

Interférences

Imaginons deux faisceaux lumineux arrivant sur une même zone de l'espace :

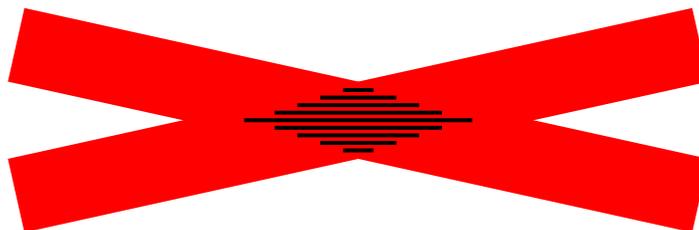


FIGURE 1 – Champ d'interférences

On dit qu'il y a interférences s'il existe des points M de la zone commune aux deux faisceaux tels que :

$$E(M) \neq E_{\text{par le faisceau (1) seul}} + E_{\text{par le faisceau (2) seul}}$$

On peut voir, sur la figure 1 des stries correspondant à des zones de l'espace où il n'y a pas de lumière par exemple, on parle de franges d'interférences sombres. Lorsque des interférences se produisent, on peut se retrouver dans une situation qui peut surprendre au premier abord où la superposition de deux faisceaux de lumière génère de l'obscurité : $E = 0$. La théorie ondulatoire va nous permettre de l'expliquer. La découverte de ce phénomène est due en 1804 au physicien britannique THOMAS YOUNG. Le français AUGUSTIN FRESNEL en 1814 en donna une interprétation indépendamment des travaux de YOUNG. La figure 2 permet de voir des images où on voit des franges d'interférences.

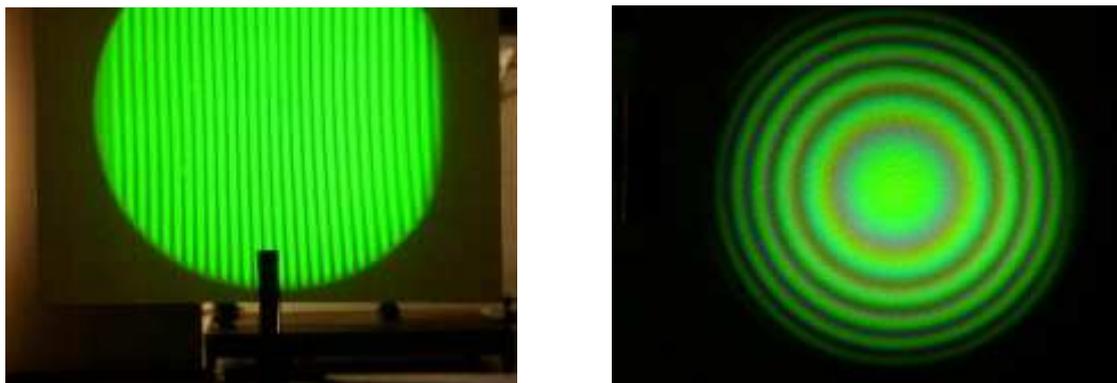


FIGURE 2 – Observations d'interférences

1 Applications des interférences

Les phénomènes interférentiels sont d'un grand intérêt pour nombre d'applications dans divers domaines :

- Spectroscopie : mesure de longueur d'onde (spectrométrie interférentielle), de spectres (spectroscopie à réseau)...
- Mesure de distances, d'épaisseurs, de vitesses (vélocimétrie laser), d'angles, de l'accélération de la pesanteur (gravimétrie absolue), de temps, d'indice optique...
- Contrôle ou recherche de défauts (par exemple pour la recherche du défaut de sphéricité d'un miroir sphérique...).
- Stockage d'informations (holographie en volume notamment).
- Techniques de microscopie avancées (contraste de phase, strioscopie...).
- Lithographie interférentielle.
- Synthèse d'ouverture.
- Détection des ondes gravitationnelles avec VIRGO.

Sur les figures 3 et 4, on peut voir l'interféromètre VIRGO implanté en Italie ainsi qu'un dispositif de lithographie destiné à réaliser des structures périodiques à la surface d'un substrat.



FIGURE 3 – L'interféromètre VIRGO et ses deux bras disposés perpendiculairement

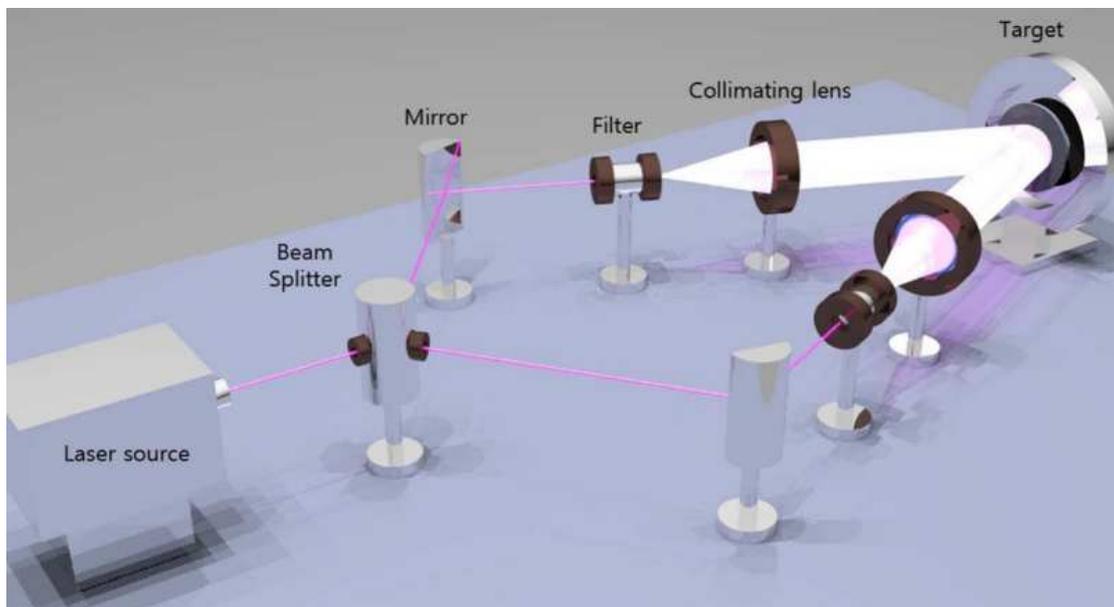


FIGURE 4 – Système de lithographie interférentielle J.-H. Seo, J. Park et al., IEEE Photonics J., 5, 2200106 (2013)

2 Généralités sur les sources lumineuses

2.1 Spectres

Elles se classent en plusieurs catégories. Nous commencerons par celles qui sont les plus courantes : les sources de lumière blanche comme les lampes à incandescence ou le soleil. Elles sont dites blanches car leur spectre est continu. Les amplitudes des différentes composantes spectrales dépendent de la température qui est d'environ 5800 K à la surface du soleil et 3000 K au niveau du filament de tungstène de l'ampoule. La teinte globale que nous percevons dépend du spectre de la source. Rappelons les liens entre les couleurs et les longueurs d'onde :

λ en nm	400		500		600	700
Couleur	violet	bleu	vert	jaune	orange	rouge

Nous utiliserons en TP des lampes spectrales. Dans une ampoule contenant la vapeur d'un métal comme le sodium, le mercure, on entretient des décharges électriques qui excitent les atomes de la vapeur. Ces atomes émettent un spectre de raies. La largeur de chaque raie est $\Delta\lambda \simeq 1$ nm. Les tubes fluorescents qui sont utilisés pour l'éclairage de nos salles fonctionnent sur le même principe. Le tube de verre contenant la vapeur diffuse la lumière émise par le gaz et crée un spectre continu dans lequel se détachent des raies plus lumineuses comme nous pourrions le voir en TP. Nous terminerons en parlant du laser dans lequel l'émission lumineuse est basée sur une transition radiative entre deux niveaux d'énergie bien précis. Nous retiendrons pour le moment que le laser présente une très grande pureté chromatique puisque $\Delta\lambda \simeq 10^{-3}$ nm. On utilise de plus en plus des diodes laser faciles à mettre en œuvre. Elles sont utilisées dans les lecteurs CD et dans les appareils à détection de codes à barres. Leur pureté spectrale est du même ordre que celle des lampes spectrales.

Représentons les spectres des sources précédentes :

2.2 Le mécanisme d'émission

Une source lumineuse contient un nombre d'atomes N qui est très vite de l'ordre du nombre d'AVOGADRO à savoir 10^{23} . Chaque atome de la source est responsable d'une partie de la lumière émise. En imaginant l'atome émettant la longueur d'onde $\lambda = 500$ nm, il n'est pas physique de modéliser cette émission par une fonction

sinusoïdale indéfinie du temps : une onde réelle a forcément un début et une fin. En fait chaque atome émet de façon discontinue des trains d'ondes comme sur le schéma de la figure 5. La grandeur représentée sur cette figure est la grandeur vibratoire $s(\vec{r}, t) = s_0 \exp i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$ qui est un champ électrique.

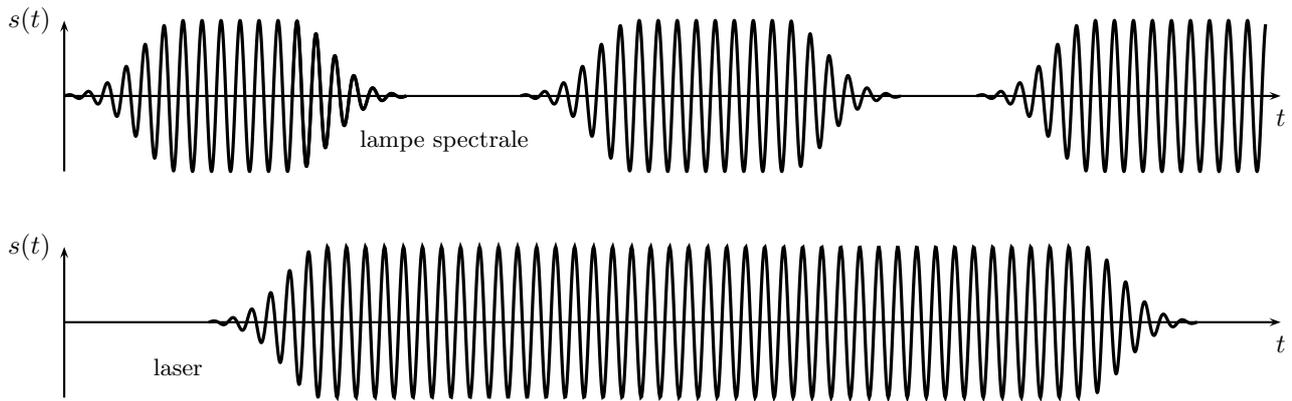


FIGURE 5 – Trains d'ondes

La durée d'un train d'onde est très variable, de même que la durée qui sépare deux trains d'ondes successifs. Mais elles restent toujours du même ordre de grandeur. Notons τ cette durée. Estimons-la pour une lampe spectrale en utilisant les résultats de l'analyse de FOURIER :

On comprendra facilement que, puisque $\Delta\lambda_{\text{laser}} \simeq 10^{-3}\Delta\lambda_{\text{lampe spectrale}}$, la durée des trains d'ondes pour un laser est beaucoup plus grande pour un laser que pour une lampe spectrale. On a $\tau_{\text{laser}} \simeq 10^3\tau_{\text{lampe spectrale}}$, ce rapport n'a pas pu être représenté sur la figure 5.

3 Notion de cohérence

3.1 Superposition de deux amplitudes lumineuses

Considérons deux atomes sources de lumière S_1 et S_2 qui émettent les ondes représentées par $s_1(\vec{r}_1, t)$ et $s_2(\vec{r}_2, t)$. L'objectif de ce paragraphe est d'étudier la superposition des deux ondes en un point M quelconque de l'espace où parvient la lumière depuis les deux sources, voir la figure 6.

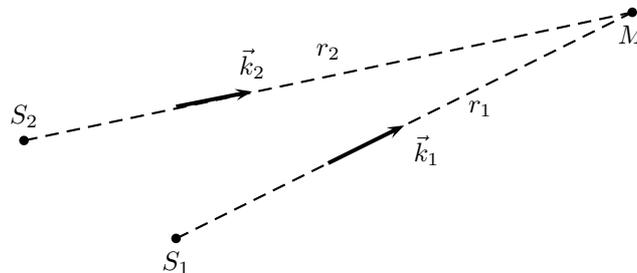


FIGURE 6 – Superposition de deux ondes

Les deux atomes sources S_1 et S_2 sont caractérisés par, respectivement, les pulsations ω_1 et ω_2 , ou encore les longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 donc les vecteurs d'ondes $\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}\vec{u}_1$ et $\vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}\vec{u}_2$ où \vec{u}_1 et \vec{u}_2 sont les vecteurs unitaires des directions S_1M et S_2M . Chaque source est responsable, lorsqu'elle éclaire seule le point M , d'un éclairement E_1 et respectivement E_2 .

Les grandeurs vibratoires sont représentées dans le tableau de la figure 7. Le modèle retenu est celui de la forme onde plane progressive.

	onde 1	onde 2
au point source	$s_1(\vec{0}, t) = s_{01} \exp i\omega_1 t$	$s_2(\vec{0}, t) = s_{02} \exp i(\omega_2 t + \varphi_{21}(t))$
au point M	$s_1(\vec{r}_1, t) = s_{01} \exp i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1)$	$s_2(\vec{r}_2, t) = s_{02} \exp i(\omega_2 t + \varphi_{21}(t) - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2)$
$E(M, t)$	$E_1 = \beta s_1 s_1^* = \beta s_{01}^2$	$E_2 = \beta s_2 s_2^* = \beta s_{02}^2$

FIGURE 7 – Caractéristiques des deux ondes

L'expression de la grandeur vibratoire de l'onde 2 $s_2(\vec{r}_2, t)$ fait intervenir un déphasage dépendant du temps $\varphi_{21}(t)$. Ce déphasage traduit le fait que l'émission de lumière par le point source S_1 n'a aucune raison d'être liée

sur le plan temporel avec l'émission par le point source S_2 . L'émission des trains d'ondes étant complètement aléatoire, en général, les trains d'ondes seront déphasés au cours du temps de la quantité $\varphi_{21}(t)$. Ceci est illustré sur la figure 8.

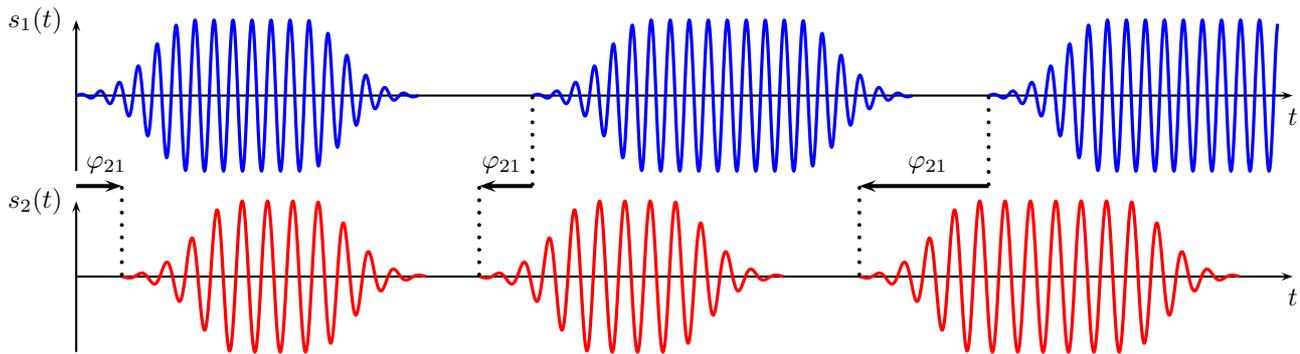


FIGURE 8 – Déphasage aléatoire $\varphi_{21}(t)$

Le caractère aléatoire du déphasage $\varphi_{12}(t)$ entraîne que sur des durées supérieures à la durée τ des trains d'ondes, les moyennes suivantes sont nulles :

$$\langle \varphi_{12}(t) \rangle = 0 \quad \text{et en particulier} \quad \langle \cos(A + \varphi_{12}(t)) \rangle = 0$$

La superposition des ondes au point M donne :

$$s(M, t) = s_{01} \exp i(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1) + s_{02} \exp i(\omega_2 t + \varphi_{21}(t) - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2)$$

Posons $\phi_1 = \omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1$ et $\phi_2 = \omega_2 t + \varphi_{21}(t) - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2$, alors $s(M, t) = s_{01} \exp i\phi_1 + s_{02} \exp i\phi_2$. L'éclairement est obtenu par $E = \beta s(M, t) s^*(M, t)$:

Finalement, on trouve : $E(M, t) = E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2} \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 + \varphi_{21}(t)]$. N'oublions pas que les récepteurs moyennent le signal d'éclairement reçu sur des durées supérieures à la durée des trains d'onde et donc que l'éclairement enregistré est la moyenne temporelle de l'expression précédente. on trouve donc :

$$E_{\text{perçu}}(M) = E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2} \langle \cos \phi(t) \rangle$$

avec $\phi(t) = (\omega_2 - \omega_1)t + \vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 + \varphi_{21}(t)$.

3.2 Conditions d'interférences

La plupart du temps, le calcul de la moyenne sur de grandes durées par rapport aux temps caractéristiques d'évolution de $(\omega_2 - \omega_1)t$ et de $\varphi_{21}(t)$ entraînera $\langle \cos \phi(t) \rangle = 0$. Dans ces conditions, l'éclairement résultant

de la superposition des deux ondes sera la simple superposition des éclaircissements individuels, on dit qu'il n'y a pas d'interférences :

$$\boxed{\text{Pas d'interférences : } E_{\text{perçu}}(M) = E_1 + E_2}$$

La seule façon de rendre la moyenne $\langle \cos \phi(t) \rangle \neq 0$ est de rendre ce terme indépendant du temps :

Les sources doivent être synchrones :

On doit réaliser $\omega_1 = \omega_2 = \omega$. Cela signifie que les longueurs d'ondes seront les mêmes. Deux ondes lumineuses de longueurs d'ondes différentes ne peuvent donner lieu à des interférences. Les vecteurs d'ondes auront la même norme $\vec{k}_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}_1$ et $\vec{k}_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{u}_2$. dans ces conditions, on aura :

$$\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1 - \vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2 = \frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$$

Ce terme fait intervenir la différence de marche $\delta = r_1 - r_2$. N'oublions pas que le raisonnement est effectué a priori dans le vide. Si le milieu avait été d'indice de réfraction n sur tout le trajet S_1M , on aurait obtenu $\delta = nr_1 - r_2$.

Avec des sources synchrones, on a : $\phi(t) = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} + \varphi_{12}(t)$.

Les sources doivent être cohérentes :

Pour le moment, cette notion signifiera que le déphasage $\varphi_{12}(t)$ n'est plus une fonction du temps et par conséquent n'est plus aléatoire : $\varphi_{12} = \text{Constante}$. La réalisation de cette condition est impossible sauf si l'on considère que :

Les deux ondes arrivant en M doivent être issues de la même source S

Dans ces conditions, on a : $\varphi_{12} = \text{Constante} = 0$. On a alors $\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$ et $\langle \cos \phi \rangle = \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$. Il y a interférences puisque $E_{\text{perçu}} \neq E_1 + E_2$:

$$\boxed{\text{Interférences : } E_{\text{perçu}}(M) = E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2} \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}}$$

3.3 Ordre d'interférences

On appelle ordre d'interférences le nombre p sans dimension tel que $\delta = p\lambda$. La fonction d'éclaircissement devient $E(M) = E_1 + E_2 + 2\sqrt{E_1 E_2} \cos 2\pi p$, on abandonne le qualificatif *perçu* sans oublier que l'éclaircissement qui nous est accessible est toujours une moyenne temporelle. À partir de la formule précédente, on constate que plusieurs cas de figure sont intéressants :

	Ordre p	éclairage
Franges Brillantes	$p \in \mathbb{Z}$ entier relatif	Maximum
Franges Sombres	$p = (n + \frac{1}{2})$ avec $n \in \mathbb{Z}$	Minimum
Intermédiaire	$p \in \mathbb{R}$ réel quelconque	$E_{\min} < E < E_{\max}$

Prenons l'exemple où $E_2 = 16E_1$, on obtient alors $E = E_1(17 + 8 \cos 2\pi p)$, l'éclaircissement moyen est $E_{\text{moy}} = 17E_1$. Cette fonction est représentée sur la figure 9. L'image située à droite donne une idée de l'éclaircissement et donc de la répartition de l'énergie en fonction de l'ordre.

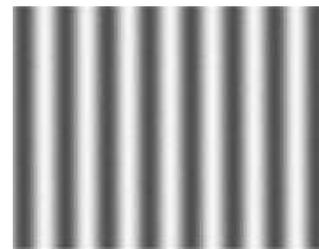
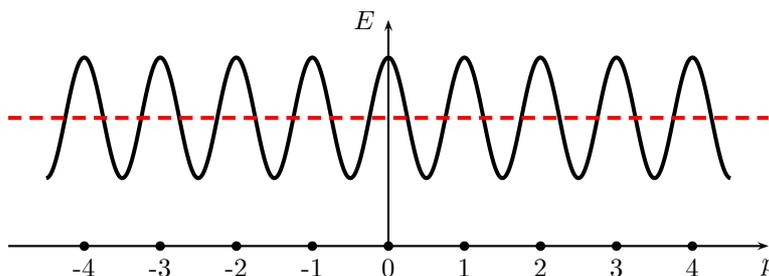


FIGURE 9 – Ordre d'interférences

3.4 Notion de contraste

Le contraste C (ou encore visibilité V) est défini par :

$$C = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}$$

C'est un nombre compris entre 0 et 1 qui permet de se rendre compte de l'observabilité des franges d'interférences. plus il est proche de 1, plus les franges brillantes se distinguent des franges sombres. Au contraire, lorsqu'il est proche de 0, les franges brillantes et les franges sombres ont des éclaircissements voisins de l'éclaircissement moyen. Le cas idéal est $C = 1$ que l'on obtient dans le cas où les conditions d'interférences sont réunies et où $E_1 = E_2 = E_0$. La formule de l'éclaircissement est alors donnée par :

$$E(M) = 2E_0(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda})$$

La fonction d'éclaircissement est représentée sur la figure 10.

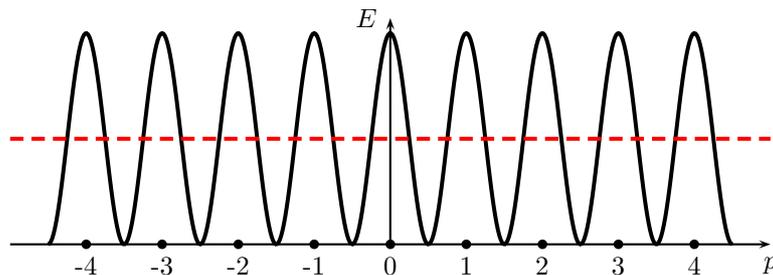


FIGURE 10 – Contraste maximal

On peut voir sur les figures 11, 12 et 13 des enregistrements réalisés dans un contexte un peu différent où la fonction d'éclaircissement n'a pas tout à fait la forme présentée avant, ici elle est représentée en fonction d'une coordonnée sur un diamètre notée x . Dans le dernier cas présenté à la figure 13, on peut constater que les franges d'interférences ne sont quasiment plus visibles.

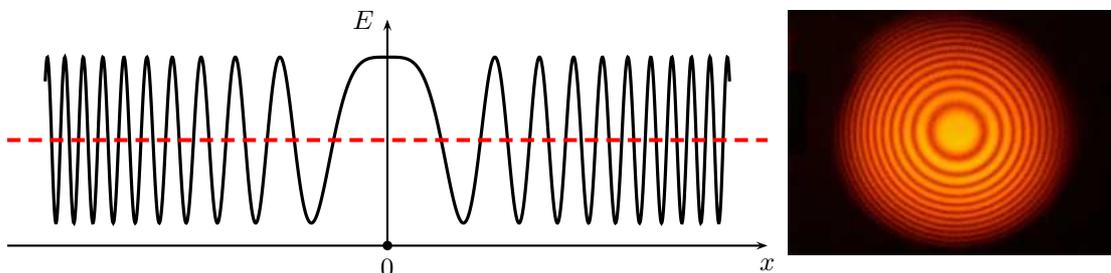


FIGURE 11 – Contraste $C \simeq 0,8$

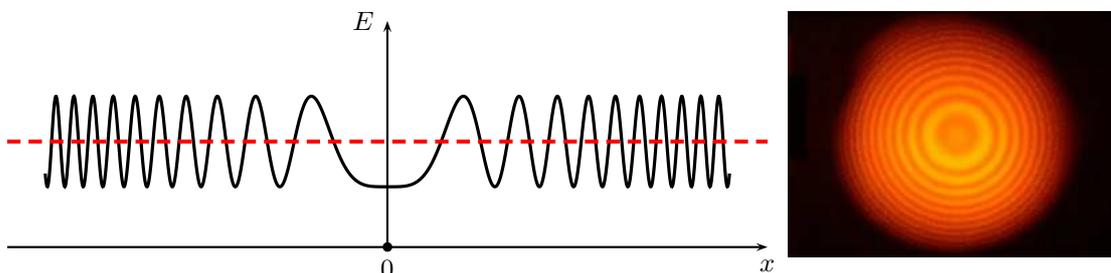


FIGURE 12 – Contraste $C \simeq 0,4$

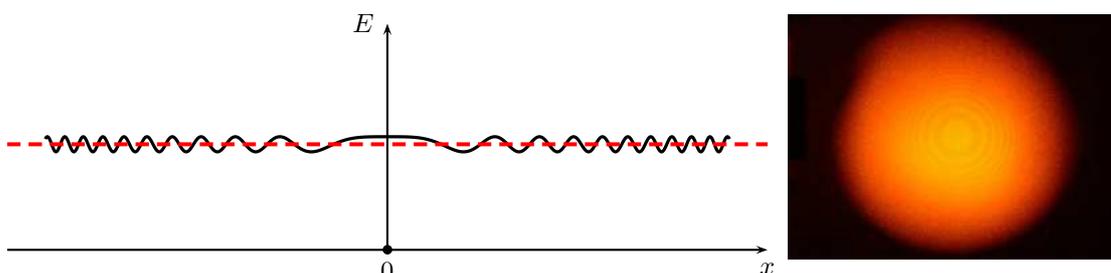


FIGURE 13 – Contraste $C < 0,1$

4 Cohérence

4.1 Cohérence spatiale

Dans la partie 3, nous avons donné des conditions d'obtention des interférences plutôt restrictives puisqu'en fait celles-ci étaient obtenues uniquement dans le cas où un seul atome émettait une vibration monochromatique, la lumière empruntant deux chemins différents pour atteindre le point M . L'expérience nous montre que l'observation d'interférences s'obtient aussi avec des sources lumineuses réelles dimensionnées à notre échelle. Imaginons une source composée d'un grand nombre d'atomes mais d'extension petite par rapport aux dimensions du dispositif d'interférences comme les distances r_1 et r_2 et surtout par rapport à la différence $r_1 - r_2$. Chaque atome de cette source est responsable d'un éclairage de la forme $E_i(M) = 2E_{0i}(1 + \cos 2\pi \frac{r_{1i} - r_{2i}}{\lambda})$. Si l'on somme toutes les contributions des différents points de la source alors on a :

$$E = \sum_i 2E_{0i}(1 + \cos 2\pi \frac{r_{1i} - r_{2i}}{\lambda})$$

En général, cette somme de sinusôides déphasées ne produit pas grand chose de remarquable, de clairement perceptible. Le contraste de la figure d'interférences est faible. C'est ce que l'on peut constater sur la photographie de la figure 14.

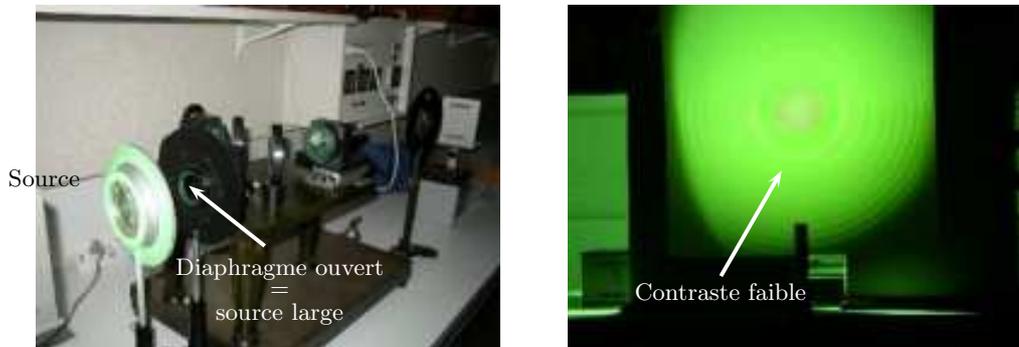


FIGURE 14 – Source large et contraste faible

Pour aller vers un meilleur contraste, on réduit la taille de la source grâce au diaphragme. Comme la source est de petite dimension devant $r_{1i} - r_{2i}$, nous considérerons que, pour tous les atomes de cette source, $r_{1i} - r_{2i} \simeq r_1 - r_2$. On peut donc corriger l'expression précédente pour écrire $E_i(M) = 2E_{0i}(1 + \cos 2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda})$. L'éclairage total sera la somme des éclairages puisque les différents atomes sont incohérents entre eux $\varphi_{ij} = f(t)$. On aura donc $E(M) = 2(\sum_{i=1}^N E_{0i})(1 + \cos 2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda})$. En notant $\sum_{i=1}^N E_{0i} = E_0$, on retrouve la formule fondamentale des interférences :

$$E = 2E_0(1 + \cos 2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda})$$

Pour la source de petite taille, on parle de *cohérence spatiale*. Mais nous verrons par la suite dans des développements théoriques comment l'extension d'une source lumineuse fait diminuer le contraste d'une figure d'interférences. On parle de perte de cohérence spatiale. Sur les photographies de la figure 15 où la source est rendue ponctuelle grâce à un diaphragme relativement bien fermé, on observe un meilleur contraste par rapport à la photographie de la figure 14 où peut voir que le contraste a été perdu en même temps que le diaphragme a été ouvert.

On comprend donc que plus une source sera large plus il sera difficile d'observer correctement des franges d'interférences. Nous verrons toutefois plus loin que dans certains dispositifs d'interférences, on peut quand même observer dans de bonnes conditions de contraste les franges d'interférences avec une source relativement large.

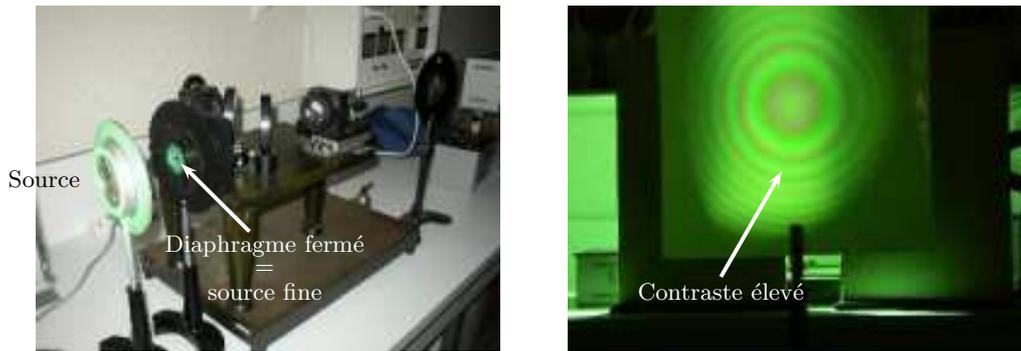


FIGURE 15 – Source ponctuelle et contraste élevé. Sur la photographie, on voit un disque vert et un petit disque noir au centre. Le disque noir correspond à la lumière transmise et donc à la taille du diaphragme utilisé. Le disque vert correspond à la lumière de la source réfléchiée vers l’appareil photo puisque la réflexion s’effectue sur les pièces métalliques permettant de plus ou moins fermer le diaphragme.

4.2 Cohérence temporelle

Lorsque des sources seront polychromatiques, chaque longueur d’onde λ du spectre donnera son propre système d’interférences puisque que nous avons vu que seules des ondes de même pulsation peuvent interférer. L’éclairement total sera aussi la somme des éclairement. On aura :

$$E(M) = \sum_i \left[2E_{0i} \left(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda_i} \right) \right]$$

La formule précédente ne s’adapte correctement qu’à un ensemble discret de longueurs d’ondes, c’est-à-dire à un spectre de raies toutes considérées comme monochromatiques. C’est un modèle relativement bien adapté aux lampes spectrales comme celles à mercure Hg ou à sodium Na.

Par contre, si la source lumineuse présente un spectre continu la somme précédente va devenir une intégrale. Compte tenu de la présence de la longueur d’onde λ au dénominateur, il est plus simple de décrire le spectre de la source en fréquence $f = \frac{c}{\lambda}$ ou en nombre d’onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}$. Chaque domaine de fréquence infinitésimal df va contribuer à l’éclairement à raison de $A(f)df$ où $A(f)$ est la densité spectrale d’éclairement en fréquence. De la même façon, chaque domaine infinitésimal de nombre d’onde $d\sigma$ contribuera à l’éclairement à raison de $B(\sigma)d\sigma$ où $B(\sigma)$ est la densité spectrale d’éclairement en nombre d’onde. Le calcul de l’éclairement résultant de la superposition de tous les systèmes d’interférences dus à toutes les longueurs d’ondes présentes dans le spectre sera donné par :

$$E(M) = \int_{f_1}^{f_2} A(f) \left(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{c} f \right) df \text{ ou bien } E(M) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) \left(1 + \cos 2\pi \delta \sigma \right) d\sigma$$

D’une façon générale, la superposition de tous les systèmes d’interférences fait perdre assez rapidement le contraste. Ceci est illustré sur les figures 16 et 17.

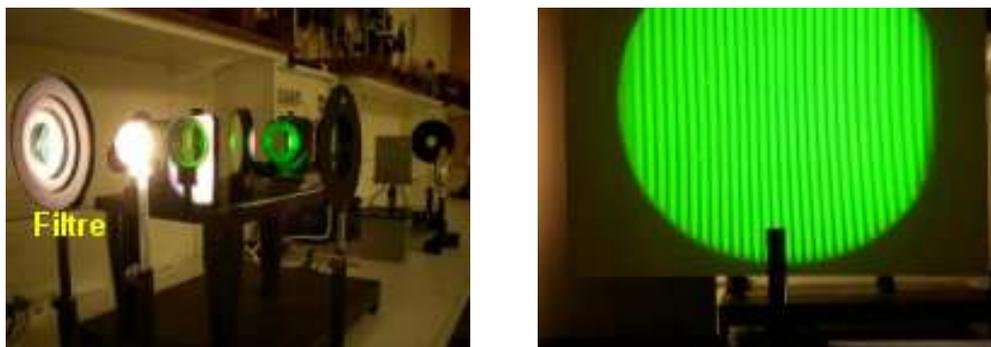


FIGURE 16 – Source monochromatique et contraste élevé



FIGURE 17 – Source blanche et contraste faible

Sur les photographies de la figure 17, on peut voir que le contraste a été perdu en enlevant le filtre vert qui était utilisé pour les photographies de la figure 16. On comprend donc que plus une source aura un spectre large plus il sera difficile d'observer correctement des franges d'interférences. Nous verrons toutefois plus loin que dans certains dispositifs d'interférences, on peut quand même observer dans de bonnes conditions de contraste les franges d'interférences avec une source polychromatique.

On peut aussi comprendre le phénomène de perte du contraste ou encore *brouillage* en observant ce qu'il se passe pour 3 longueurs d'ondes λ_{bleu} , λ_{vert} et λ_{rouge} . L'interfrange étant différent, on a progressivement depuis l'ordre $p = 0$ où les trois longueurs d'onde donnent une frange brillante, un décalage progressif des franges brillantes de chaque longueur d'onde et, bien sûr, aussi des franges sombres. Voir la figure 18.

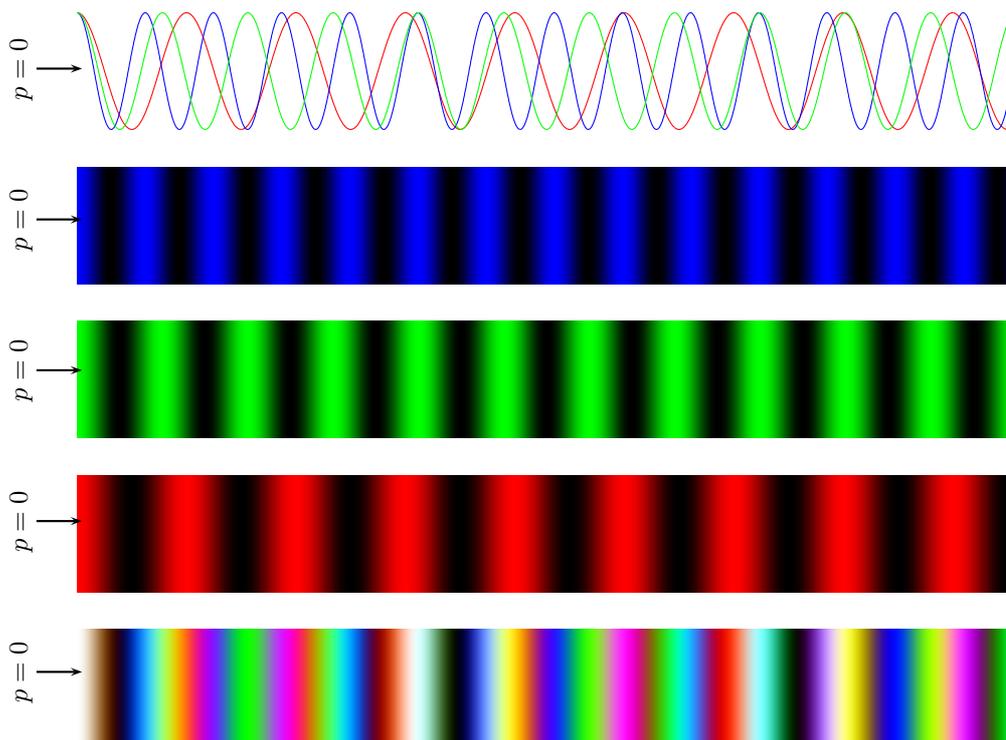


FIGURE 18 – Brouillage par superposition de 3 longueurs d'onde

Si on utilise une source de lumière blanche, c'est-à-dire une source présentant un spectre continu entre 400 nm et 800 nm, on peut voir que le brouillage se produit beaucoup plus rapidement. Une fois le brouillage important, on obtient une teinte plutôt blanchâtre, on appelle cela un *blanc d'ordre supérieur*. Si on sélectionne une petite zone¹ de l'intensité lumineuse grâce à un capteur dans la zone du blanc d'ordre supérieur et que l'on passe cette intensité dans un analyseur de spectre, on voit que le spectre obtenu n'est pas continu entre 400 nm et 800 nm mais qu'il présente des zones de longueur d'onde sans intensité lumineuse, ces zones sont appelées *cannelures sombres*. On parle alors de *spectre cannelé*. Cela nous montre que le blanc d'ordre supérieur n'est pas tout à fait blanc... Voir la figure 19.

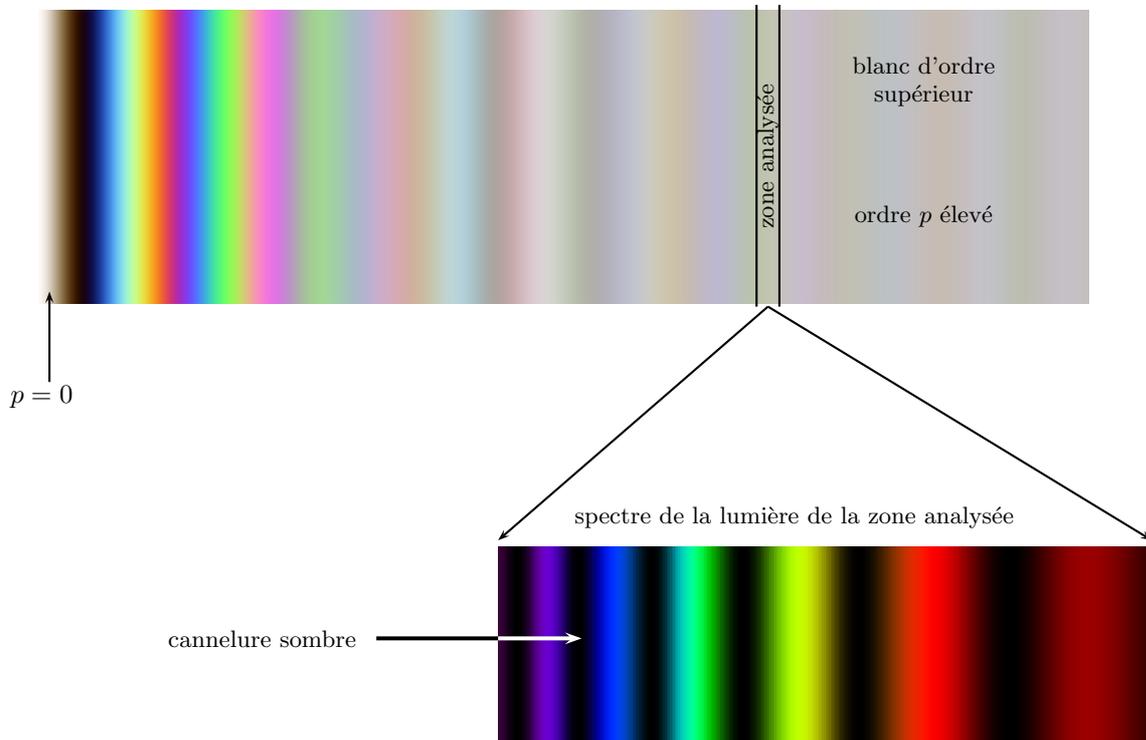


FIGURE 19 – Brouillage obtenu avec une source de lumière blanche - Spectre cannelé

4.3 Longueur de cohérence

Revenons au cas théorique d'une source ponctuelle S et monochromatique. Cette situation théorique est un modèle relativement acceptable pour un laser. Le laser le plus courant en TP et le laser *hélium-néon* dont la longueur d'onde est $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Sa faible largeur spectrale $\Delta\lambda = 10^{-3} \text{ nm}$ permet de le qualifier de monochromatique. Toujours grâce aux résultats de l'analyse de FOURIER, nous allons calculer la durée caractéristique τ des trains d'ondes :

On appelle *longueur de cohérence* la distance parcourue, a priori dans le vide, par l'onde pendant la durée d'émission du train d'onde :

$$l_{\text{cohérence}} = c\tau \text{ est aussi la longueur moyenne des trains d'ondes.}$$

1. La taille de la zone dépend de la résolution du capteur utilisé.

Dans le cas du laser précédent, on trouve :

Plaçons nous dans un contexte où un train d'onde se trouve divisé en deux, chaque partie suivant un chemin différent pour atteindre le point M où les deux ondes se superposent. Nous avons appelé $\delta = r_1 - r_2$ la différence de marche. Observons les trains d'ondes au cours de leur progression sur les figures 20 et 21.

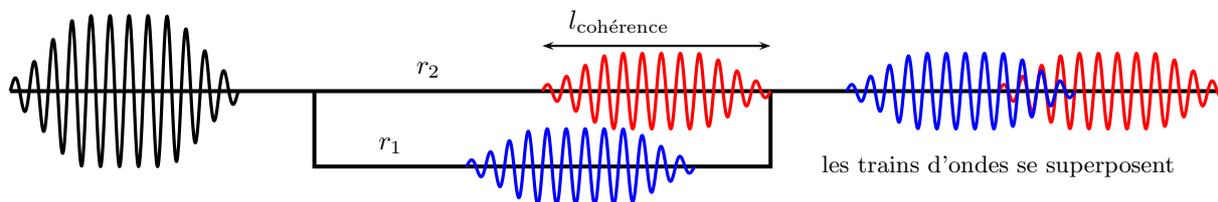


FIGURE 20 – Longueur de cohérence - $\delta < l_{\text{cohérence}}$

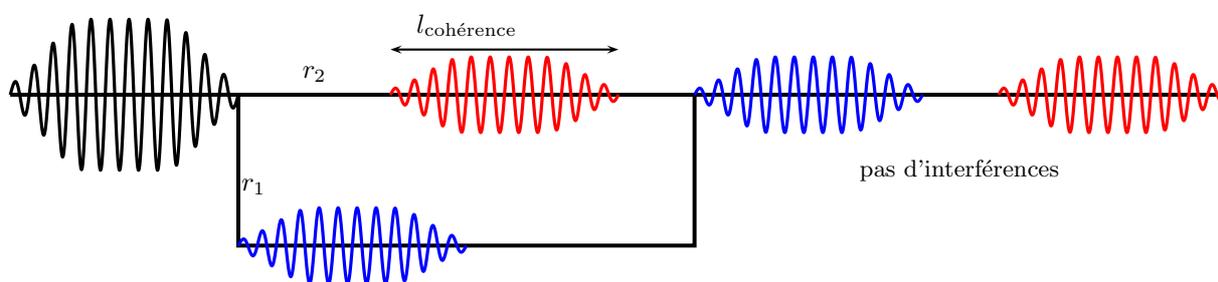


FIGURE 21 – Longueur de cohérence - $\delta > l_{\text{cohérence}}$

Comme on peut le comprendre sur les figures 20 et 21, une condition supplémentaire apparaît sur la différence de marche :

$$\delta < l_{\text{cohérence}} = c\tau$$

4.4 Conclusion

On retiendra que lorsque la cohérence n'est pas assurée, il ne peut pas y avoir d'interférences ! L'éclairement résultant sera la somme des éclairissements. Dans le cas où toutes les conditions d'interférences sont réunies, on utilisera pour les interférences à deux ondes la formule :

$$E(M) = 2E_0(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}) \quad \text{ou} \quad E(M) = \frac{E_{\text{max}}}{2}(1 + \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda})$$

En pratique, pour obtenir des interférences on utilisera deux types de dispositifs : les dispositifs à division du front d'onde et les dispositifs à division d'amplitude.

5 Dispositif d'Young

5.1 Présentation du dispositif et des observations

Le dispositif d'YOUNG datant de 1801 est schématisé à la figure 22. Il est constitué, ici pour simplifier, par une source ponctuelle, qui émet une onde dont on va utiliser deux parties différentes du front d'onde - on parle de dispositif interférentiel à division du front d'onde - pour générer deux ondes qui vont interférer après passage par les deux trous d'YOUNG.

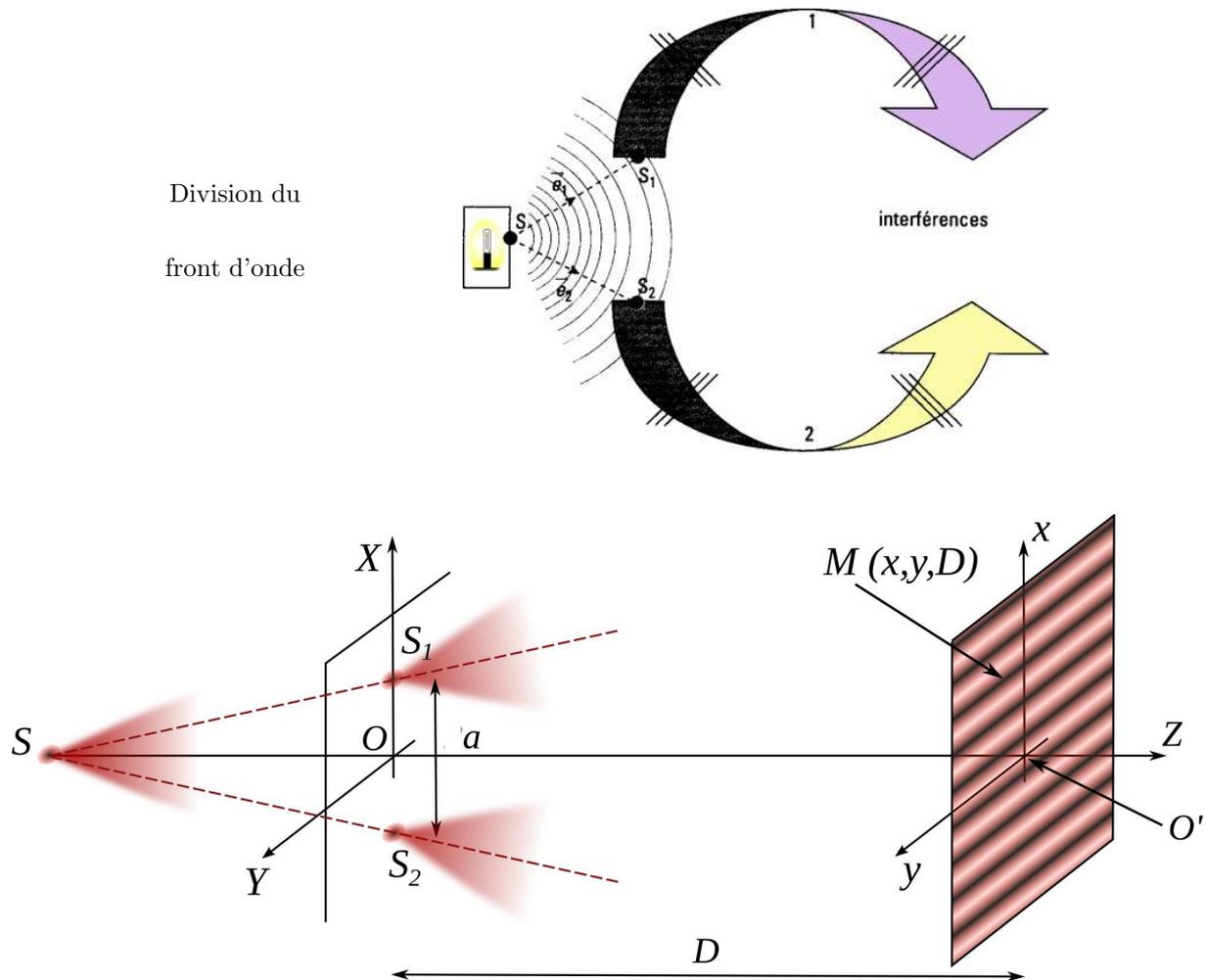


FIGURE 22 – Dispositif schématique d'YOUNG

À la figure 23, peut avoir une idée plus précise de ce que l'on voit sur l'écran par rapport à la figure 22 où la représentation était plutôt schématique. Sur l'image de droite, on a utilisé un laser pour percevoir les interférences. On constate que les interférences sont modulées par une évolution plus lente de l'intensité lumineuse. Cette modulation est due à la diffraction qui se produit au niveau de chaque trou d'YOUNG. Nous avons rencontré cette situation dans l'étude de la diffraction qui avait été faite, alors, sur des fentes en géométrie cartésienne alors qu'ici l'observation porte sur des trous d'YOUNG à géométrie cylindrique. Cela modifie la fonction enveloppe à évolution lente mais cela ne change rien de fondamental.

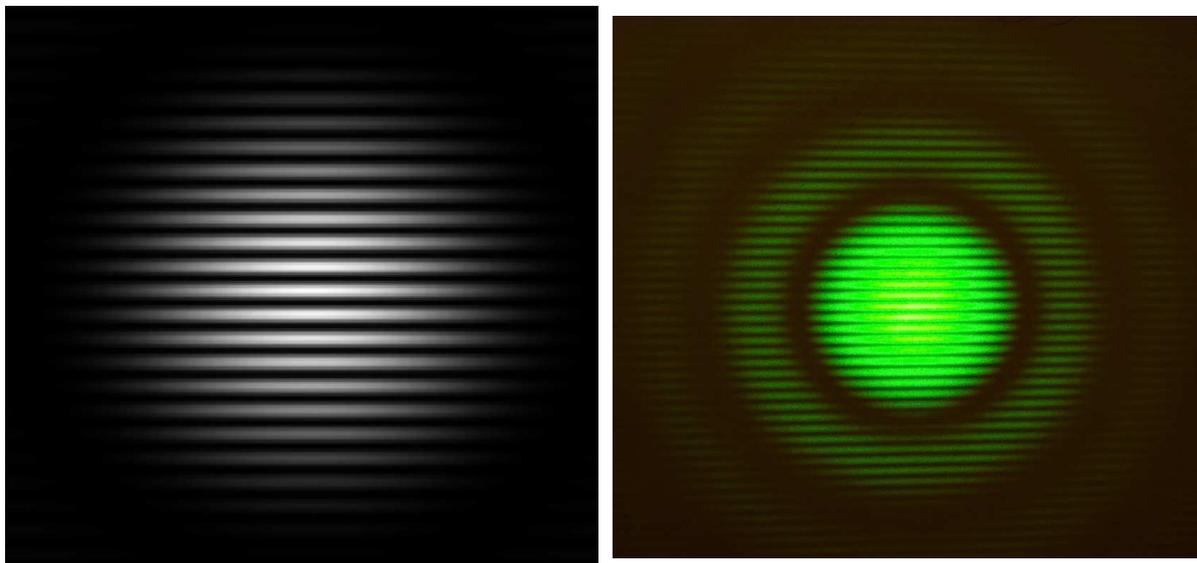


FIGURE 23 – Observation sur l'écran dans la situation des trous d'YOUNG

À la figure 24, on trouve des simulations de l'évolution de l'amplitude à gauche et de l'intensité à droite. Ces simulations sont disponibles à l'adresse suivante :

<http://www.falstad.com/wave2d>

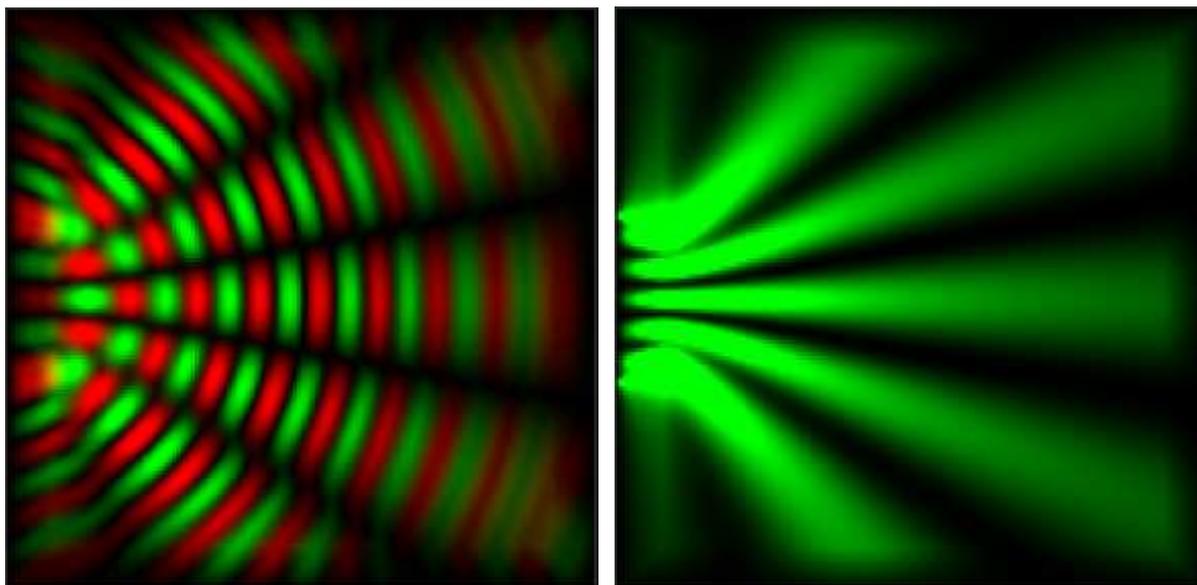


FIGURE 24 – Simulation des interférences dans le cas des trous d'YOUNG

5.2 Calcul des interférences à grande distance dans un plan parallèle à l'axe des sources

5.2.1 Calcul de la différence de marche