

1.4 Biprisme de Fresnel

Note historique. Augustin Fresnel (1788–1827) imagine le biprisme, voisin de ses miroirs, où les faisceaux sont séparés par réfraction : les franges sont plus lumineuses qu’avec les trous d’Young.

1.4.1 Principe

Interférences par **division du front d’onde** : le biprisme est formé de deux prismes identiques, accolés par leur base, d’angle au sommet A très petit (de l’ordre de $0,5^\circ$) et d’indice n . Une fente source S , parallèle à l’arête et située à la distance d du biprisme, est vue à travers chaque demi-prisme comme une source virtuelle : un prisme mince dévie les rayons d’un angle $(n - 1)A$ vers sa base, donc vers l’axe. Les deux sources virtuelles S_1 et S_2 sont cohérentes (même source primaire) et distantes de $a = 2d(n - 1)A$.

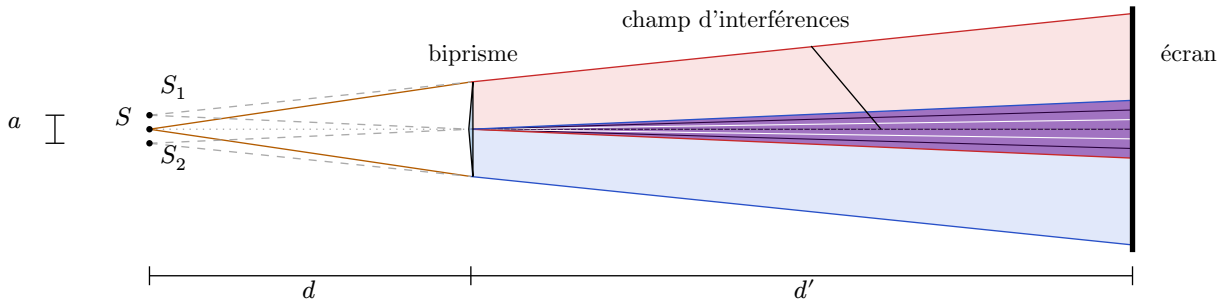


Fig. 5. – Biprisme de Fresnel (angle A et déviations très exagérés) : à travers les deux demi-prismes, la source S est vue en S_1 et S_2 ; les deux faisceaux se recouvrent dans le champ d’interférences.

1.4.2 Franges d’interférences

Les deux faisceaux se recouvrent dès la sortie du biprisme, dans un secteur d’ouverture angulaire $2(n - 1)A$ issu de l’arête : c’est le *champ d’interférences*. Sur un écran placé à la distance d' du biprisme, soit à $D = d + d'$ des sources, on retrouve le calcul des fentes d’Young : $\delta = ax/D$ pour $x, a \ll D$, et des franges rectilignes, parallèles à l’arête, d’interfrange

Interfrange

$$i = \frac{\lambda D}{a} = \frac{\lambda(d + d')}{2d(n - 1)A} \quad (7)$$

Ordre de grandeur : pour $n = 1,5$, $A = 0,5^\circ$, $d = 20$ cm, $d' = 80$ cm et $\lambda = 550$ nm, on trouve $a \simeq 1,7$ mm et $i \simeq 0,3$ mm.

Sur l’écran, le champ a pour largeur $\ell = 2(n - 1)Ad'$, ce qui limite le nombre de franges observables à $N = \ell/i = 4dd'(n - 1)^2 A^2 / (\lambda(d + d'))$, soit une vingtaine ici.

1.4.3 Dépendance en longueur d’onde et lumière blanche

L’interfrange dépend de λ de deux façons : directement ($i \propto \lambda$) et par l’indice du verre, qui intervient dans a : $i(\lambda) = \frac{\lambda D}{2d(n(\lambda) - 1)A}$. Contrairement aux miroirs de Fresnel, où $a = 2\alpha r$ est géométrique, la dispersion du verre joue ici un rôle, mais secondaire : pour un verre usuel, $n - 1$ varie d’environ 3 % entre 400 et 700 nm, alors que λ varie de 75 %. Ainsi i est quasi proportionnel à λ .

En lumière blanche, chaque longueur d’onde forme son propre système de franges. En $x = 0$, on a $\delta = 0$ pour toutes les longueurs d’onde : la frange centrale ($p = 0$) est *blanche*. Les franges d’ordre $p \neq 0$ sont en $x_p(\lambda) = p\lambda D/a$: le bleu est plus proche du centre que le rouge, d’où des franges irisées, bleues côté centre et rouges côté extérieur. Quand $|p|$ augmente, les couleurs se décalent de plus d’un interfrange et se brouillent en un blanc d’ordre supérieur : les franges disparaissent dès que $|\delta| = |p| \lambda$ dépasse $L_c = \lambda^2/\Delta\lambda$, soit $|p| \lesssim 2$ pour $\Delta\lambda \sim 300$ nm.

En résumé : en lumière blanche, frange centrale blanche entourée de deux ou trois franges irisées de chaque côté ; avec une source quasi monochromatique, tout le champ (une vingtaine de franges) est visible.

Pour aller plus loin. J.-P. Pérez, *Optique : fondements et applications*, Dunod ; E. Hecht, *Optique*, Pearson ; S. Houard, *Optique : une approche expérimentale et pratique*, De Boeck.