

Interférences lumineuses

Introduction

Longtemps les physiciens se sont interrogés sur la nature de la lumière. Newton et Descartes pensaient qu'elle était constituée de corpuscules. D'autres, comme Huyghens, pensaient que c'était une onde. Au début du dix-neuvième siècle, Young a mis en évidence le phénomène d'interférences lumineuses qui révèle le caractère ondulatoire de la lumière. Plus tard, avec Maxwell, la lumière rejoint la grande famille des ondes électromagnétiques. L'histoire aurait pu s'arrêter là... mais au début du vingtième siècle, la théorie ondulatoire ne permet pas d'expliquer l'effet photoélectrique. Pour l'interpréter, Einstein réintroduit en 1905 la notion de corpuscule associé à la lumière, qu'on appellera ensuite le photon.

Dans ce chapitre, c'est l'aspect ondulatoire de la lumière qui intervient avec les interférences et la diffraction nécessaire à leur observation.

Une façon simple d'appréhender le phénomène d'interférence consiste à observer des interférences entre des ondes générées à la surface de l'eau.

I. Quelques observations

I.1. Cuve à ondes

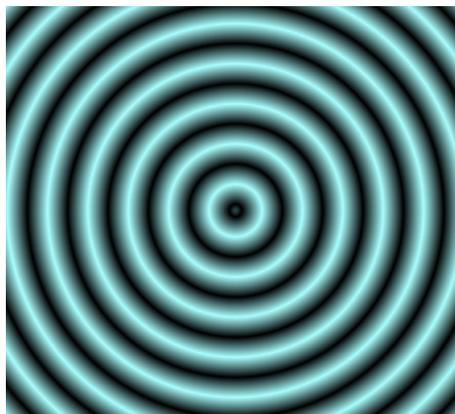
Dans ce dispositif, une lampe éclaire un plan d'eau excité par un ou plusieurs vibreurs. Un miroir, incliné à 45° permet de rabattre l'image sur un plan vertical.

Un vibreur ponctuel, génère une onde progressive circulaire à la surface de l'eau.

Les rayons lumineux sont réfractés par la surface ondulée de l'eau de telles sorte que :

- les crêtes correspondent aux zones les plus brillantes
- les creux correspondent aux zones les plus sombres.

Sur la simulation ci-dessous, on observe, lorsqu'un seul vibreur fonctionne, une alternance de cercles sombres et brillants centrés sur la source et qui s'en éloignent à la vitesse de propagation c des ondes de surface. En eau peu profonde $c = \sqrt{gh}$ avec h la profondeur (on suppose $h \ll \lambda$) et g l'accélération de la pesanteur.



[https:](https://phyanim.sciences.univ-nantes.fr/Ondes/cuve_ondes/propagation_onde_circulaire.php)

[//phyanim.sciences.univ-nantes.fr/Ondes/cuve_ondes/propagation_onde_circulaire.php](https://phyanim.sciences.univ-nantes.fr/Ondes/cuve_ondes/propagation_onde_circulaire.php)

On actionne à présent les deux vibreurs. Ils vibrent de manière **cohérente**, c'est-à-dire qu'ils ont **même pulsation** et que leur **déphasage est constant**.

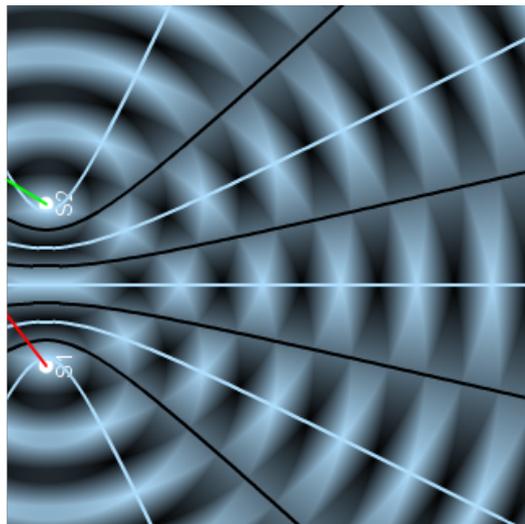
Les ondes émises par les deux sources se superposent on dit qu'elles **interfèrent**.

On observe

- des lignes d'amplitude maximale (lignes blanches) où alternent des zones sombres et brillantes avec un contraste maximal. Sur ces lignes, un "flotteur" oscillerait avec une amplitude maximale.
- des lignes de contraste quasi-nul (uniformément grises, représentées par une ligne noire) sur lesquelles la vibration est nulle quel que soit t : un "flotteur" y resterait immobile.

Ces lignes sont appelées **franges d'interférence**.

Quand on augmente la fréquence (λ diminue), le nombre de franges augmente.



https://phyanim.sciences.univ-nantes.fr/Ondes/cuve_ondes/interference_ondes_circulaires.php

Analyse :

- Au niveau des lignes de crêtes maximales (lignes blanches), les deux signaux qui se superposent sont en phase.
- Au niveau des lignes d'amplitude nulle (franges noires) les deux signaux qui se superposent sont en opposition de phase.

Le but de ce cours est d'expliquer de manière quantitative ce phénomène dans le cas d'une vibration lumineuse.

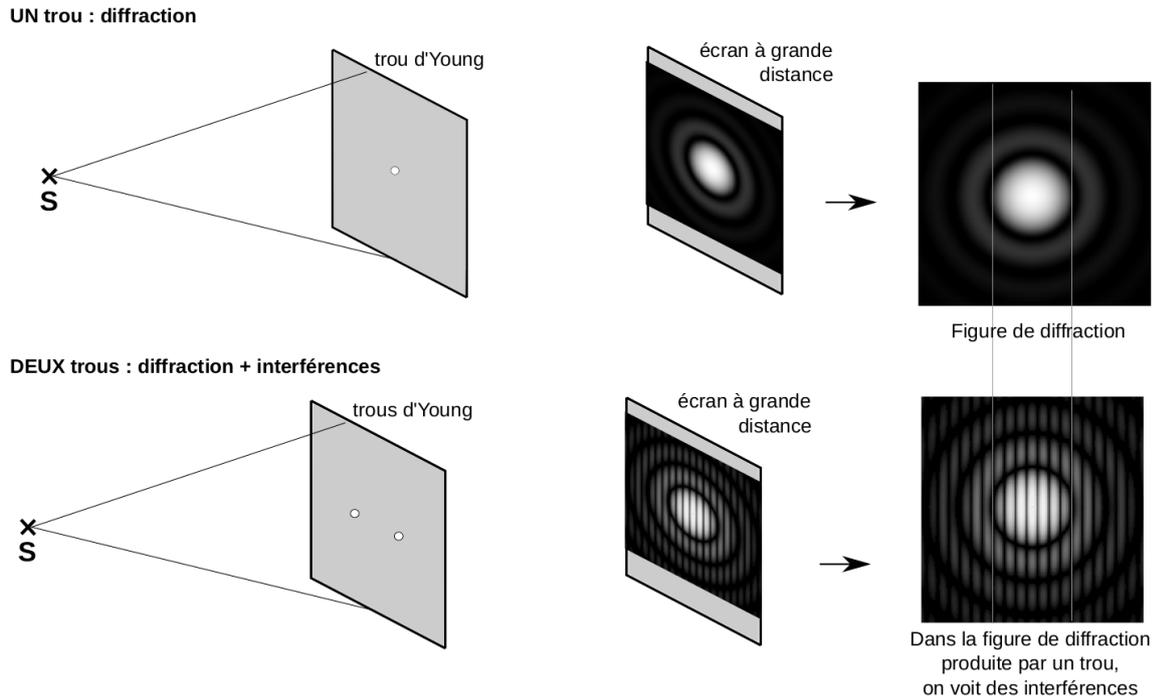
Pour voir une réalisation directe des interférences à la surface d'une mare et un lien avec l'expérience des trous d'Young :

Vidéo Veritasium (en particulier à 4min46s)

<https://www.youtube.com/watch?v=Iuv6hY6zsd0>

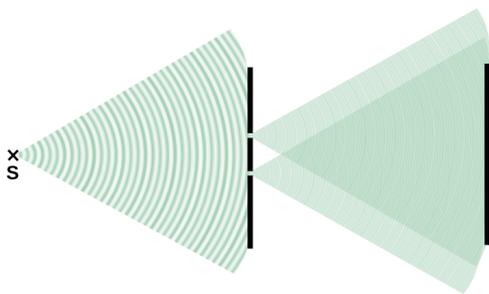
I.2. Dispositif des trous d'Young

Le dispositif des trous d'Young, consiste à éclairer deux trous percés à travers un écran opaque et d'observer la figure obtenue sur un écran de projection placé derrière¹ :



En général, les anneaux sont peu visibles et les interférences ne sont observées qu'au niveau de la tache centrale de diffraction.

Plus les trous sont petits, plus cette tache de diffraction est étendue.



Ainsi, c'est la diffraction (elle aussi liée au caractère ondulatoire de la lumière) qui permet aux deux faisceaux de se superposer. On n'en tiendra plus compte par la suite.

On suppose les trous suffisamment petits pour que la tache de diffraction soit très étendue et que l'éclairement obtenu sur l'écran si un seul des trous est ouvert puisse être considéré comme quasi-uniforme dans la zone centrale de l'écran.

Pour visualiser la tache de diffraction d'une ouverture circulaire :

<https://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiondu/pupcirc.html>

Pour visualiser la tache de diffraction d'une fente fine :

<https://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiondu/fentevert.html>

Lien utile sur le site de l'ENS Lyon :

<http://culturesciencesphysique.ens-lyon.fr/ressource/physique-animee-Fentes-Young.xml>

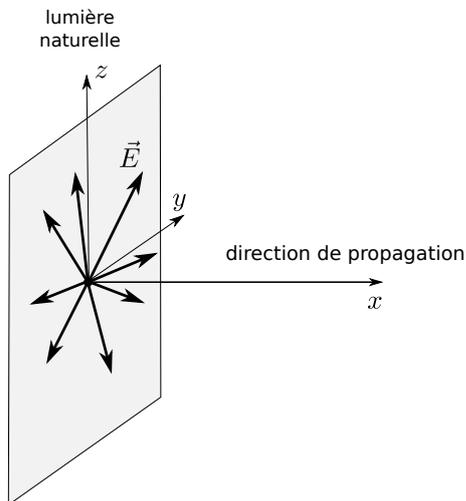
1. Figures Étienne Thibierge

II. Modèle scalaire de la lumière

II.1. La lumière : une onde électromagnétique

L'électromagnétisme nous apprend que la lumière fait partie des ondes électromagnétiques, caractérisées par les deux champs de vecteurs couplés : le champ électrique \vec{E} et le champ magnétique \vec{B} , dont la vitesse de propagation dans le vide est $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 3,00.10^8 \text{ m.s}^{-1}$.

Les détecteurs optiques sont sensibles au champ électrique de l'onde.



Une onde progressive plane présente une structure transverse : le champ électrique vibre dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

Pour une **lumière naturelle**, la direction du vecteur \vec{E} change de manière aléatoire au cours du temps. La durée moyenne entre deux changements de direction est appelé temps de cohérence τ_c qui est très court comparé au temps de réponse des détecteurs optiques ($\tau_c \simeq 10^{-11} \text{ s}$ pour une source classique et le temps de réponse des photodétecteurs usuels est supérieur à 10^{-6} s). Ainsi, il n'est pas possible d'attribuer une direction au champ \vec{E} . On dit que la lumière est **non polarisée**.

Pour une lumière non polarisée, toutes les directions du champ électrique perpendiculaires à la direction de propagation sont équivalentes. On peut alors décrire l'onde électromagnétique par une grandeur scalaire correspondant à une composante quelconque du champ électrique dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation.

On appelle **vibration lumineuse** une composante quelconque du champ électrique par rapport à un axe perpendiculaire à la direction de propagation.

II.2. Théorème de superposition

Les équations de Maxwell, et donc l'équation de propagation de d'Alembert, sont des équations linéaires : on peut donc additionner les *vecteurs* champ électrique. En un point donné, le champ résultant peut alors s'exprimer comme la somme des différents champs électriques présents : $\vec{E} = \sum_i \vec{E}_i$.

On admet que le théorème de superposition s'applique encore à la représentation *scalaire* de l'onde.

Si plusieurs vibrations lumineuses $s_i(M, t)$ se propagent simultanément dans l'espace, la vibration résultante au point M vaut :

$$s(M, t) = \sum_i s_i(M, t)$$

Remarque : la modélisation scalaire n'est possible qu'avec une lumière non polarisée et la superposition des vibrations scalaires n'est valable que si les différentes directions de propagation forment des angles faibles entre elles. Sinon, il faut revenir à la superposition des vecteurs champ électrique.

II.3. Indice d'un milieu

On appelle **rayon lumineux** le trajet suivi par la lumière pour aller d'un point à un autre.

On considère un milieu T.H.I :

- Transparent : la lumière s'y propage sans atténuation
- Homogène : le milieu possède les mêmes propriétés en tout point
- Isotrope : toutes les directions sont équivalentes, en particulier, la vitesse de propagation de la lumière est indépendante de la direction considérée.

Dans un milieu T.H.I la lumière se propage rectilignement à la vitesse v telle que :

$$v = \frac{c}{n}$$

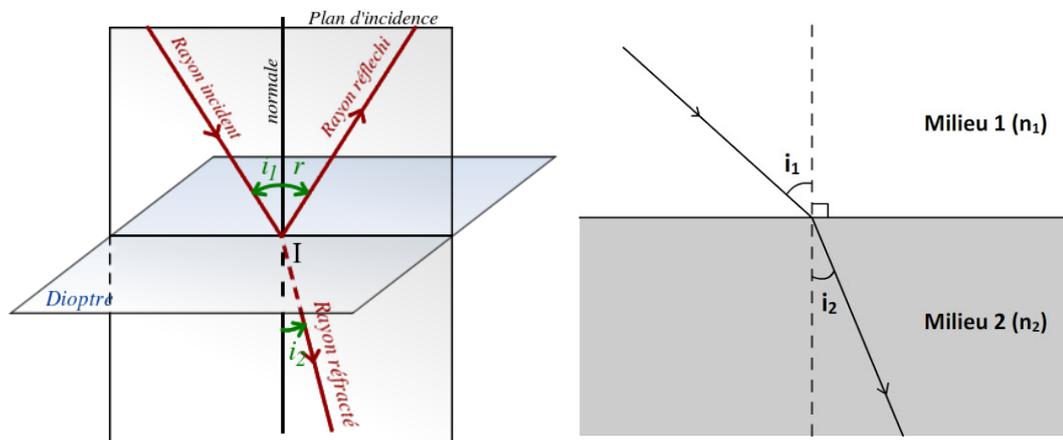
avec n l'**indice** du milieu considéré. C'est une grandeur sans dimension ($n \geq 1$).

Exemples :

- air : $n = 1,0003$; la dernière décimale dépend de la pression et de la température. On prend en général $n_{\text{air}} = 1$.
- eau : $n = 4/3 = 1,33$
- verre : $n = 1,5$ dépend de la nature du verre

C'est cet indice qui intervient dans la loi de Snell-Descartes pour la réfraction :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$



Si $n_2 > n_1$ le milieu (2) est dit **plus réfringent** que le milieu (1) : le rayon réfracté se rapproche de la normale.

Si $n_2 < n_1$ le milieu (2) est dit **moins réfringent** que le milieu (1) : le rayon réfracté s'écarte de la normale et au delà d'une certaine incidence il y a réflexion totale (cette propriété est utilisée dans les prismes qui équipent les jumelles).

Pour le visualiser, voir l'animation suivante :

<http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optigeo/refrachemi.html>

La loi de Snell-Descartes permet d'expliquer l'illusion d'optique telle que celle observée ci-après :



Exemple de manip en période de confinement...

II.4. Lumière monochromatique

En optique, chaque fréquence peut être associée à une couleur, c'est pourquoi on parle de vibration **monochromatique** (cet adjectif équivaut donc à harmonique).

La vibration lumineuse associée à une lumière monochromatique a pour expression

$$s(M, t) = A(M) \cos(\omega t - \varphi(M))$$

avec

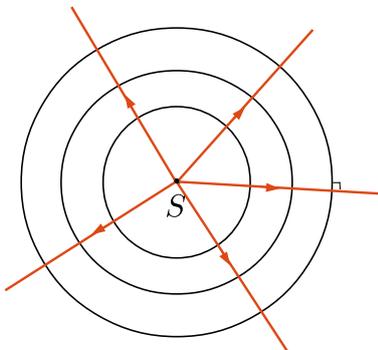
- $A(M)$ l'amplitude de la vibration lumineuse au point M
- $\Phi(M, t) = \omega t - \varphi(M)$ la phase au point M à l'instant t .
- $\varphi(M)$ le retard de phase au point M
- $\omega = 2\pi f$ la pulsation de l'onde

On écrira, en notation complexe :

$$\underline{s}(M, t) = A(M) e^{i(\omega t - \varphi(M))}$$

Exemples :

- Onde sphérique



L'onde sphérique issue d'une source ponctuelle S a pour expression :

$$s(M, t) = \frac{A}{r} \cos(\omega t - kr - \varphi_0) \quad \text{soit} \quad \varphi(M) = kr + \varphi_0$$

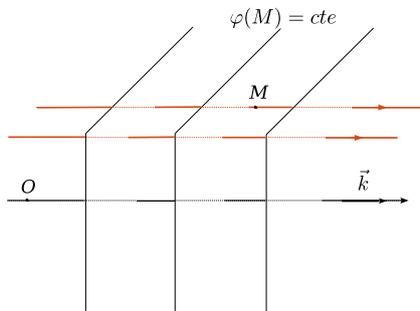
L'amplitude de l'onde décroît en $1/r$. C'est une conséquence de la conservation de l'énergie.

Les **surfaces d'onde** correspondent aux **surfaces équiphasés** $\phi = cte$ à $t = t_0$ fixé. Cela implique $\phi = \omega t_0 - \varphi(M) = cte$. Les surfaces d'onde correspondent donc à $\varphi(M) = cte$, d'où $kr = cte$, c'est-à-dire des sphères de centre S .

Les rayons lumineux sont perpendiculaires aux surfaces d'ondes.

Loin de la source, une onde sphérique est assimilable localement à une onde plane. On peut alors négliger la variation de l'amplitude à l'échelle du dispositif expérimental.

- Onde plane



La vibration lumineuse associée à une onde plane progressive harmonique d'amplitude A et de vecteur d'onde \vec{k} a pour expression :

$$s(M, t) = A \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} - \varphi_0) \quad \text{soit} \quad \varphi(M) = \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0$$

avec $\vec{r} = \overrightarrow{OM}$.

Les **surfaces d'onde** correspondent aux **surfaces équi-phases** $\phi = cte$ à $t = t_0$ fixé. Cela implique $\phi = \omega t_0 - \varphi(M) = cte$. Les surfaces d'onde correspondent donc à $\varphi(M) = cte$, d'où $\vec{k} \cdot \vec{r} = cte$, c'est-à-dire des plans perpendiculaires à la direction de propagation indiquée par \vec{k} .

Les rayons lumineux sont perpendiculaires aux surfaces d'ondes.

Variation de la longueur d'onde avec l'indice du milieu

Quand un faisceau laser passe de l'air au verre, le faisceau ne change pas de couleur : la fréquence reste inchangée. C'est donc la longueur d'onde qui est modifiée.

- Longueur d'onde dans le vide : $\lambda_0 = cT$.
- Longueur d'onde dans un milieu THI d'indice n : $\lambda = vT = \frac{c}{n}T = \frac{\lambda_0}{n}$.

À fréquence fixée, la longueur d'onde dans un milieu donné est plus courte que dans le vide.

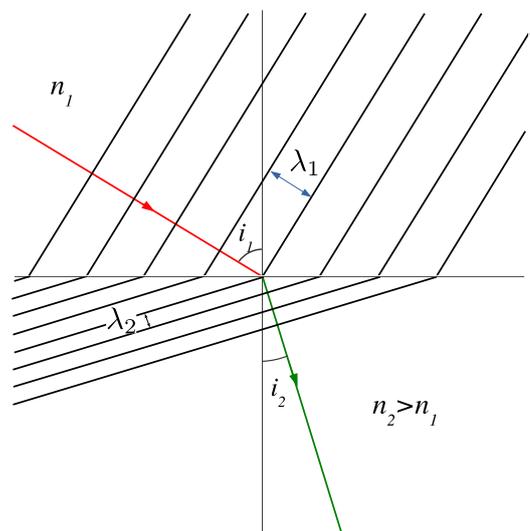
On peut calculer de même :

- dans le vide : $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$
- dans un milieu d'indice n : $k = \frac{2\pi}{\lambda} = n \frac{2\pi}{\lambda_0}$

Dans un milieu d'indice n , la longueur d'onde vaut $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide.

À titre d'illustration on a représenté ci-contre la réfraction d'une onde à l'interface entre deux milieux THI d'indices différents tels que $n_2 > n_1$ et donc $v_2 < v_1$, $\lambda_2 < \lambda_1$.

Les rayons lumineux sont perpendiculaires aux surfaces d'ondes planes.



III. Éclairement (ou "intensité lumineuse")

III.1. Détecteurs

Les détecteurs lumineux ne sont sensibles qu'au champ électrique et possèdent un temps de réponse τ . Pour que deux signaux puissent être perçus individuellement par le détecteur, ils doivent être séparés au moins d'une durée correspondant à τ .

Exemples :

- œil : $\tau = 0,1 \text{ s}$
- photodiode : $\tau \simeq 10^{-9} \text{ s}$
- capteur CCD : $\tau \simeq 10^{-2} \text{ s}$

Les fréquences optiques se situent aux environs de $5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ soit une période de $0,2 \cdot 10^{-14} \text{ s} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ s}$, ce qui est beaucoup plus court que les temps de réponse des différents détecteurs utilisables. Les détecteurs ne peuvent donc pas suivre les variations instantanées du champ électrique. Par contre ils sont sensibles à la puissance moyenne reçue, elle-même proportionnelle au carré du champ électrique.

III.2. Éclairement

Dans le cadre du modèle scalaire de la lumière, on définit l'**éclairement** $\mathcal{E}(M)$, parfois appelé **intensité lumineuse** $\mathcal{I}(M)$, en un point M par :

$$\mathcal{E}(M) = K \langle s^2(M, t) \rangle$$

où $\langle \rangle$ désigne la valeur moyenne temporelle et K une constante multiplicative. $\mathcal{E}(M)$ est homogène à une puissance par unité de surface (son unité est le $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$).

Remarques :

- On ne se préoccupera pas ici de la valeur de la constante K , car seules les variations de l'éclairement nous importeront par la suite.
- L'emploi du terme "intensité lumineuse" au lieu d'éclairement est d'usage courant mais abusif. En photométrie, éclairement et intensité lumineuse représentent deux grandeurs distinctes (voir lien ci-dessous).

<https://www.youtube.com/watch?v=VP8zUZiXAaY>

III.3. Expression pour une vibration lumineuse monochromatique

On se place dans le cas d'une vibration monochromatique de pulsation ω .

$$s^2(M, t) = A^2(M) \cos^2(\omega t - \varphi(M))$$

$$\langle s^2(M, t) \rangle = A^2(M) \langle \cos^2(\omega t - \varphi(M)) \rangle$$

d'où

$$\mathcal{E}(M) = K \langle s^2(M, t) \rangle = \frac{K}{2} A^2(M)$$

On peut, pour calculer directement la valeur moyenne, utiliser la valeur complexe

$$\underline{s}(M, t) = A(M) e^{i(\omega t - \varphi(M))}$$

$$\underline{s}^*(M, t) = A(M) e^{-i(\omega t - \varphi(M))}$$

$$\underline{s}(M, t)\underline{s}^*(M, t) = A^2(M)$$

L'expression de l'éclairement $\mathcal{E}(M)$ à l'aide de notation complexe est :

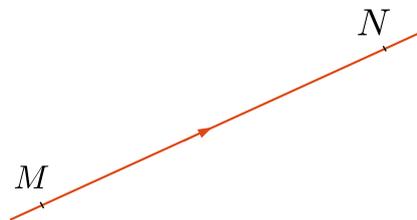
$$\mathcal{E}(M) = \frac{K}{2}\underline{s}\underline{s}^* = \frac{K}{2}A^2(M)$$

avec $A(M)$ l'amplitude de la vibration lumineuse au point considéré.

IV. Déphasage entre deux points - Chemin optique

IV.1. Retard et chemin optique

On considère un rayon lumineux allant d'un point M à un point N . Le temps mis par la lumière pour aller de M à N est noté t_{MN} .



On définit le **chemin optique** (MN) par la relation :

$$(MN) = ct_{MN}$$

Il représente, au facteur c près, le temps mis par la lumière pour aller de M à N , et donc le retard temporel pris par l'onde entre M et N .

- dans le vide : $t_{MN} = \frac{MN}{c}$, $(MN) = ct_{MN} = MN$
- dans un milieu THI d'indice n : $t_{MN} = \frac{MN}{v} = n\frac{MN}{c}$ d'où $(MN) = ct_{MN} = nMN$.

Retenir :

Dans le vide : $(MN) = MN$

Dans un milieu THI d'indice n : $(MN) = nMN$

IV.2. Expression du déphasage entre deux points d'un même rayon

Soit l'expression de la vibration lumineuse monochromatique au point M :

$$s(M, t) = A \cos(\omega t - \varphi(M))$$

Pour simplifier, on néglige ici la diminution éventuelle d'amplitude au cours de la propagation, à l'échelle du dispositif expérimental. On considère donc l'amplitude A constante.

On cherche à exprimer la vibration lumineuse $s(N, t)$ au point N sous la forme :

$$s(N, t) = A \cos(\omega t - \varphi(N))$$

Le signal perçu en N à l'instant t , correspond au signal qui existait en M à l'instant $t - t_{MN}$:

$$s(N, t) = s(M, t - t_{MN})$$

d'où

$$\begin{aligned} s(N, t) &= A \cos(\omega(t - t_{MN}) - \varphi(M)) \\ &= A \cos(\omega t - \omega t_{MN} - \varphi(M)) \\ &= A \cos(\omega t - \varphi(N)) \end{aligned}$$

On en déduit :

$$\varphi(N) = \varphi(M) + \omega t_{MN} = \varphi(M) + \omega \frac{(MN)}{c} = \varphi(M) + \frac{2\pi}{T} \frac{(MN)}{c}$$

On pose $\lambda_0 = cT$ la longueur d'onde dans le vide. Ainsi :

$$\varphi(N) = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)$$

Le retard de phase croît proportionnellement au chemin optique parcouru selon la loi :

$$\varphi(N) = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)$$

avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide.

En notation complexe :

$$\underline{s}(M, t) = A e^{i(\omega t - \varphi(M))}$$

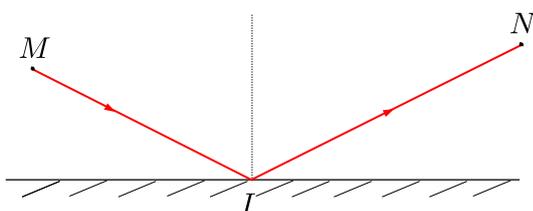
$$\underline{s}(N, t) = A e^{i(\omega t - \varphi(M) - \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN))} = A e^{i(\omega t - \varphi(M))} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)} = \underline{s}(M, t) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)}$$

$$\underline{s}(N, t) = \underline{s}(M, t) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)}$$

IV.3. Déphasage supplémentaire

Dans certains cas particuliers il apparaît un déphasage supplémentaire de π .

Cela se produit par exemple lors de la réflexion d'un rayon lumineux sur une surface métallique.



$$\varphi(N) = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN) + \pi$$

IV.4. Chemin optique et surface d'onde

Une **surface d'onde** relative à une source S correspond à l'ensemble des points M situés à égal chemin optique de la source et donc tels que

$$(SM) = cte$$

Or $\varphi(M) = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(SM)$. On en déduit que $\varphi(M)$ est constant sur toute la surface d'onde.

Les surfaces d'ondes sont des surfaces équi-phases : $\varphi(M) = cte$

On a vu au II.4 les surfaces d'ondes associées à une onde sphérique et à une onde plane.

On admet le théorème de Malus, mis en évidence au II.4 :

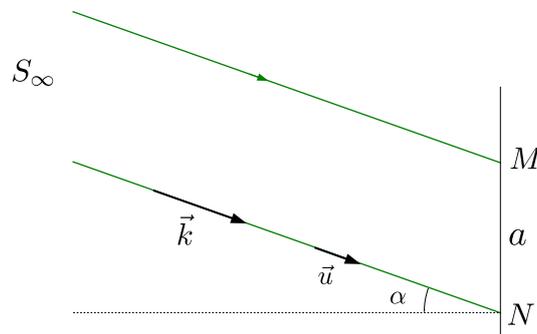
Les rayons lumineux sont perpendiculaires aux surfaces d'onde.

IV.5. Application : déphasage entre deux points d'une onde plane

On considère une onde plane se propageant dans l'air (on prendra $n_{\text{air}} = 1$) caractérisée par un vecteur d'onde $\vec{k} = k\vec{u}$ faisant un angle α avec l'horizontale.

Cette onde plane est issue d'une source ponctuelle S située à l'infini.

On considère deux points M et N situés sur une même verticale et distants de a .



1. En utilisant les propriétés des surfaces d'onde et le théorème de Malus, calculer la différence de chemin optique $(SN) - (SM)$ en fonction de a et α .
2. En utilisant les propriétés des surfaces d'ondes et le théorème de Malus, calculer le déphasage $\varphi(N) - \varphi(M)$ en fonction de a , α et λ_0 .
3. On souhaite retrouver directement le résultat précédent à partir de l'expression complexe de l'onde plane.

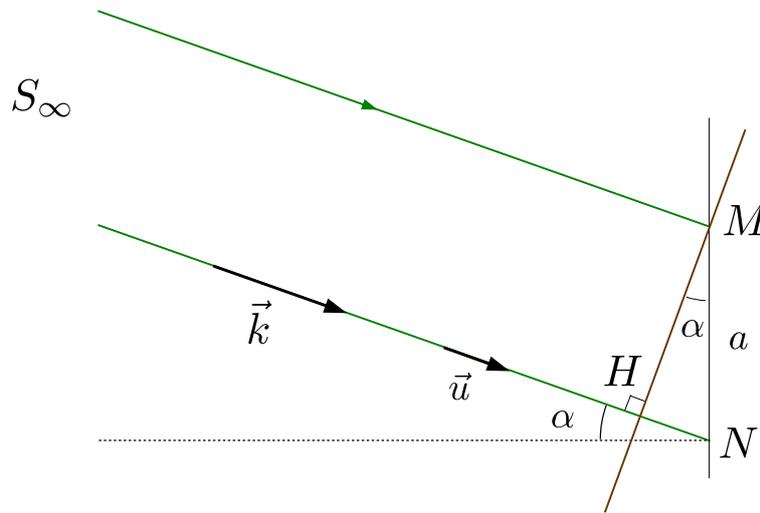
(a) On peut exprimer la vibration lumineuse au point M sous la forme

$$\underline{s}(M, t) = s_0 e^{j(\omega t - \varphi(M))}$$

Exprimer $\varphi(M)$ en fonction de \vec{k} et du vecteur position \vec{OM} . On prendra $\varphi(0) = 0$.

(b) Exprimer de même $\varphi(N)$.

(c) En déduire $\varphi(N) - \varphi(M) = \vec{k} \cdot \vec{MN}$, puis retrouver l'expression du déphasage établie à la question 2.



1. On trace la surface perpendiculaire aux rayons passant par M : d'après le théorème de Malus c'est une surface d'onde.

Elle coupe le rayon passant par N en un point H . Les points M et H appartenant à la même surface d'onde, ils vibrent en phase et se situent à égal chemin optique de la source S :

$$(SM) = (SH)$$

Ainsi

$$(SN) - (SM) = \cancel{(SH)} + (HN) - \cancel{(SM)} = (HN) = n_{\text{air}} HN = HN = a \sin \alpha$$

2. Les points M et H appartiennent à la même surface d'onde : ils ont même phase.

$$\varphi(M) = \varphi(H)$$

Ainsi

$$\varphi(N) - \varphi(M) = \varphi(N) - \varphi(H) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (HN) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{\text{air}} HN = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sin \alpha$$

3. (a) Expression de la vibration lumineuse associée à une onde plane de vecteur d'onde \vec{k} telle que $\varphi(O) = 0$:

$$\underline{s}(M, t) = s_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

ainsi : $\varphi(M) = \vec{k} \cdot \vec{r} = \vec{k} \cdot \overrightarrow{OM}$ (on a bien $\varphi(0) = 0$).

(b) De même $\varphi(N) = \vec{k} \cdot \overrightarrow{ON}$.

(c) D'où $\varphi(N) - \varphi(M) = \vec{k} \cdot (\overrightarrow{ON} - \overrightarrow{OM}) = \vec{k} \cdot \overrightarrow{MN} = \vec{k} \cdot (\overrightarrow{MH} + \overrightarrow{HN}) = \vec{k} \cdot \overrightarrow{HN}$.

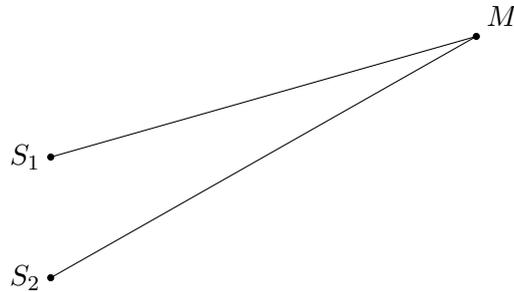
$$\varphi(N) - \varphi(M) = k \vec{u} \cdot \overrightarrow{HN} = \frac{2\pi}{\lambda} HN = \frac{2\pi}{\lambda_0} a \sin \alpha$$

car, pour $n_{\text{air}} = 1$, $\lambda = \lambda_0$.

V. Interférences à deux ondes

V.1. Nécessité d'une source unique

Pour observer des interférences lumineuses il ne suffit pas de transposer le dispositif de la cuve à ondes en prenant deux sources lumineuses ponctuelles.



En effet, dans le dispositif de la cuve à ondes les deux sources étaient dites **cohérentes**.

Deux sources sont dites **cohérentes** si elles ont **même fréquence** et si **leur déphasage est constant**.

Cette condition de cohérence est indispensable pour observer des interférences.

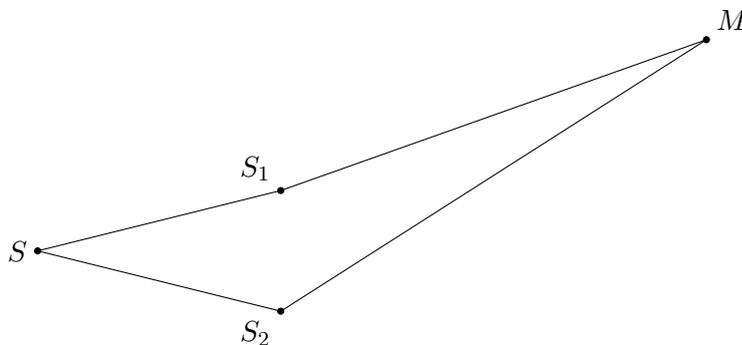
Deux sources lumineuses ponctuelles différentes émettent des trains d'ondes sur des durées de l'ordre de τ_c avec des phases totalement aléatoires.

Imaginez que dans la cuve à ondes, un des deux vibreurs cesse régulièrement d'émettre pendant une durée très courte puis qu'il réémette avec une phase totalement aléatoire à chaque fois : les franges d'interférences se déplaceraient aléatoirement et on n'observerait plus d'interférences.

Deux sources ponctuelles lumineuses indépendantes émettent de manière aléatoire : on n'observe pas d'interférences mais une simple addition des éclairissements.

Pour que S_1 et S_2 émettent de manière cohérente on utilise une source unique S et deux voies différentes pour aller de S à M : l'une passant par S_1 l'autre par S_2 . Dans ce cas le déphasage entre S_1 et S_2 est parfaitement défini :

$$\varphi(S_2) - \varphi(S_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(SS_2) - (SS_1)]$$



$$\varphi(S_1) = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda_0} (SS_1)$$

$$\varphi(S_2) = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda_0} (SS_2)$$

C'est pourquoi le dispositif des trous d'Young utilise une source unique, dont dérivent les deux sources cohérentes S_1 et S_2 .

V.2. Calcul de l'éclairement résultant

On note \underline{s} la vibration lumineuse de la source. On a

$$\underline{s}(t) = a(S)e^{i(\omega t - \varphi_S)}$$

On note $\underline{s}_1(M, t)$ la vibration lumineuse au point M correspondant au trajet SS_1M et $\underline{s}_2(M, t)$ la vibration lumineuse au point M correspondant au trajet SS_2M . On a

$$\begin{cases} \underline{s}_1(M, t) = a_1(M)e^{i(\omega t - \varphi_1(M))} \\ \underline{s}_2(M, t) = a_2(M)e^{i(\omega t - \varphi_2(M))} \end{cases}$$

avec

$$\begin{cases} \varphi_1(M) = \varphi_S + \frac{2\pi}{\lambda_0}(SS_1M) \\ \varphi_2(M) = \varphi_S + \frac{2\pi}{\lambda_0}(SS_2M) \end{cases}$$

La vibration lumineuse résultante en M vaut

$$\underline{s}(M, t) = \underline{s}_1(M, t) + \underline{s}_2(M, t) = a_1(M)e^{i(\omega t - \varphi_1(M))} + a_2(M)e^{i(\omega t - \varphi_2(M))}$$

On en déduit l'expression de l'éclairement en M

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(M) &= \frac{K}{2} \underline{s}(M, t) \underline{s}^*(M, t) \\ &= \frac{K}{2} (\underline{s}_1 + \underline{s}_2)(\underline{s}_1^* + \underline{s}_2^*) \\ &= \frac{K}{2} (\underline{s}_1 \underline{s}_1^* + \underline{s}_1 \underline{s}_2^* + \underline{s}_2 \underline{s}_1^* + \underline{s}_2 \underline{s}_2^*) \\ &= \frac{K}{2} (a_1^2(M) + a_2^2(M) + 2 \operatorname{Re}(\underline{s}_1 \underline{s}_2^*)) \end{aligned}$$

avec $\underline{s}_1 \underline{s}_2^* = a_1(M)e^{i(\omega t - \varphi_1(M))} a_2(M)e^{-i(\omega t - \varphi_2(M))} = a_1(M)a_2(M)e^{i(\varphi_2(M) - \varphi_1(M))}$.
D'où

$$\mathcal{E}(M) = \frac{K}{2} [a_1(M)^2 + a_2(M)^2 + 2a_1(M)a_2(M) \cos(\varphi_2(M) - \varphi_1(M))]$$

$$\mathcal{E}(M) = \frac{K}{2} [a_1(M)^2 + a_2(M)^2 + 2a_1(M)a_2(M) \cos \Delta\varphi(M)]$$

avec

$$\Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(SS_2M) - (SS_1M)]$$

Avec la source S_1 seule on aurait :

$$\mathcal{E}_1(M) = \frac{K}{2} s_1 s_1^* = \frac{K}{2} a_1(M)^2$$

Avec la source S_2 seule on aurait :

$$\mathcal{E}_2(M) = \frac{K}{2} s_2 s_2^* = \frac{K}{2} a_2(M)^2$$

ainsi

$$\mathcal{E}(M) = \frac{K}{2} a_1(M)^2 + \frac{K}{2} a_2(M)^2 + \frac{K}{2} 2a_1(M)a_2(M) \cos \Delta\varphi(M)$$

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + K \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_1(M)}{K}} \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_2(M)}{K}} \cos \Delta\varphi(M)$$

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + \underbrace{2\sqrt{\mathcal{E}_1(M)\mathcal{E}_2(M)} \cos \Delta\varphi(M)}_{\text{terme d'interférence}}$$

L'éclairement associé à la superposition de deux vibrations lumineuses issues de deux **sources cohérentes** S_1 et S_2 , dérivées d'une source unique S provoque en un point M un éclairement $\mathcal{E}(M)$ d'expression :

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + \underbrace{2\sqrt{\mathcal{E}_1(M)\mathcal{E}_2(M)} \cos \Delta\varphi(M)}_{\text{terme d'interférence}}$$

avec $\Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(SS_2M) - (SS_1M)]$.

- $\mathcal{E}_1(M)$ correspond à l'éclairement reçu en M lorsque seule la source S_1 est activée (ou si seule l'ouverture 1 est utilisée)
- $\mathcal{E}_2(M)$ correspond à l'éclairement reçu en M lorsque seule la source S_2 est activée (ou si une seule l'ouverture 2 est utilisée)

V.3. Étude de l'éclairement résultant

On supposera par la suite les **éclairements** $\mathcal{E}_1(M)$ et $\mathcal{E}_2(M)$ **uniformes** et donc indépendants de M . Cela revient à se placer à l'intérieur de la tâche de diffraction.

L'éclairement résultant a pour expression :

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2} \cos \Delta\varphi(M)$$

$$\text{avec } \Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(SS_2M) - (SS_1M)].$$

- L'éclairement est **maximum** lorsque **$\cos \varphi = 1$** :

$$\Delta\varphi = m 2\pi \text{ avec } m \in \mathbb{Z}$$

dans ce cas les vibrations $s_1(M, t)$ et $s_2(M, t)$ vibrent en phase.

$$\mathcal{E}_{\max} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}$$

on dit qu'il y a **interférences constructives**.

Remarque : si $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0$ alors $\mathcal{E}_{\max} = 4\mathcal{E}_0$.

- L'éclairement est **minimum** lorsque **$\cos \varphi = -1$** :

$$\Delta\varphi = \pi + m 2\pi \text{ avec } m \in \mathbb{Z}$$

dans ce cas les vibrations $s_1(M, t)$ et $s_2(M, t)$ vibrent en opposition de phase.

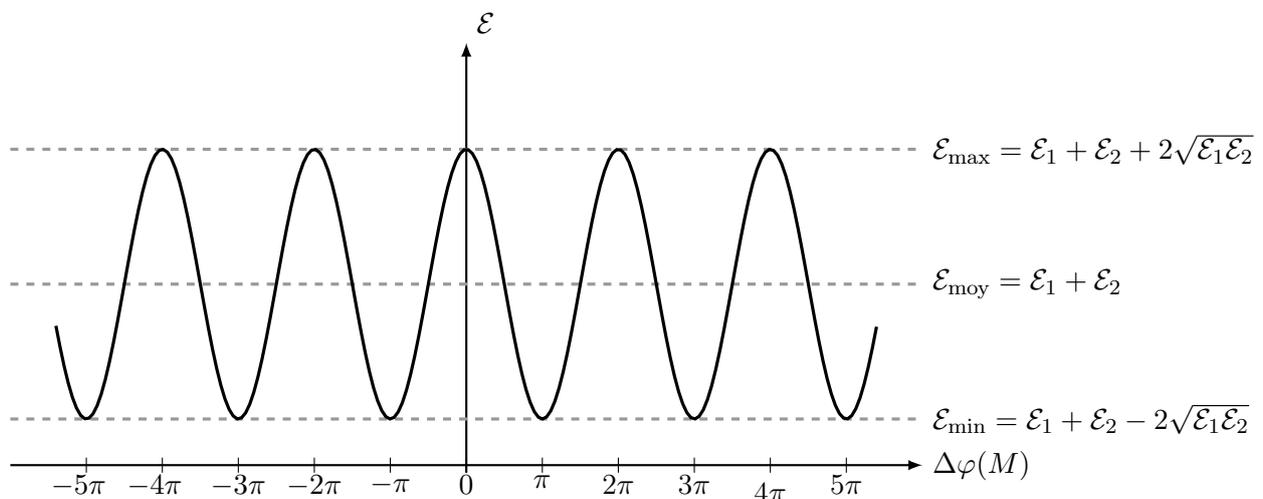
$$\mathcal{E}_{\min} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 - 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}$$

on dit qu'il y a **interférences destructives**.

Remarque : si $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0$ alors $\mathcal{E}_{\min} = 0$.

Pour visualiser l'addition de deux signaux sinusoïdaux :

<https://phyanim.sciences.univ-nantes.fr/Ondes/general/somme.php>



Variation de l'éclairement avec la différence de phase.

Contraste

On définit le contraste par

$$C = \frac{\mathcal{E}_{\max} - \mathcal{E}_{\min}}{\mathcal{E}_{\max} + \mathcal{E}_{\min}}$$

$$C = \frac{4\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}}{2(\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2)}$$

$$C = \frac{2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}}{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2}$$

$$0 \leq C \leq 1$$

Le contraste est maximum et égal à 1 lorsque $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$.

On peut ré-exprimer l'éclairement en fonction du facteur de contraste :

$$\mathcal{E}(M) = (\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2) \left(1 + \frac{2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2}}{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2} \cos \Delta\varphi(M) \right)$$

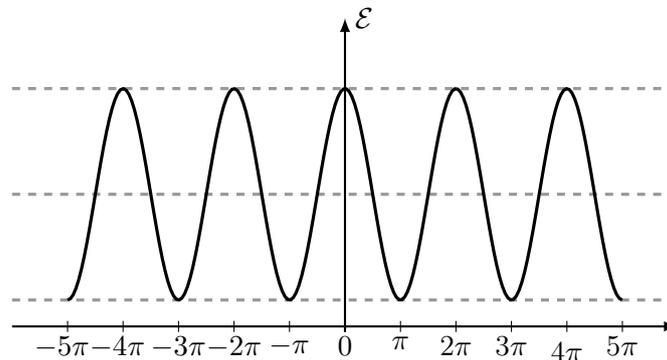
$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_{\text{moy}} [1 + C \cos \Delta\varphi(M)]$$

On alors, en posant $\mathcal{E}_{\text{moy}} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$:

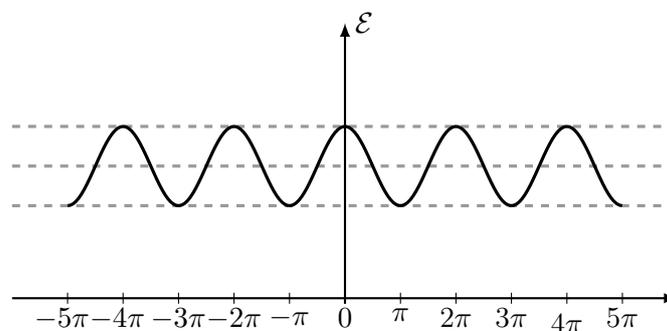
$$\mathcal{E}_{\max} = \mathcal{E}_{\text{moy}}(1 + C)$$

$$\mathcal{E}_{\min} = \mathcal{E}_{\text{moy}}(1 - C).$$

Visualisation des franges pour différents contrastes :



$$C = 0,8$$



$$C = 0,3$$

V.4. Différence de marche - Ordre d'interférence

On a raisonné jusqu'à présent avec $\Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M)$, la différence au point M entre le retard de phase de l'onde 2, $\varphi_2(M)$, et le retard de phase de l'onde 1, $\varphi_1(M)$.

$$\Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(SS_2M) - (SS_1M)]$$

La différence de phase entre deux signaux perçus en M est uniquement due à la différence de chemin optique (c'est-à-dire de temps de parcours) entre le trajet $S \rightarrow S_2 \rightarrow M$ et $S \rightarrow S_1 \rightarrow M$.

On appelle **différence de marche** au point M , notée $\delta(M)$, la différence de chemin optique entre les deux trajets :

$$\delta(M) = (SS_2M) - (SS_1M)$$

Le déphasage $\Delta\varphi$ entre les deux ondes est relié à la différence de marche par la relation :

$$\Delta\varphi(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta$$

On peut également définir une grandeur sans dimension appelée l'**ordre d'interférence**.

On définit l'**ordre d'interférence** au point M , noté p , le rapport :

$$p = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\delta}{\lambda_0}$$

Ainsi

- L'éclairement est maximum pour :

$$\Delta\varphi = m 2\pi \quad m \in \mathbb{Z}$$

$$\delta = m \lambda_0 \quad m \in \mathbb{Z}$$

$$p = m \quad m \in \mathbb{Z}$$

L'éclairement est maximum lorsque la différence de marche est un multiple entier de la longueur d'onde λ_0 et que l'ordre d'interférence est un entier.

- L'éclairement est minimum pour :

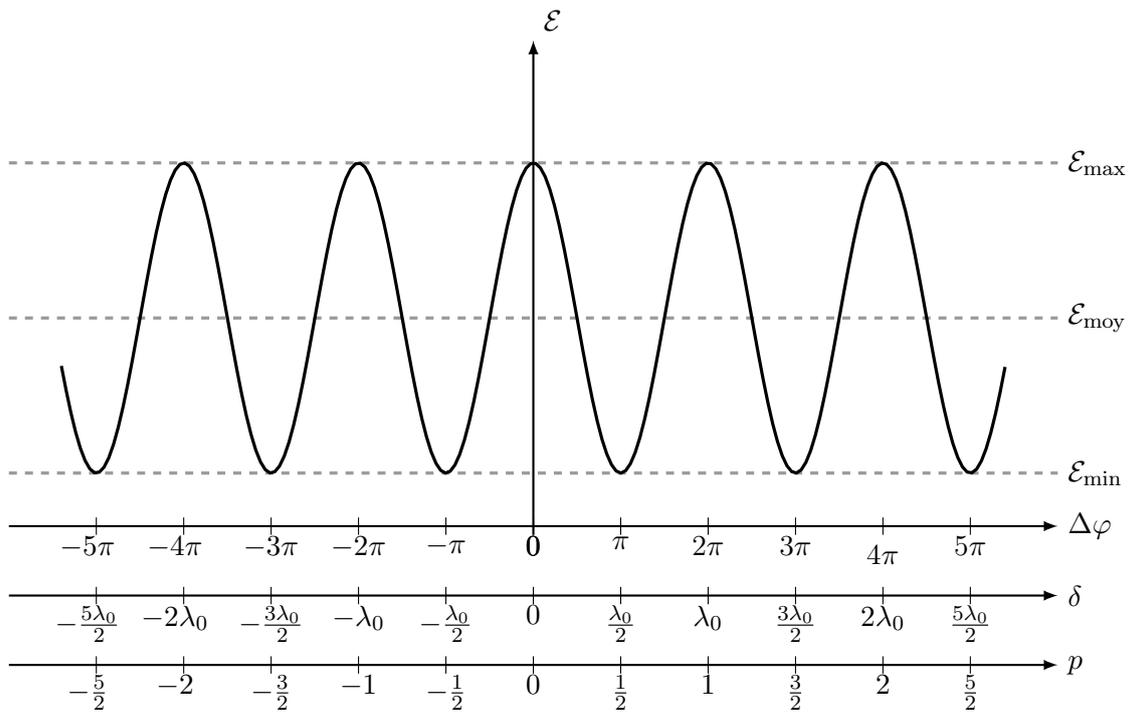
$$\Delta\varphi = \pi + m 2\pi \quad m \in \mathbb{Z}$$

$$\delta = \frac{\lambda_0}{2} + m \lambda_0 \quad m \in \mathbb{Z}$$

$$p = m + \frac{1}{2} \quad m \in \mathbb{Z}$$

La différence de marche est un multiple demi-entier de la longueur d'onde λ_0 et l'ordre d'interférence est un demi-entier $m + \frac{1}{2}$.

Remarque : Dans le cas où un déphasage supplémentaire de π apparaît par réflexion, cela revient à ajouter $\lambda_0/2$ à la différence de marche et $1/2$ à l'ordre d'interférence.



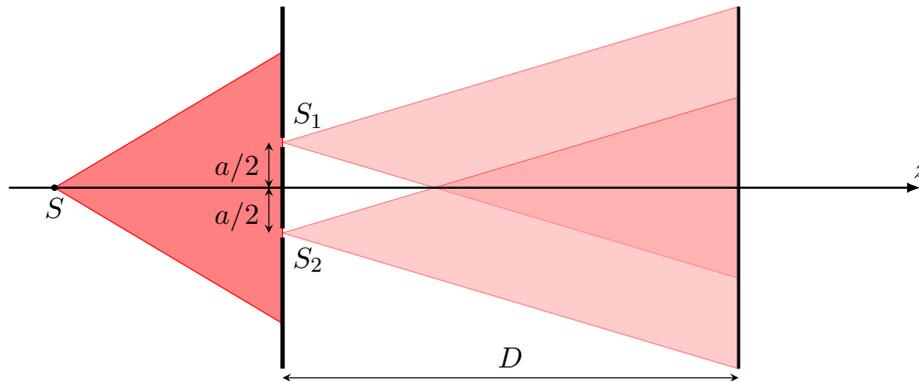
VI. Dispositif des trous d'Young

VI.1. Présentation du dispositif

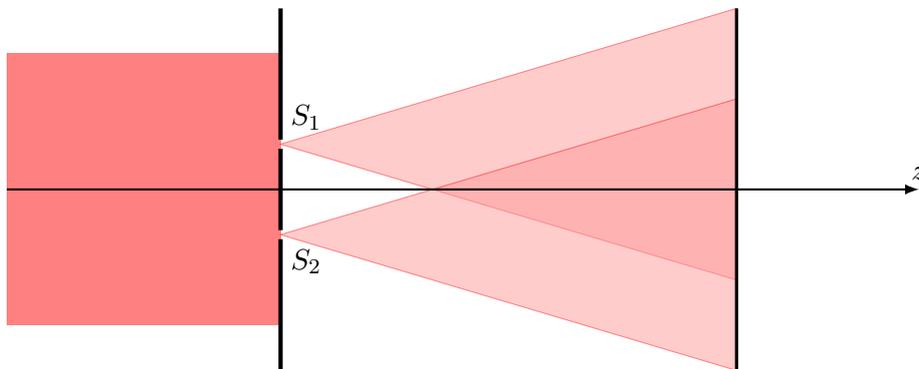
On dispose une source ponctuelle devant un écran opaque percé de deux trous circulaires S_1 et S_2 . On se place dans l'air pour lequel on considérera l'indice $n = 1$.

La source S est placée à égale distance de S_1 et S_2 . Ainsi $(SS_1) = (SS_2)$: les vibrations lumineuses en S_1 et S_2 sont donc en phase et $\delta = (SS_2M) - (SS_1M) = (S_2M) - (S_1M)$.

Le faisceau émis par S est diffracté par les deux ouvertures circulaires. La zone de recouvrement des deux faisceaux diffractés est appelée **champ d'interférence**. C'est dans cette zone qu'on peut éventuellement observer des interférences.



Si la source S est à l'infini (ou au foyer d'une lentille convergente) les ouvertures sont éclairées par une onde plane.



On note a l'écart entre S_1 et S_2 et D la distance séparant l'écran percé de l'écran d'observation.

Ordres de grandeurs : $a \simeq 1 \text{ mm}$; $D \simeq 1 \text{ m}$. On a donc $a \ll D$.

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2 + 2\sqrt{\mathcal{E}_1\mathcal{E}_2} \cos \Delta\varphi(M) \quad \text{avec} \quad \Delta\varphi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda_0}$$

Les sources secondaires S_1 et S_2 étant à égale distance de S on considérera que les amplitudes des vibrations y sont égales ($a_1 = a_2$). On prendra donc

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0$$

avec \mathcal{E}_0 l'éclairement obtenu avec une seule des deux ouvertures éclairée et supposé uniforme dans la zone réduite d'observation. Ainsi

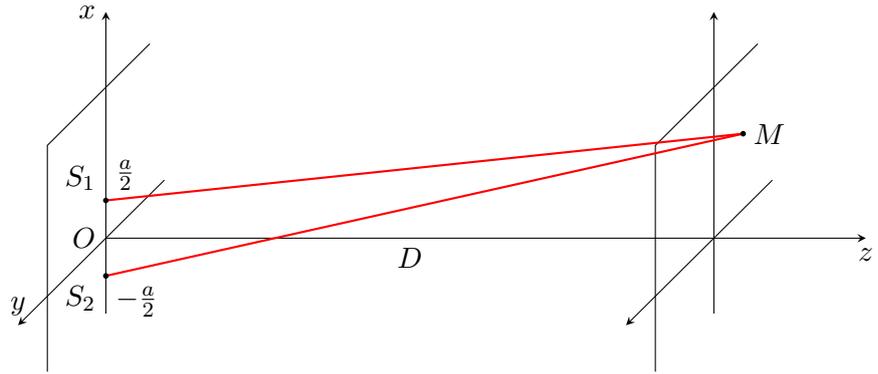
$$\text{si } \mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \quad \mathcal{E}(M) = 2\mathcal{E}_0 (1 + \cos \Delta\varphi(M))$$

VI.2. Calcul de la différence de marche

$$\begin{aligned} \delta &= (S_2M) - (S_1M) \\ &= n(S_2M - S_1M) \end{aligned}$$

Dans l'air, on prendra $n = 1$.

$$\delta = S_2M - S_1M$$



$$S_1 \begin{vmatrix} \frac{a}{2} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad S_2 \begin{vmatrix} -\frac{a}{2} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad M \begin{vmatrix} x \\ y \\ D \end{vmatrix} \quad \text{d'où} \quad \overrightarrow{S_1M} \begin{vmatrix} x - \frac{a}{2} \\ y \\ D \end{vmatrix} \quad \overrightarrow{S_2M} \begin{vmatrix} x + \frac{a}{2} \\ y \\ D \end{vmatrix}$$

$$S_1M = \|\overrightarrow{S_1M}\| = \sqrt{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 + D^2}$$

$$S_2M = \|\overrightarrow{S_2M}\| = \sqrt{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 + D^2}$$

On considère la condition $a \ll D$ remplie et on observe la figure d'interférence près de l'axe de telle sorte que $|x| \ll D$ et $|y| \ll D$.

$$S_1M = D \sqrt{1 + \underbrace{\left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \frac{y^2}{D^2}}_{\ll 1}}$$

$$S_2M = D \sqrt{1 + \underbrace{\left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \frac{y^2}{D^2}}_{\ll 1}}$$

On a, pour $\epsilon \ll 1$ $\sqrt{1 + \epsilon} \simeq 1 + \frac{\epsilon}{2}$.

$$S_1M = D \left(1 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \frac{y^2}{D^2} \right]\right) = D \left(1 + \frac{1}{2} \left[\frac{x^2 - ax + a^2/4}{D^2} + \frac{y^2}{D^2} \right]\right)$$

On en déduit directement l'expression de S_2M en remplaçant $-a$ par $+a$:

$$S_2M = D \left(1 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \frac{y^2}{D^2} \right]\right) = D \left(1 + \frac{1}{2} \left[\frac{x^2 + ax + a^2/4}{D^2} + \frac{y^2}{D^2} \right]\right)$$

ce qui permet de calculer la différence de chemin optique :

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

$$\delta = \frac{ax}{D}$$

Remarque : dans un milieu d'indice n on aurait $\delta = n \frac{ax}{D}$.

Savoir établir :

- Dans l'air (avec $n_{\text{air}} = 1$) ou dans le vide :

$$\delta = \frac{ax}{D}$$

- Dans un milieu d'indice n :

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

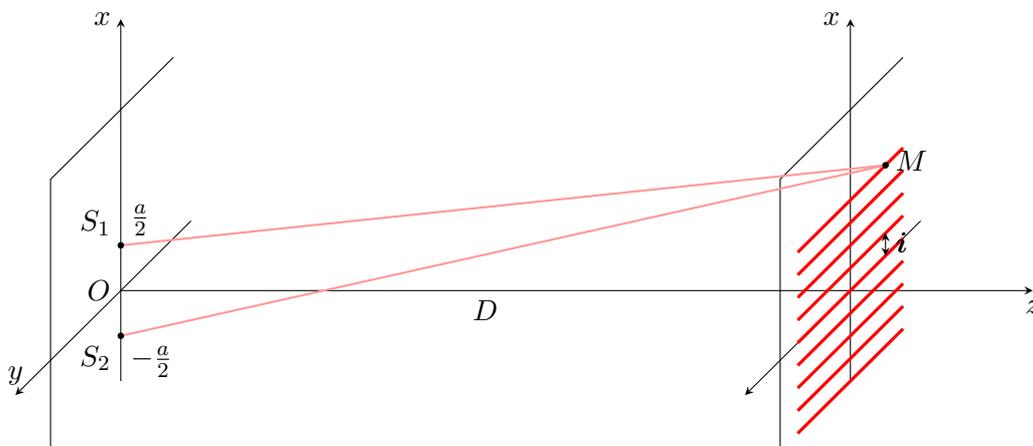
VI.3. Calcul de l'interfrange

On se place dans l'air assimilé au vide ($n_{\text{air}} = 1$). L'éclairement obtenu a pour expression :

$$\mathcal{E}(M) = 2\mathcal{E}_0 (1 + \cos \Delta\varphi(M)) \quad \text{avec} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{ax}{D}$$

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

L'éclairement ne dépend que de x : on observe donc sur l'écran une alternance de franges rectilignes sombres et brillantes, de direction perpendiculaire à l'axe S_1S_2 (si S_1S_2 est un axe vertical, les franges observées seront horizontales).



On observe des franges brillantes pour un ordre d'interférence entier :

$$p = \frac{\delta}{\lambda_0} \in \mathbb{Z}$$

donc pour des valeurs x_p de x telles que

$$p = \frac{ax_p}{\lambda_0 D} \in \mathbb{Z}$$

$$x_p = p \frac{\lambda_0 D}{a} \quad p \in \mathbb{Z}$$

Par définition l'**interfrange** est l'écart entre deux franges brillantes consécutives :

$$i = x_{p+1} - x_p = \frac{\lambda_0 D}{a}$$

Dans l'air, assimilé au vide, on observe, à grande distance de l'écran comportant les trous d'Young, des franges d'interférences rectilignes, de période spatiale i appelée **interfrange** telle que

$$i = \frac{\lambda_0 D}{a}$$

Remarque : Dans un milieu d'indice n on aurait $\delta = n \frac{ax}{D}$. On a, à l'ordre p :

$$\begin{aligned} \delta &= p\lambda_0 \\ n \frac{ax_p}{D} &= p\lambda_0 \\ x_p &= p \frac{\lambda_0 D}{na} \end{aligned}$$

qui correspond à la position d'une frange brillante pour p entier

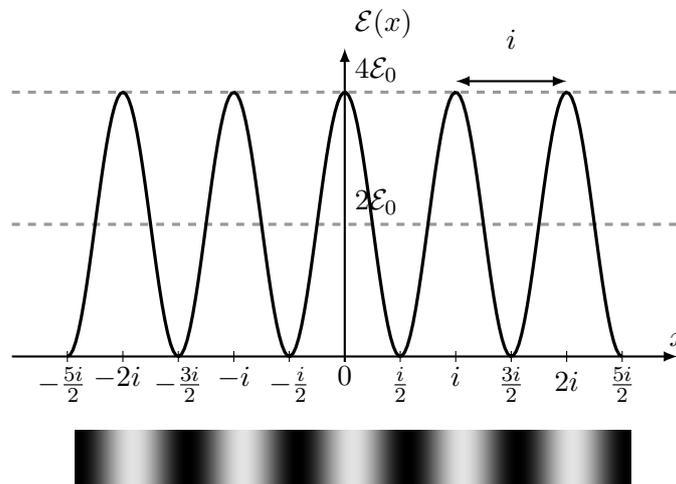
$$i = x_{p+1} - x_p = \frac{\lambda_0 D}{na} = \frac{\lambda D}{a}$$

avec $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ la longueur d'onde dans le milieu considéré.

On peut aussi établir l'expression de l'éclairement en fonction de x , dans l'air avec $n_{\text{air}} = 1$ ou dans le vide :

$$\mathcal{E}(M) = 2\mathcal{E}_0 \left(1 + \cos \left(2\pi \frac{ax}{\lambda_0 D} \right) \right) = 4\mathcal{E}_0 \cos^2 \left(\pi \frac{ax}{\lambda_0 D} \right)$$

Le contraste vaut 1.



On peut également calculer l'expression de l'interfrange à partir de $\mathcal{E}(x)$.

L'éclairement est maximum pour :

$$\cos \left(2\pi \frac{ax}{\lambda_0 D} \right) = 1$$

ce qui est vérifié pour les valeurs x_p de x telles que :

$$\begin{aligned} 2\pi \frac{ax_p}{\lambda_0 D} &= p 2\pi \quad p \in \mathbb{Z} \\ x_p &= p \frac{\lambda_0 D}{a} = p \times i \quad p \in \mathbb{Z} \end{aligned}$$

On retrouve l'interfrange $i = \frac{\lambda_0 D}{a}$ qui correspond à la période spatiale de $\mathcal{E}(x)$.

Sur les animations suivantes, on peut faire varier a et λ_0 .

- À λ_0 fixée, l'interfrange augmente quand a diminue.
- À a fixée, l'interfrange augmente quand la longueur d'onde augmente.

Sitographie

Simulation sur les fentes d'Young réalisée par l'Institut d'optique pour le centenaire de l'école :

<http://anim.institutoptique.fr/Young/>

L'équivalent sur le site de l'université du Maine

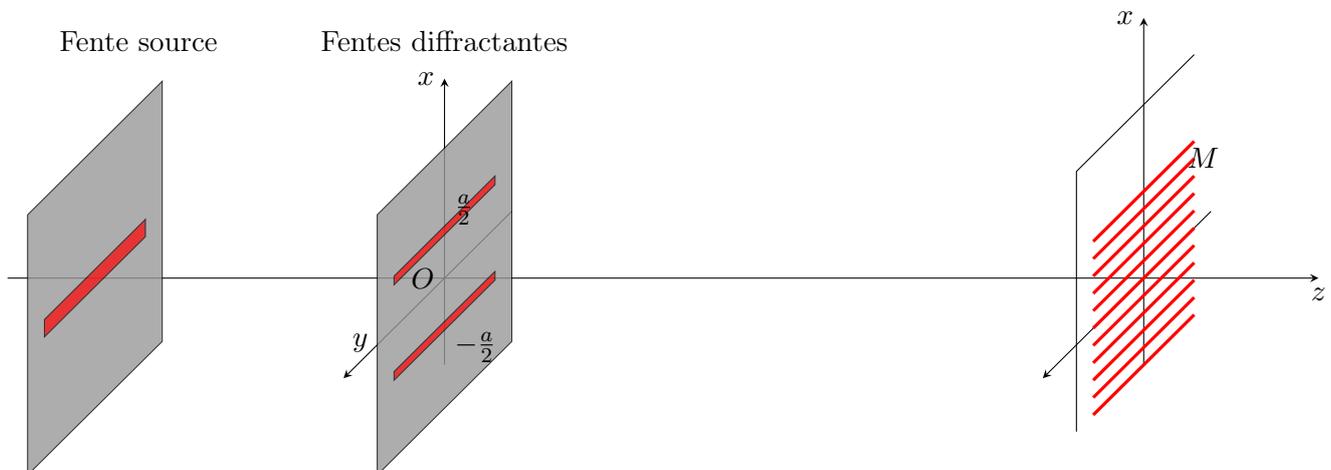
<http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiondu/young.html>

VII. Compléments

VII.1. Utilisation des fentes d'Young

Les franges d'interférences sont invariantes par translation suivant y . Si on translate S , S_1 et S_2 de la même manière suivant y , on obtient la même figure d'interférence.

Sur ce principe on réalise le dispositif des fentes d'Young : la source ponctuelle est remplacée par une fente source qui elle-même éclaire deux fentes diffractantes, distantes de a . On obtient ainsi une figure d'interférence de même interfrange i mais plus lumineuse.



Fentes d'Young Université Joseph Fourier :

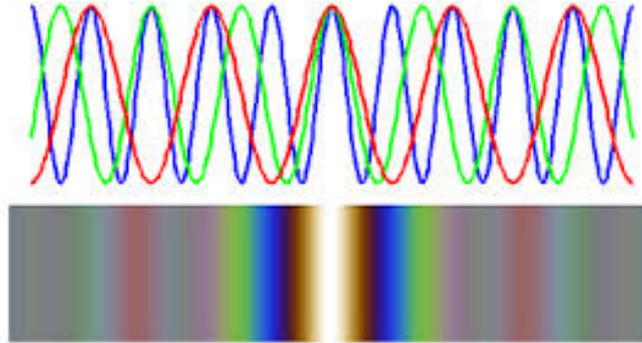
<https://www.youtube.com/watch?v=tc6V9B7YjtU>

Observer le résultat obtenu en lumière blanche.

VII.2. Interférences en lumière blanche

Deux vibrations lumineuses de fréquences donc de couleurs différentes n'interfèrent pas entre elles. Dans ce cas, les éclaircissements s'ajoutent.

L'interfrange dépend de la longueur d'onde. Si on réalise l'expérience des fentes d'Young en lumière blanche, les éclaircissements des figures d'interférence des différentes couleurs se superposent.

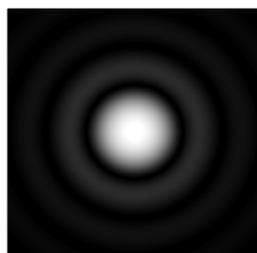


À l'exception de l'ordre 0, qui correspond à un maximum d'éclairement pour toutes les longueurs d'ondes (la frange centrale est blanche), on observe de chaque côté des décalages entre les maxima des différentes couleurs, d'où des effets d'irisation puis de brouillage.

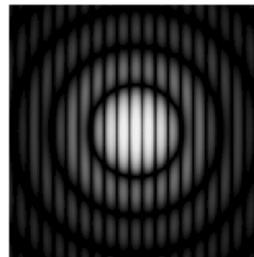
VII.3. Influence de la diffraction

C'est grâce à la diffraction que l'on obtient un champ d'interférence dans lequel on observe des franges. Une description complète du phénomène observé fait donc appel à la théorie de la diffraction.

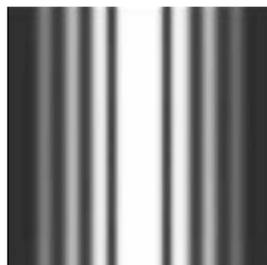
Il en ressort que la figure d'interférence observée est modulée par la figure de diffraction d'un trou (dans le cas des trous d'Young) ou d'une fente (dans le cas des fentes d'Young). L'interfrange est inchangée. Le résultat de nos calculs reste donc valable.



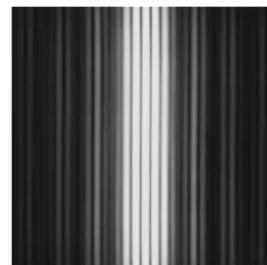
Un trou



Deux trous



Une fente



Deux fentes

VII.4. Quelques exemples d'utilisation des interférences

Interférences d'électrons :

Les particules peuvent présenter un comportement ondulatoire. C'est ainsi qu'en 1989 A.Tonomura, J. Endo, T.Matsuda et T. Kawasaki (Am. J. Phys 57 Feb 1989) ont réalisé une figure d'interférence avec des électrons. Les électrons sont détectés sur un écran fluorescent.

<https://www.youtube.com/watch?v=ZJ-OPBRuthc>

Interférences à photon unique :

Que se passe-t-il, lorsqu'on parvient à diminuer suffisamment l'intensité du faisceau lumineux de manière à ce que le dispositif soit traversé par un seul photon à la fois ? Ce type d'expérience a été réalisé au Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire de l'ENS Cachan, par l'équipe de JF Roch. On peut consulter le site :

http://www.physique.ens-cachan.fr/old/franges_photon/interference.htm

Détection des ondes gravitationnelles par interférométrie :

<https://www.youtube.com/watch?v=FXlg3cr-q44>

Détection des mouvements de terrains par interférométrie Radar :

<https://planet-terre.ens-lyon.fr/article/interferometrie-radar.xml>

Cours de terminale (ancienne filière S)

<https://www.youtube.com/watch?v=kR9MBYLG4tQ>

Casque anti-bruit

Optique ondulatoire	
Interférences	<p>Expliquer le modèle scalaire de l'onde lumineuse. Définir l'intensité lumineuse. Décrire le phénomène d'interférence à deux ondes monochromatiques dans le cas du dispositif des trous d'Young. Définir la différence de phase, la différence de marche, l'ordre d'interférence et l'intensité lumineuse en un point du champ d'interférence de deux ondes monochromatiques cohérentes. Mettre en œuvre le dispositif expérimental des trous d'Young ou des fentes d'Young</p>