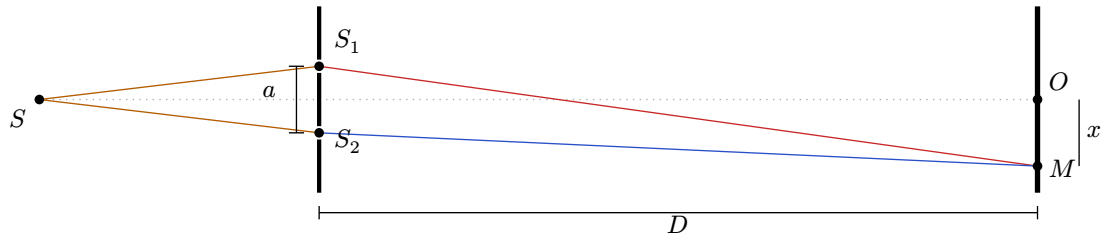


Fig. 2. – Fentes d'Young : S_1 et S_2 sont des sources secondaires cohérentes (échelles non respectées).

1.2.2 Différence de marche et interférence

On suppose S sur la médiatrice de S_1S_2 , de sorte que S_1 et S_2 vibrent en phase. En un point M de l'écran d'abscisse x (comptée depuis la médiatrice, perpendiculairement aux fentes), avec S_1 en $-\frac{a}{2}$ et S_2 en $+\frac{a}{2}$, on a $(S_1M)^2 = D^2 + (x + \frac{a}{2})^2$ et $(S_2M)^2 = D^2 + (x - \frac{a}{2})^2$, donc $(S_1M)^2 - (S_2M)^2 = 2ax$ et la différence de marche

$$\delta = S_1M - S_2M = \frac{(S_1M)^2 - (S_2M)^2}{S_1M + S_2M} = \frac{2ax}{S_1M + S_2M} \simeq \frac{ax}{D} \quad (2)$$

pour $x, a \ll D$, puisque $S_1M + S_2M \simeq 2D$. Si I_0 est l'éclairement d'une seule fente, l'éclairement résultant vaut

$$I(x) = 2I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi\delta}{\lambda}\right) \right) = 2I_0 \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D}\right) \right). \quad (3)$$

Les franges brillantes vérifient $\delta = p\lambda$, où l'entier p est l'ordre d'interférence, soit $x_p = p\lambda D/a$. Les franges sombres correspondent à $\delta = (p + 1/2)\lambda$.

Interfrange

$$i = \frac{\lambda D}{a} \quad (4)$$

Les franges sont rectilignes, parallèles aux fentes et équidistantes. Elles sont *non localisées* : on les observe partout où les deux faisceaux se recouvrent, sans lentille. Ordre de grandeur : $\lambda = 550 \text{ nm}$, $a = 0,5 \text{ mm}$ et $D = 1 \text{ m}$ donnent $i = 1,1 \text{ mm}$.

Remarque. Si chaque fente a une largeur e , sa diffraction module l'éclairement par une enveloppe en $\text{sinc}^2(\pi ex/(\lambda D))$: les franges d'interférences sont observées dans le lobe central de diffraction.

1.2.3 Cohérence et contraste

Cohérence spatiale. Si la source est une fente de largeur b , située à la distance d_0 de l'écran percé, chaque point de la source donne un système de franges décalé par rapport aux autres. Leur superposition fait chuter le contraste, qui vaut $C = |\text{sinc}(\pi ab/(\lambda d_0))|$ et s'annule pour $b = \lambda d_0/a$: pour des franges nettes, il faut $b \ll \lambda d_0/a$, ce qui oblige à affiner la fente source au prix d'une perte de luminosité. La fente source doit aussi être parallèle aux fentes d'Young.

Cohérence temporelle. Avec une source non monochromatique, de largeur spectrale $\Delta\lambda$, les franges se brouillent quand la différence de marche dépasse la longueur de cohérence $L_c = \lambda^2/\Delta\lambda$. En lumière blanche, on n'observe que quelques franges colorées autour de la frange centrale $p = 0$, qui reste blanche car elle est achromatique.

Pour aller plus loin. J.-P. Pérez, *Optique : fondements et applications*, Dunod ; E. Hecht, *Optique*, Pearson ; Th. Young, *Philosophical Transactions of the Royal Society* (1804).