

| |
|---|
| Interférences à deux ondes - Généralités |
|---|

Table des matières

| | |
|---|----------|
| I Première approche du phénomène d'interférences | 2 |
| I.1 Généralités | 2 |
| I.2 Exemples de phénomènes d'interférences lumineuses | 3 |
| I.3 Interférences d'ondes à la surface d'un bassin | 3 |
| II Superposition de deux ondes lumineuses | 4 |
| II.1 Eclairement résultant - terme d'interférence | 4 |
| II.2 Conditions d'obtention d'interférences | 6 |
| II.2.1 1 ^{ère} condition : sources synchrones (ou isochrones) | 6 |
| II.2.2 2 ^{ème} condition : sources de même phase | 7 |
| II.2.3 Bilan : sources cohérentes ou incohérentes et formule de Fresnel | 8 |
| II.3 Formule des interférences et notation complexe | 9 |
| II.4 Contraste | 9 |
| II.5 Représentation de Fresnel | 9 |
| II.6 Figure d'interférence | 10 |
| II.7 Dispositifs d'obtention de sources mutuellement cohérentes | 11 |
| II.7.1 Synchronisation de laser stabilisés | 11 |
| II.7.2 Interférence entre 2 rayons issus d'une même source primaire | 11 |

Introduction

Les interférences lumineuses ont été mises en évidence pour la première fois au début du XIX^e siècle par Young et Fresnel. Afin d'expliquer leurs observations, ceux-ci ont introduit un modèle scalaire de la lumière.

Nous allons voir que ce modèle, reposant sur la notion de vibration lumineuse, développé au chapitre précédent, permet de rendre compte du phénomène d'*interférences en lumière non polarisée*.

Pour aller plus loin, et modéliser les expériences d'interférences en lumière polarisée, il faudrait utiliser le modèle vectoriel de la lumière, qui repose sur les travaux théoriques de Maxwell, développés plus tard au XIX^e siècle, sur le champ électromagnétique.

I Première approche du phénomène d'interférences

I.1 Généralités

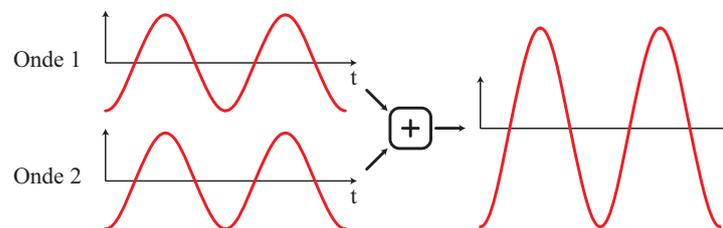
On désigne par **interférences** le phénomène se produisant lorsque deux ondes de même type se rencontrent et interagissent l'une avec l'autre. On parle alors :

- d'**interférences constructives** lorsque les amplitudes des ondes s'additionnent.
- d'**interférences destructives** lorsque les amplitudes des ondes s'annihilent.

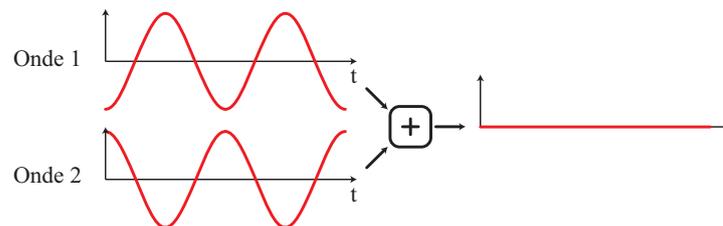
Dans ce chapitre, nous nous limiterons à l'étude des **interférences en optique**, mais ce phénomène intervient dans toute la physique des ondes :

- avec des *ondes électromagnétiques* de longueurs d'onde différentes (micro-ondes par exemple)
- en *acoustique* (le principe du casque anti-bruit est un exemple d'application des interférences destructives d'ondes acoustiques)
- en *mécanique des fluides* (l'existence de vagues scélérates résulte par exemple d'interférences constructives de plusieurs vagues).

Interférences constructives : ondes en phase



Interférences destructives : ondes en opposition de phase



L'aspect ondulatoire d'une vague à la surface de l'eau paraît évident. Cependant, l'aspect ondulatoire de la lumière est loin de l'être. On retiendra que la principale différence entre ces deux phénomènes, outre la nature physique de l'onde, est la fréquence du phénomène ondulatoire. Pour le premier, la fréquence de l'onde est de l'ordre du Hertz, alors qu'en optique, la fréquence de l'onde est de l'ordre de $10^{14} Hz$, de sorte que l'œil n'est pas assez performant pour voir les variations instantanées de ces dernières, et ne sera sensible qu'à la valeur moyenne temporelle du phénomène.

I.2 Exemples de phénomènes d'interférences lumineuses

Exemples : Nous verrons que les irisations dans les bulles de savons, sur les taches d'huile, sur les ailes de certains papillons, sur les coquillages nacrés peuvent s'expliquer par des interférences lumineuses.

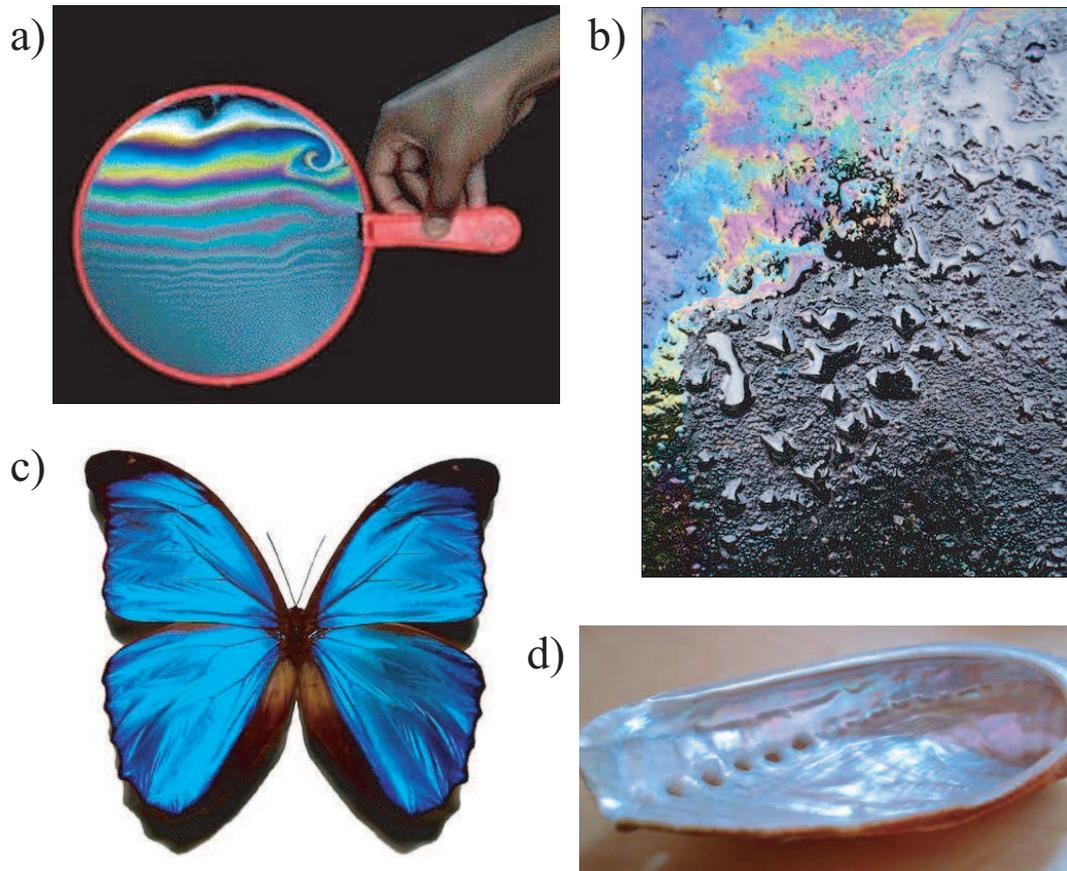


FIGURE 1 – Les irisations naturelles résultent en général d'un phénomène d'interférences en lumière blanche : a) dans un film de savon, b) sur une tache d'huile, c) sur les ailes d'un papillon, d) sur un coquillage nacré.

Applications : Ce phénomène est utilisé dans de nombreuses applications comme la vérification de la planéité des miroirs, l'imagerie dans le corps humain, l'holographie, la détection d'ondes gravitationnelles, les télescopes haute résolution. Nous aborderons quelques-unes de ces applications à la fin du chapitre.

I.3 Interférences d'ondes à la surface d'un bassin

Avant d'aborder la modélisation du phénomène d'interférence pour les ondes lumineuses, nous allons brièvement l'étudier dans le cas d'ondes mécaniques à la surface d'un liquide.

Une des situations les plus simples permettant l'observation d'interférences est obtenue en produisant deux systèmes d'ondes circulaires à la surface d'un bassin rempli d'eau (cuve à ondes).

On dispose en O_1 et en O_2 deux dispositifs générant des ondes périodiques de fréquence et d'amplitude identiques. Généralement, ces deux dispositifs vibrent en phase de sorte que lorsqu'une vague quitte O_1 , une autre quitte O_2 au même instant.

Lorsque l'on observe le dispositif en fonctionnement, on constate que les déplacements de la surface n'ont pas la même amplitude sur l'ensemble du bassin. Plus précisément, il existe des lignes (représentées en pointillé sur la figure précédente) où cette amplitude est maximale (**interférences constructives**). Inversement, à mi-chemin entre chacune de ces lignes, l'amplitude est minimale (**interférences destructives**).

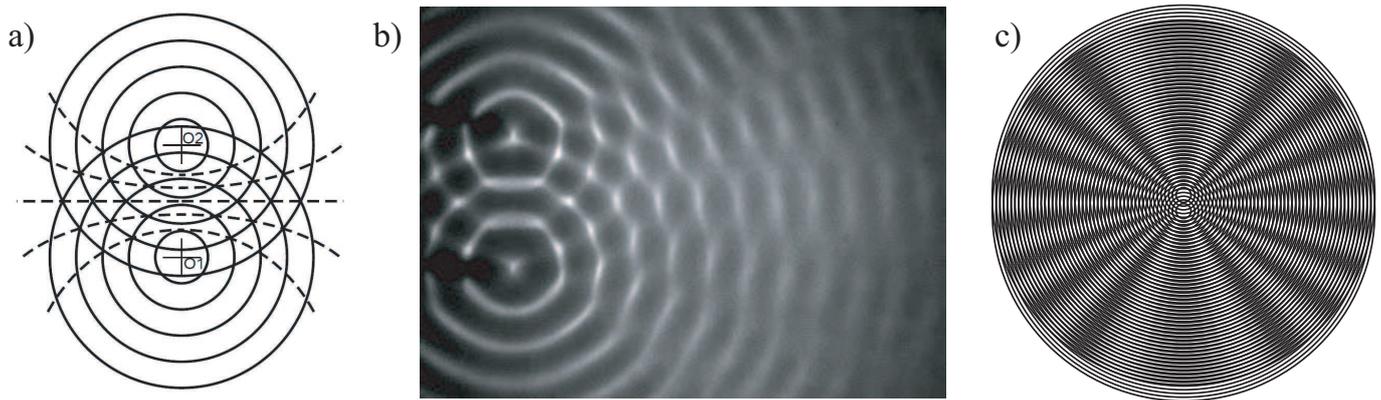


FIGURE 2 – *Expérience d'interférences à la surface de l'eau dans une cuve à ondes. a) Schématisation. b) Expérience. c) Analogie avec le phénomène de moiré obtenu avec deux motifs de cercles concentriques légèrement décalés.*

Remarque

On notera qu'on obtient une figure semblable en superposant deux masques transparents sur lesquels ont été tracés des cercles concentriques, lorsqu'on décale les deux masques l'un par rapport à l'autre. On observe des zones sombres analogues aux interférences constructives et des zones plus claires analogues aux interférences destructives. Ce phénomène est appelé **moiré**.

II Superposition de deux ondes lumineuses

II.1 Eclairement résultant - terme d'interférence

Considérons deux sources ponctuelles S_1 et S_2 , monochromatiques, **non polarisées**, de pulsations respectives ω_1 et ω_2 et de longueurs d'onde dans le vide λ_{01} et λ_{02} . Les vibrations lumineuses qu'elles produisent en un point M , loin des sources de sorte que les ondes pourront être considérées comme planes, sont données par^{1, 2} :

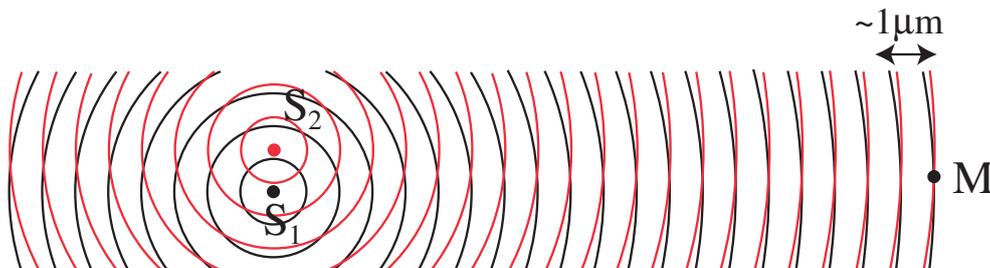


FIGURE 3 – *Ondes sphériques émises par deux sources ponctuelles de longueurs d'onde λ_{01} et λ_{02} très proches. Loin de ces dernières, les ondes peuvent être considérées comme planes.*

$$s_1(M, t) = A_1 \cos \left[\omega_1 t - \underbrace{\left(\varphi_{S_1} + \frac{2\pi(S_1 M)}{\lambda_{01}} \right)}_{\varphi_{1M}} \right] \quad \text{et} \quad s_2(M, t) = A_2 \cos \left[\omega_2 t - \underbrace{\left(\varphi_{S_2} + \frac{2\pi(S_2 M)}{\lambda_{02}} \right)}_{\varphi_{2M}} \right]$$

1. On néglige ici la variation en $1/r$ des amplitudes des ondes sphériques émises par S_1 et S_2 . En effet, on s'intéresse uniquement à la répartition de l'éclairement au voisinage du point M qui est loin des sources, et le terme d'amplitude est donc à peu près constant.

2. On notera l'importance de la variation de la phase lors de la propagation puisque celle-ci change de 2π à chaque fois que l'onde a parcouru une distance égale à la longueur d'onde, soit environ $1\mu\text{m}$ pour le visible.

Chacune de ces sources produirait seule un éclairement³ au point M donné par :

$$\mathcal{E}_1(M) = 2\langle s_1^2(M, t) \rangle_{\tau_r} = A_1^2 = \mathcal{E}_1 \quad \text{et} \quad \mathcal{E}_2(M) = 2\langle s_2^2(M, t) \rangle_{\tau_r} = A_2^2 = \mathcal{E}_2$$

où τ_r correspond au temps de réponse du détecteur.

Ces éclairagements sont **uniformes** puisqu'ils ne dépendent pas du point M considéré.

Le point M étant loin des sources par rapport à la distance S_1S_2 , les directions de propagation des ondes issues de S_1 et S_2 ont quasiment la même direction. La vibration résultante correspond ainsi à la **superposition** des deux vibrations précédentes⁴ :

En réutilisant les expressions des éclairagements \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 que produiraient chacune des sources si elles étaient seules, on obtient :

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_{1-2}(M)$$

Lorsque le terme $\mathcal{E}_{1-2}(M)$ est non nul, l'éclairement résultant de la superposition des deux ondes n'est pas la somme des éclairagements de chaque onde individuelle ; ce terme est potentiellement à l'origine d'**interférences**. Il dépend *a priori* du point M par l'intermédiaire du terme de phase.

Propriété

Si le terme d'interférence est positif (resp. négatif), l'éclairement résultant de la superposition est supérieur (resp. inférieur) à la somme des éclairagements individuels. On parle alors d'*interférences constructives* (resp. *destructives*) :

- $\mathcal{E}(M) > \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ i.e. si $\mathcal{E}_{1-2}(M) > 0$: **interférences constructives.**
- $\mathcal{E}(M) < \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ i.e. si $\mathcal{E}_{1-2}(M) < 0$: **interférences destructives.**
- $\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ i.e. si $\mathcal{E}_{1-2}(M) = 0$: **pas d'interférences (éclairement uniforme \neq pas de lumière!).**

Transition : Examinons maintenant les conditions de non nullité du terme d'interférence.

3. On rappelle que l'éclairement peut être confondu avec l'intensité lumineuse. Dans toute la suite, on prendra $K = 1$ comme constante de proportionnalité.

4. Les conditions d'application du principe de superposition des vibrations lumineuses sont vérifiées : les sources sont non polarisées et les directions de propagation des ondes font un angle très faible entre elles.

II.2 Conditions d'obtention d'interférences

On considérera dans toute la suite que les conditions de validité du modèle scalaire présenté au chapitre précédent sont vérifiées, c'est à dire que les deux ondes qui se superposent au point M se propagent dans des directions faisant un angle très faible entre elles⁵.

De plus, conformément au programme de MP, on se limitera dans toute la suite à l'étude des interférences en lumière non polarisée⁶.

II.2.1 1^{ère} condition : sources synchrones (ou isochrones)

On rappelle l'expression du terme d'interférences :

$$\mathcal{E}_{1-2}(M) = 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2} \left(\underbrace{\langle \cos [(\omega_1 + \omega_2)t - (\varphi_{1M} + \varphi_{2M})] \rangle_{\tau_r}}_1 + \underbrace{\langle \cos [(\omega_1 - \omega_2)t - (\varphi_{1M} - \varphi_{2M})] \rangle_{\tau_r}}_2 \right)$$

- la valeur moyenne du premier cosinus, noté 1, est toujours nulle pendant le temps de détection τ_r car pour deux sources émettant dans le visible, $\omega_1 \simeq \omega_2 \simeq 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ et donc $\tau_r \gg \frac{2\pi}{\omega_1 + \omega_2} \simeq 10^{-14} \text{ s}$.
- il en sera de même⁷ du second cosinus, noté 2, sauf si $\omega_1 = \omega_2$.

Première condition

Pour que deux ondes puissent interférer, elles doivent avoir la même pulsation (ou la même fréquence). On dit alors que les sources sont synchrones (ou isochrones).

Si $\omega_1 \neq \omega_2 \implies \mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ et $\mathcal{E}_{1-2}(M) = 0 \implies$ **pas d'interférences**

Si $\omega_1 = \omega_2 \implies \mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2} \langle \cos(\varphi_{1M} - \varphi_{2M}) \rangle_{\tau_r} \implies$ **interférences possibles**

Le fait que deux sources quelconques n'interfèrent pas est conforme à l'observation puisque la lumière produite par le soleil et une lampe, ou deux lampes électriques ne donnent jamais lieu à des phénomènes d'interférences : leurs intensités s'additionnent simplement et l'éclairement est uniforme.

5. Si tel n'est pas le cas, on pourra toujours obtenir des interférences, mais les calculs sont plus fastidieux, et il faut revenir au caractère vectoriel de la lumière pour pouvoir interpréter les phénomènes.

6. Dans le cas de sources de lumière polarisée, les formules précédentes ne sont valables que si les polarisations des deux ondes sont identiques.

En particulier, on retiendra que **deux ondes polarisées rectilignement de polarisations orthogonales ne peuvent interférer**.

En effet, en revenant à l'expression du champ électrique :

$$\vec{E}(M, t) = \vec{E}_1(M, t) + \vec{E}_2(M, t)$$

d'où :

$$\mathcal{E}(M, t) = 2\langle \vec{E}^2 \rangle_{\tau_r} = 2 \left[\langle \vec{E}_1^2 \rangle_{\tau_r} + \langle \vec{E}_2^2 \rangle_{\tau_r} + 2\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle_{\tau_r} \right]$$

Le terme d'interférence est donc nul si $\vec{E}_1 \perp \vec{E}_2$.

7. En regardant un peu plus en détail, afin que le second cosinus soit non nul, il faudrait que $\frac{2\pi}{|\omega_1 - \omega_2|} \gg \tau_r$. Par exemple, en utilisant comme détecteur une photodiode rapide pour laquelle $\tau_r \simeq 1\mu\text{s}$, cela impliquerait que $\nu_1 - \nu_2 \ll \frac{1}{\tau_r} \simeq 10^6 \text{ Hz}$, ce qui n'est même pas la largeur spectrale d'un laser ! Cette condition est donc impossible à vérifier en pratique avec deux sources distinctes.



FIGURE 4 – Deux sources distinctes, même synchrones a priori, ne peuvent donner lieu à des interférences.

Transition : Même lorsque cette condition est vérifiée, il n'est pas certain de pouvoir obtenir des interférences à cause de la valeur de $(\varphi_{1M} - \varphi_{2M})$, comme nous allons le voir⁸.

II.2.2 2^{ème} condition : sources de même phase

Nous avons vu au chapitre précédent que l'émission d'une source pouvait être modélisée par l'émission de radiations de courte durée τ_c appelées trains d'onde⁹.

A l'intérieur de chaque train d'onde, l'onde est correctement décrite par une vibration sinusoïdale, mais la phase à l'origine φ_S varie aléatoirement d'un train d'onde à l'autre.

Si S_1 et S_2 sont deux sources distinctes, pourtant de même pulsation ω , et donc de même longueur d'onde λ_0 , la phase relative $\varphi_{S_1} - \varphi_{S_2}$ va varier aléatoirement sur la durée d'intégration du détecteur, de sorte que :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{1-2}(M) &= 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2} \left\langle \cos(\varphi_{1M} - \varphi_{2M}) \right\rangle_{\tau_D} \\ &= 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2} \left\langle \cos \left(\underbrace{\varphi_{S_1} - \varphi_{S_2}}_{\text{variation aléatoire}} + \frac{2\pi}{\lambda_0} [(S_1M) - (S_2M)] \right) \right\rangle_{\tau_D} = 0 \end{aligned}$$

Afin que le terme d'interférences soit non nul, il faut donc que la phase relative entre les deux champs qui interfèrent soit fixe. En général, on aura $\varphi_{S_1} = \varphi_{S_2}$ donc $\varphi_{S_1} - \varphi_{S_2} = 0$.

Seconde condition

Pour que deux ondes puissent interférer, elle doivent avoir la même phase à l'origine ou avoir une différence fixe entre leurs phases à l'origine.

Dans le cas où $\varphi_{S_1} - \varphi_{S_2} = 0$, le terme d'interférence est indépendant du temps et s'identifie donc avec sa valeur moyenne temporelle, soit :

$$\mathcal{E}_{1-2}(M) = 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2} \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} [(S_1M) - (S_2M)] \right)$$

8. On peut s'en convaincre en essayant d'observer le signal obtenu à l'aide d'un filtre passe-bas en sortie de la multiplication de deux signaux sinusoïdaux de fréquences quasiment identiques issus de deux GBF différents : il existe une phase aléatoire entre les deux sources qui induit une modification du signal de sortie au cours du temps. Ce phénomène peut être stoppé en synchronisant les deux GBF ou en multipliant deux signaux sortant du même GBF.

9. On rappelle que pour des sources classiques, la durée d'un train d'onde va de 10^{-15} à 10^{-6} s.

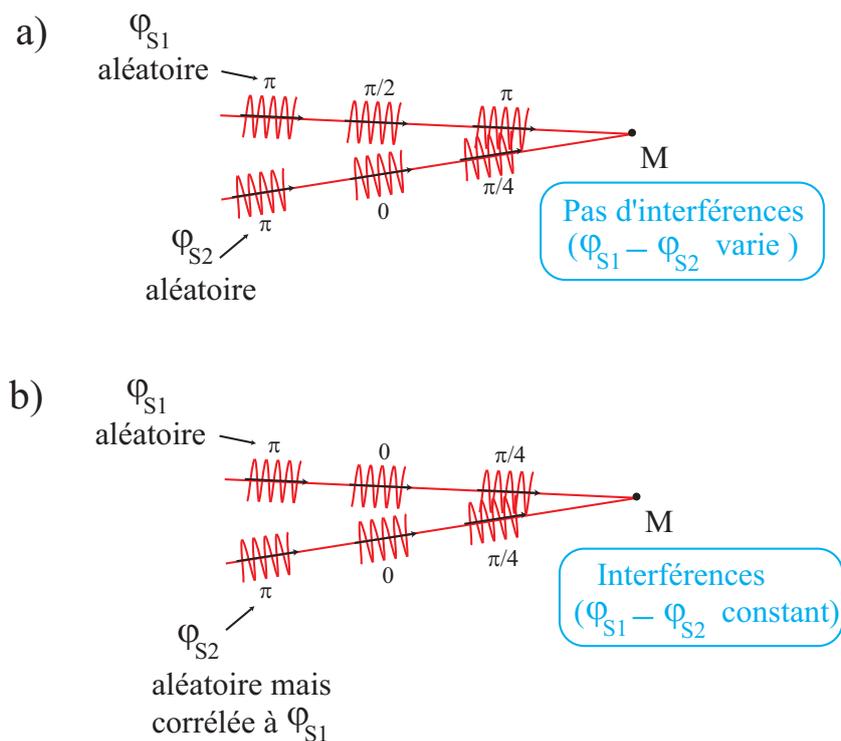


FIGURE 5 – Interférences entre deux sources lumineuses : a) sources sans relation de phase et b) sources possédant une relation de phase.

II.2.3 Bilan : sources cohérentes ou incohérentes et formule de Fresnel

II.3 Formule des interférences et notation complexe

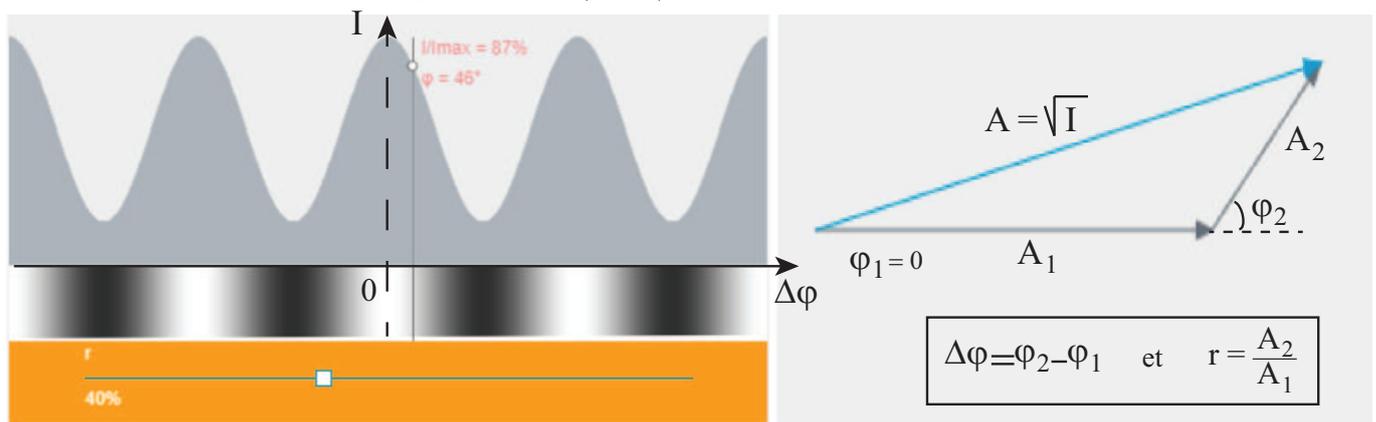
Nous allons voir qu'il est possible d'établir la formule précédente très rapidement en utilisant la notation complexe, pour des ondes mutuellement cohérentes uniquement. On privilégiera cette méthode par la suite, après avoir vérifié que les ondes étaient mutuellement cohérentes (synchrones et avec une relation de phase).

II.4 Contraste

II.5 Représentation de Fresnel

On peut utiliser la **représentation de Fresnel** dans le plan complexe pour visualiser l'influence de la différence de phase $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ et du rapport des amplitudes $r = A_2/A_1$. On peut la visualiser grâce à l'animation suivante : <https://femto-physique.fr/simulations/interference-deux-ondes.php>

On retrouve les interférences constructives lorsque $\Delta\varphi = 0 [2\pi]$ et destructives lorsque $\Delta\varphi = \pm\pi [2\pi]$, avec un contraste maximum lorsque $A_1 = A_2$ ($r = 1$).



II.6 Figure d'interférence

Envisageons maintenant le cas simple de deux sources :

- **mutuellement cohérentes**, c'est à dire $\begin{cases} \text{synchrones} : \omega_1 = \omega_2 \text{ et donc } \lambda_{01} = \lambda_{02} = \lambda_0 \\ \text{en phase} : \varphi_{S_1} - \varphi_{S_2} = 0 \end{cases}$
- **de même amplitude** : $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$, notée \mathcal{E}_0

Dans ce cas particulier, que nous rencontrerons très souvent, et pour lequel on pourra directement énoncer le résultat après avoir prouvé ses conditions d'applications, la formule des interférences devient :

$$\mathcal{E}(M) = 2\mathcal{E}_0 [1 + \cos\Delta\varphi] \quad \text{avec} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(S_1M) - (S_2M)] = 2\pi \frac{\delta}{\lambda_0} = 2\pi p$$

où $\delta = (S_1M) - (S_2M)$ est la **différence de marche** et $p = \frac{\delta}{\lambda}$ est l' **ordre d'interférence**

Propriété

Pour deux sources ponctuelles, monochromatiques, cohérentes et de même amplitude :

$$\mathcal{E}(M) = 2\mathcal{E}_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right) \right]$$

Cette formule permet de montrer que la **figure d'interférence** ne dépend que de la position du point M d'observation par l'intermédiaire de la différence de marche δ , de sorte qu'il y a **interférence constructive** (intensité maximale) pour :

$$\Delta\varphi = 2\pi k \quad \text{avec} \quad k \in \mathbb{Z} \quad \text{or} \quad \Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda_0} = 2\pi p \quad \text{donc} \quad p \in \mathbb{Z}$$

Il y a donc interférences constructives pour chaque valeur entière de l'ordre d'interférence p . Les zones brillantes appelées **franges d'interférences** correspondent donc au lieu des points tels que :

$$(S_1M) - (S_2M) = cste$$

Ce sont donc des *hyperboloïdes de révolution* autour de l'axe S_1S_2 , comme le montre la figure ci-dessous. On notera que S_1 et S_2 sont les foyers de ces hyperboloïdes.

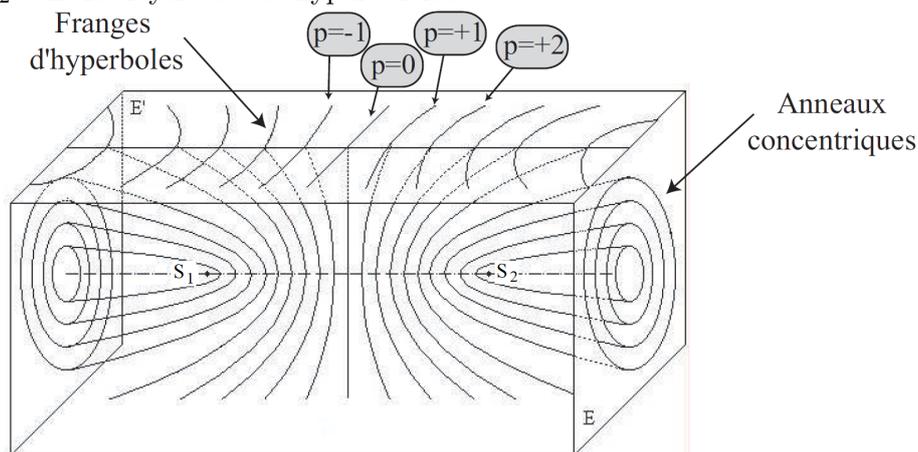


FIGURE 6 – Répartition des franges brillantes dans le cas d'interférences entre deux ondes cohérentes de même intensité. $p = 0$ correspond au plan médiateur pour lequel $(S_1M) = (S_2M)$.

Propriété

La figure d'interférences entre deux sources cohérentes correspond à :

- des *cercles concentriques* dans un plan perpendiculaire à l'axe S_1S_2 des sources.
- des *branches d'hyperboles*. dans un plan parallèle à l'axe S_1S_2 des sources.

II.7 Dispositifs d'obtention de sources mutuellement cohérentes

Afin de pouvoir observer des interférences, nous avons vu qu'il était nécessaire d'obtenir des sources *mutuellement cohérentes*. Etudions maintenant différents types de dispositifs qui permettent de réaliser ces conditions.

II.7.1 Synchronisation de laser stabilisés

Il est tout d'abord possible de synchroniser deux lasers de même polarisation, et de stabiliser leur fréquence à l'aide de systèmes d'asservissement. Nous ne considérerons pas ce type de dispositif par la suite, car celui-ci nécessite un équipement coûteux et un savoir faire important pour pouvoir être mis en œuvre.

II.7.2 Interférence entre 2 rayons issus d'une même source primaire

Une seconde méthode consiste à séparer en deux les rayons issus d'une même source primaire, puis à les recombiner ensuite. Les rayons peuvent alors interférer puisqu'ils sont de même longueur d'onde et sont mutuellement cohérents¹⁰.

- Division du front d'onde

On isole spatialement 2 parties de l'onde issues de la source primaire S pour jouer le rôle de sources secondaires¹¹ S_1 et S_2 . Le fait que S_1 et S_2 se comportent comme des sources ponctuelles et émettent des ondes sphériques se comprend aisément par analogie avec les ondes à la surface de l'eau, comme le montre la figure ci-dessous. La superposition des rayons issus de ces sources secondaires S_1 et S_2 permet de créer une zone d'interférence, ou un **champ d'interférence**.

On notera que les trajets des rayons interférant sont différents dès la source primaire. On a donc séparé les fronts d'onde en deux dès la source primaire, et on parle donc de *division du front d'onde*.

Exemple : L'exemple type d'interférences par division du front d'onde est le dispositif des **trous d'Young** qui est représenté ci-dessous, et que nous détaillerons dans la partie suivante. On peut cependant déjà remarquer qu'on s'attend à observer des franges d'hyperboles sur un écran placé dans le champ d'interférences, d'après l'hyperboloïde de la section précédente.

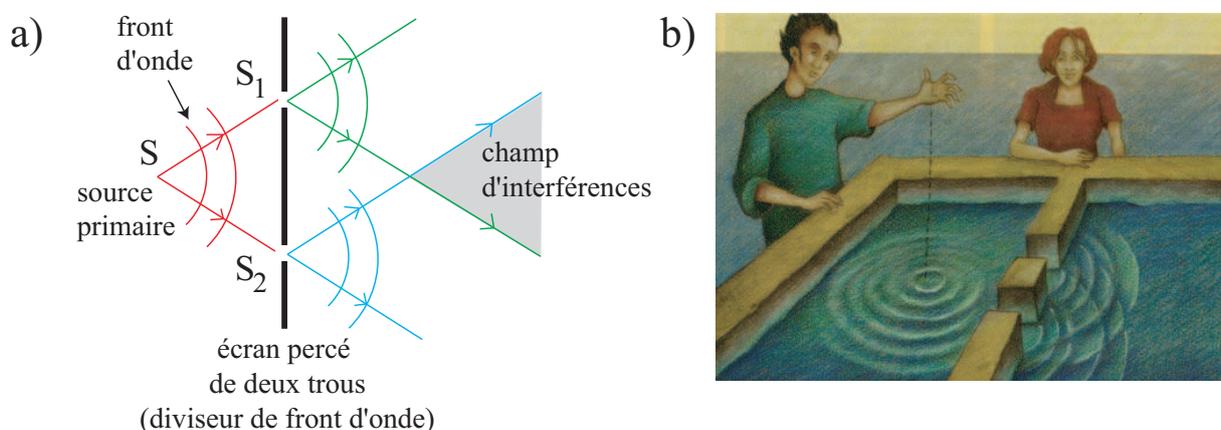


FIGURE 7 – a) Un exemple d'interférences par division du front d'onde : le dispositif des trous d'Young. b) Analogie avec les ondes à la surface de l'eau.

10. Nous verrons qu'il faut également que le déphasage entre ces deux rayons depuis la source primaire n'excède pas la longueur de cohérence de la source, c'est à dire qu'il faut que les trains d'onde issus d'un même train d'onde primaire se recouvrent spatialement.

11. Nous expliquerons plus en détail ce phénomène dans la partie dédiée aux trous d'Young.

- Division d'amplitude

On sépare l'onde à l'aide d'une *lame semi-ou partiellement-réfléchissante*, et on superpose ensuite les ondes transmises et réfléchies.

L'amplitude des rayons est réduite lors de la traversée ou de la réflexion sur la lame, et on parle donc de *division d'amplitude*.

Exemple : L'exemple type d'interférences par division d'amplitude est l'**interféromètre de Michelson** que nous détaillerons dans le chapitre suivant. Nous avons représenté ci-dessous l'interféromètre à division d'amplitude le plus simple : l'association d'une lame semi-réfléchissante et d'un miroir. Là encore, un tel dispositif peut être interprété comme une interférence à deux ondes, puisque les deux faisceaux lumineux qui interfèrent semblent provenir de $S_1 = S$ et de $S_2 = S''$, où S'' est l'image de S par la lame réfléchissante et le miroir. On s'attendra également dans cette configuration à observer des franges d'hyperboles sur un plan placé dans le champ d'interférences.

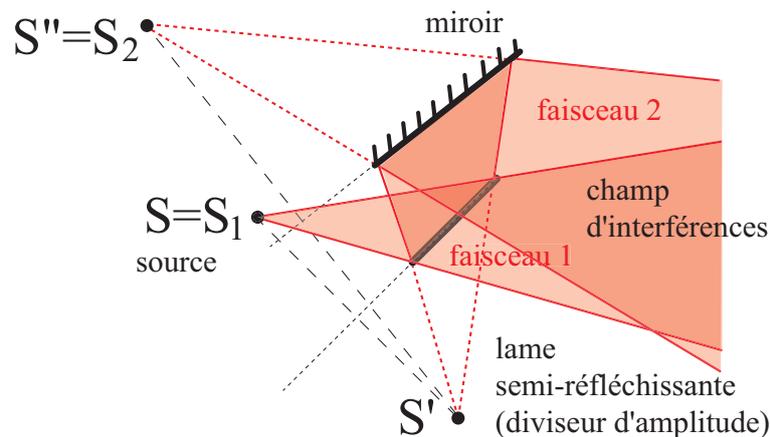


FIGURE 8 – *Un exemple d'interférences par division du front d'amplitude : l'association d'une lame semi-réfléchissante et d'un miroir.*

Conclusion

Nous allons maintenant voir un exemple de chaque dispositif permettant d'obtenir des sources cohérentes : l'expérience des trous d'Young, et l'interféromètre de Michelson. Nous verrons ensuite les interférences à N ondes.