

## Interférences lumineuses

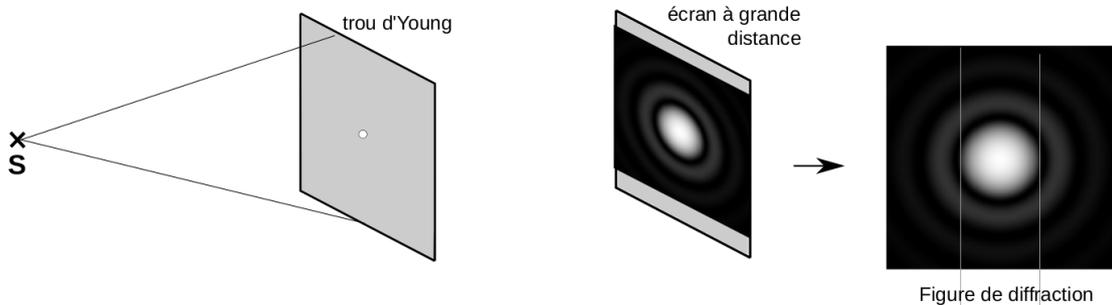
### Introduction

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, l'effet photoélectrique ne peut pas s'expliquer à partir de théorie ondulatoire. Pour l'interpréter, Einstein réintroduit en 1905 la notion de corpuscule associé à la lumière, qu'on appellera ensuite le photon.

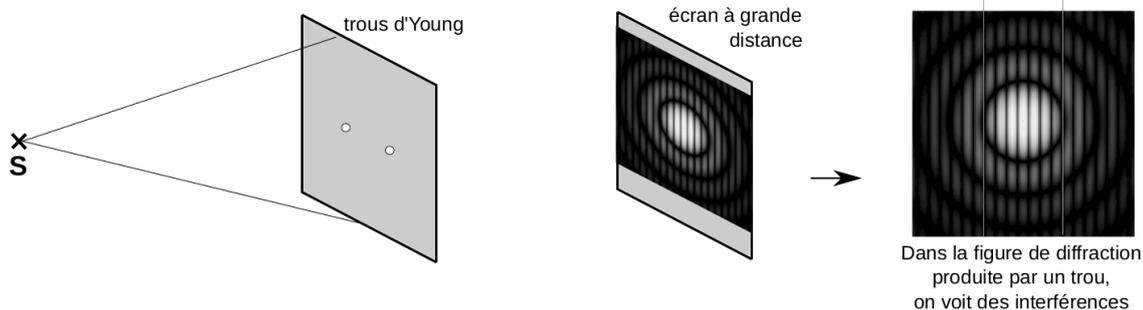
Dans ce chapitre, c'est l'aspect ondulatoire de la lumière qui intervient avec les interférences et la diffraction nécessaire à leur observation.

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 derrière <sup>1</sup> :

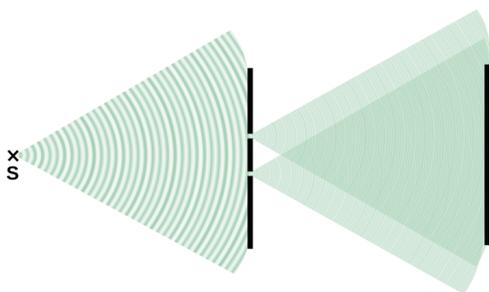
#### UN trou : diffraction



#### DEUX trous : diffraction + interférences



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



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 mieux appréhender le sujet, consulter les liens suivants :

Vidéo Veritasium (en particulier à 4min46s)

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

Sur le site de l'ENS Lyon :

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

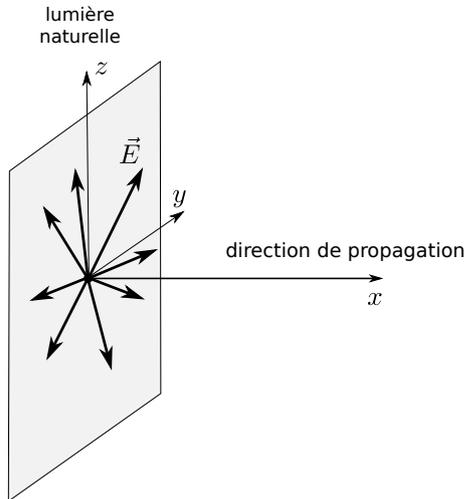
1. Figures Étienne Thibierge

## I. Modèle scalaire de la lumière

### I.1. La lumière : une onde électromagnétique

L'électromagnétisme nous apprend que la lumière fait partie des ondes électromagnétiques, caractérisées par les champs de vecteurs couplés : le champ électrique  $\vec{E}$  et le champ magnétique  $\vec{B}$ , dont la vitesse de propagation dans le vide est  $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = 3,00.10^8 \text{ m.s}^{-1}$ .

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  $\tau_c$  qui est très court comparé au temps de réponse des détecteurs optiques. 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.

### I.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.

### I.3. Indice d'un milieu

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 :

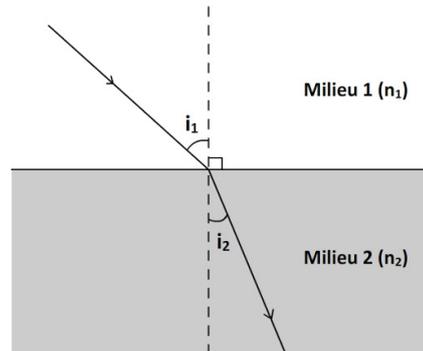
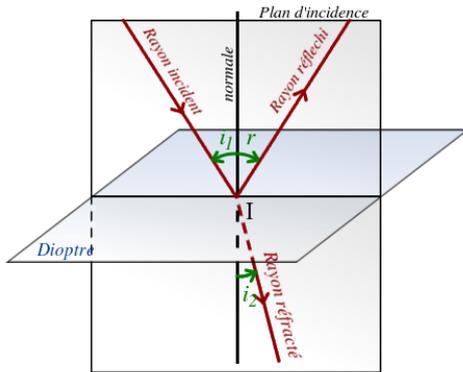
$$v = \frac{c}{n}$$

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 :



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

Si  $n_2 < n_1$  le milieu (1) est dit **moins réfringent** que le milieu (2) : 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...

### I.4. Lumière monochromatique

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

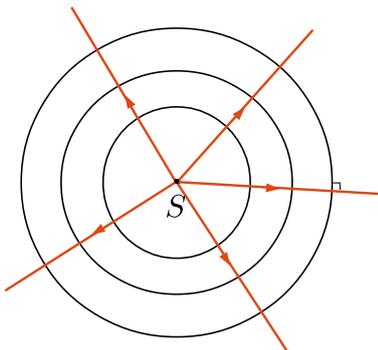
$$s(M, t) = A(M) \cos(\omega t - \varphi(M))$$

avec

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

Exemples :

- Onde sphérique



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

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

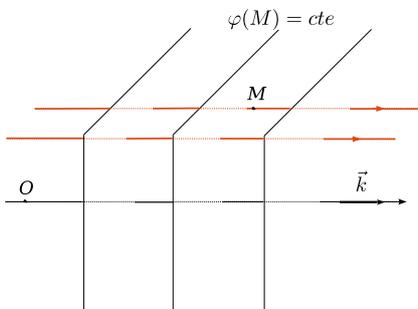
L'amplitude de l'onde décroît en  $1/r$ . C'est une conséquence de la conservation de l'énergie.

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 :

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

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  $\vec{k} \cdot \vec{r} = cte$ , 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.

On écrira, en notation complexe :

#### 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 longueur d'onde qui est modifiée.

- Longueur d'onde dans le vide :  $\lambda_0 = cT$ .
- Longueur d'onde dans un milieu THI d'indice  $n$  :  $\lambda = \dots$

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  $n$  :  $k = \dots$

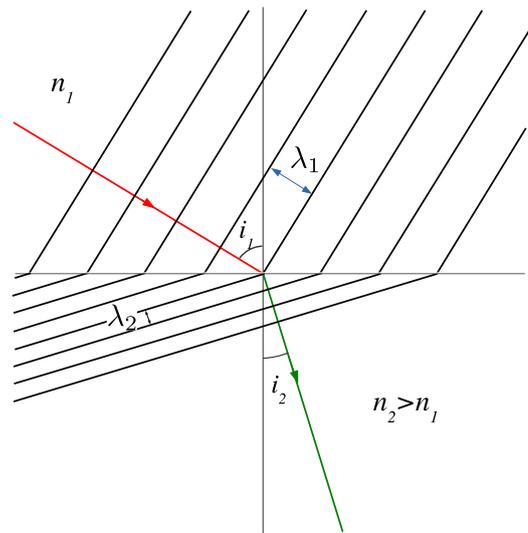
Dans un milieu d'indice  $n$ , la longueur d'onde vaut

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

avec  $\lambda_0$  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'indice 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.



## II. Éclairement (ou "intensité lumineuse")

### II.1. Détecteurs

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

Exemples :

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

Les fréquences optiques se situent au environ de  $5 \cdot 10^{14}$  Hz soit une période de  $0,2 \cdot 10^{-14}$  s =  $2 \cdot 10^{-15}$  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.

### II.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  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ).

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.

### II.3. Expression pour une vibration lumineuse monochromatique

On se place dans le cas d'une vibration monochromatique de pulsation  $\omega$ .

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

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

d'où

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

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

$$\underline{s}(M, t) =$$

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

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

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

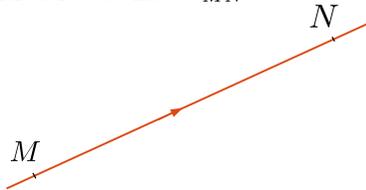
$$\mathcal{E}(M) = \frac{K}{2} \underline{s} \underline{s}^* = \frac{K}{2} A^2$$

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

### III. Déphasage entre deux points - Chemin optique

#### III.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 pris par l'onde entre  $M$  et  $N$ .

- dans le vide :  $t_{MN} = \frac{MN}{c}$ ,  $(MN) = MN$

- dans un milieu THI d'indice  $n$  :  $t_{MN} = \frac{MN}{nc}$  d'où  $(MN) = nMN$ .

**Retenir :**

Dans le vide :  $(MN) = MN$

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

#### III.2. Expression du déphasage

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

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

On a négligé la diminution éventuelle d'amplitude au cours de la propagation, à l'échelle du dispositif expérimental et pris une amplitude  $A$  constante.

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

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

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

La vibration perçue en  $N$  présente un retard de phase par rapport au signal perçu en  $M$  qui vaut

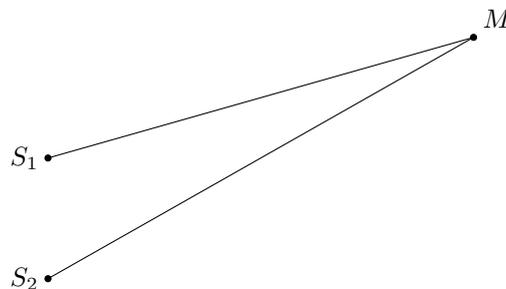
$$\omega t_{MN} = \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)$$

En notation complexe :

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

## IV. Superposition de deux ondes

Les deux trous d'Young éclairés se comportent comme deux sources ponctuelles notées  $S_1$  et  $S_2$ .



[http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve\\_tulloue/0ndes/cuve\\_0ndes/interference\\_0ndes\\_circulaires.html](http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/0ndes/cuve_0ndes/interference_0ndes_circulaires.html)

### IV.1. Calcul de l'éclairement résultant

On note  $\underline{s}_1$ , respectivement  $\underline{s}_2$ , les vibrations lumineuses en  $S_1$  et  $S_2$ . On suppose que les deux sources sont **cohérentes** : elles ont **même pulsation** et présentent un **déphasage constant**.

On a

$$\begin{cases} \underline{s}_1(S_1, t) = a_1 e^{i(\omega t - \varphi_{S_1})} \\ \underline{s}_2(S_2, t) = a_2 e^{i(\omega t - \varphi_{S_2})} \end{cases}$$

Pour deux sources cohérentes  $\Delta\varphi_S = \varphi_{S_2} - \varphi_{S_1} = cte$ .

Si de plus les deux sources sont en phase :  $\varphi_{S_1} = \varphi_{S_2}$ ,  $\Delta\varphi_S = 0$ . On dit alors que les sources sont **synchrones**. C'est en général le cas pour les trous d'Young.

On en déduit les expressions de  $\underline{s}_1(M, t)$  et  $\underline{s}_2(M, t)$ , respectivement les vibrations lumineuses émises par  $S_1$  et  $S_2$  au point  $M$  :

qu'on peut écrire sous la forme

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

avec

La vibration lumineuse résultante en  $M$  vaut

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

On peut en déduire l'expression de l'éclairement en  $M$

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

avec  $\Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(S_2 M) - (S_1 M)] + \Delta\varphi_S$

Avec la source  $S_1$  seule on aurait :

$$\mathcal{E}_1(M) =$$

Avec la source  $S_2$  seule on aurait :

$$\mathcal{E}_2(M) =$$

ainsi

$$\mathcal{E}(M) =$$

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

La superposition de deux vibrations lumineuses issues de deux sources cohérentes (même pulsation, déphasage constant) a pour 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  $\Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(S_2M) - (S_1M)] + \Delta\varphi_S$ .

- $\mathcal{E}_1(M)$  correspond à l'éclairement reçu en  $M$  avec la source  $S_1$  seule
- $\mathcal{E}_2(M)$  correspond à l'éclairement reçu en  $M$  avec la source  $S_2$  seule

Pour des sources synchrones  $\Delta\varphi_S = 0$ .

### IV.2. Étude de l'éclairement résultant

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

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

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

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**.

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

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

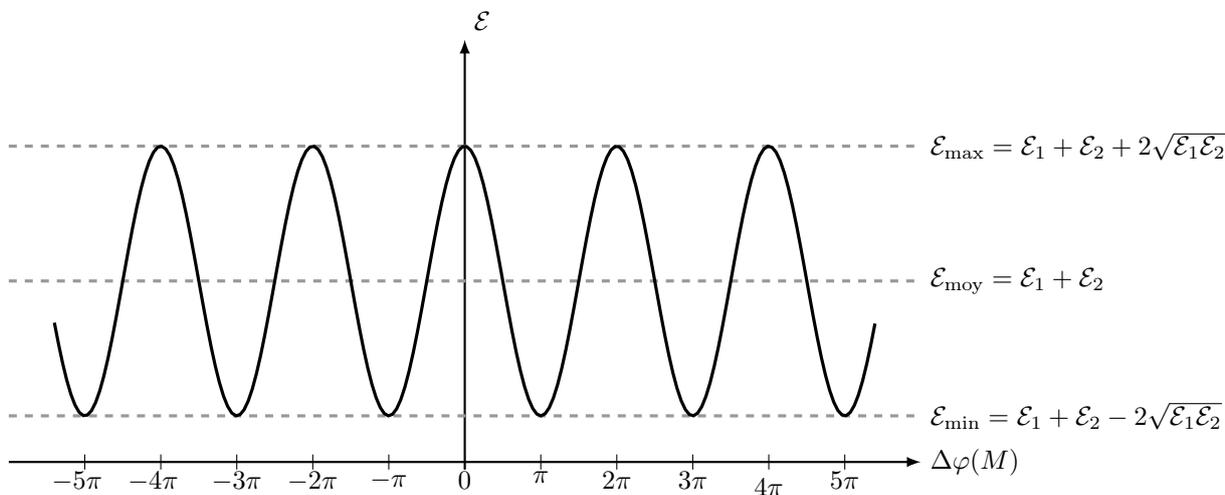
dans ce cas les vibrations  $s_1(M, t)$  et  $s_2(M, t)$  vibrent en opposition de phase.

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

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

Pour visualiser l'addition de deux signaux sinusoïdaux :

[http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve\\_tulloue/Ondes/general/somme.html](http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/Ondes/general/somme.html)



Variation de l'éclairement avec la différence de phase.

**Contraste**

On définit le contraste par

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

On peut montrer que le contraste est maximum lorsque  $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2$ .

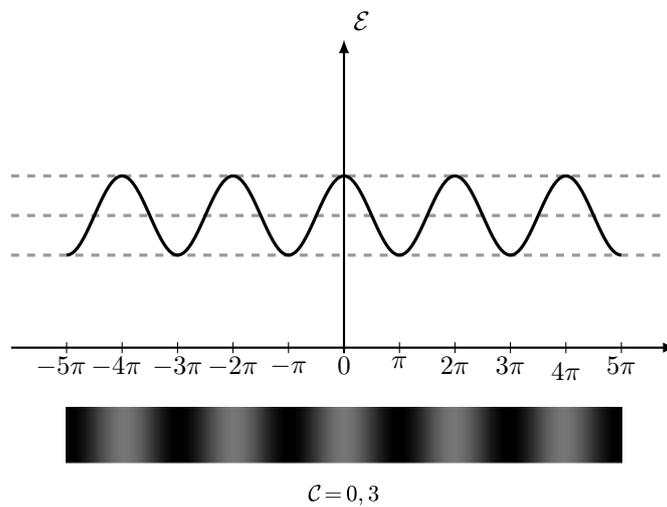
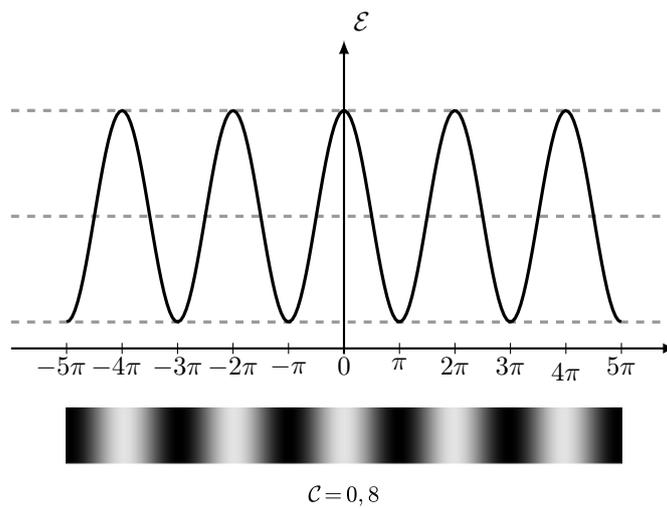
On peut ré-exprimer l'éclairement en fonction du facteur de contraste :

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

$$\mathcal{E}_{\max} =$$

$$\mathcal{E}_{\min} =$$

Visualisation des franges pour différents contrastes :



### IV.3. 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,  $\varphi_1(M)$ .

Si on se place dans le cas où les deux sources sont **synchrones** ( $\varphi_{S_1} = \varphi_{S_2}$ ,  $\Delta\varphi_S = 0$ ),  $\Delta\varphi(M)$  a pour expression :

$$\Delta\varphi(M) = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda_0} [(S_2M) - (S_1M)]$$

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  $S_2 \rightarrow M$  et  $S_1 \rightarrow M$ .

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

$$\delta(M) = (S_2M) - (S_1M)$$

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

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

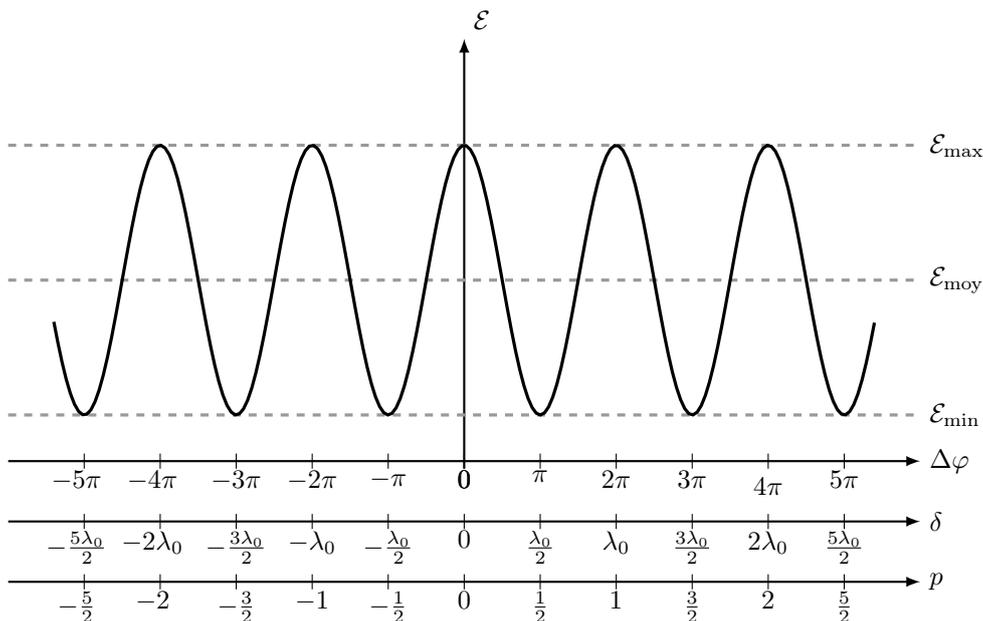
On peut également définir une grandeur sans dimension appelée, l'**ordre d'interférence**.

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 :  $\Delta\varphi = n2\pi$  ;  $\delta = n\lambda_0$  et l'ordre d'interférence  $p = n$   $n \in \mathbb{Z}$   
L'éclairement est maximum lorsque la différence de marche est un multiple entier de la longueur d'onde  $\lambda_0$  et que l'ordre d'interférence est un entier.
- L'éclairement est minimum pour  $\Delta\varphi = \pi + n2\pi$  ;  $\delta = \frac{\lambda_0}{2} + n\lambda_0$  et l'ordre d'interférence  $p = n + \frac{1}{2}$ .  
La différence de marche est un multiple demi-entier de la longueur d'onde  $\lambda_0$  et l'ordre d'interférence est un demi-entier  $n + \frac{1}{2}$ .



## V. Dispositif des trous d'Young

### V.1. Nécessité d'avoir une source unique

Si on utilise deux sources ponctuelles lumineuses différentes, on n'observera pas d'interférence car elles ne sont pas cohérentes. En effet, la différence de phase  $\Delta\varphi_S$  entre les ondes émises par deux sources lumineuses différentes varie aléatoirement au cours du temps, et donc  $\Delta\varphi$  également. Le terme d'interférence est en moyenne nul et on n'observe alors que la superposition des deux éclairissements  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ .

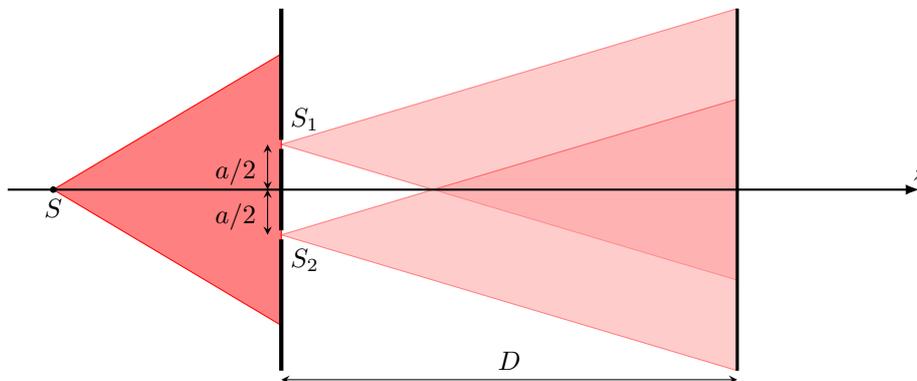
Pour observer des interférences, on n'utilise donc une source unique et deux trajets différents, l'un passant par  $S_1$  et l'autre passant par  $S_2$  pour aller de  $S$  à  $M$ .  $S_1$  et  $S_2$  sont appelées sources secondaires.

### V.2. Présentation du dispositif

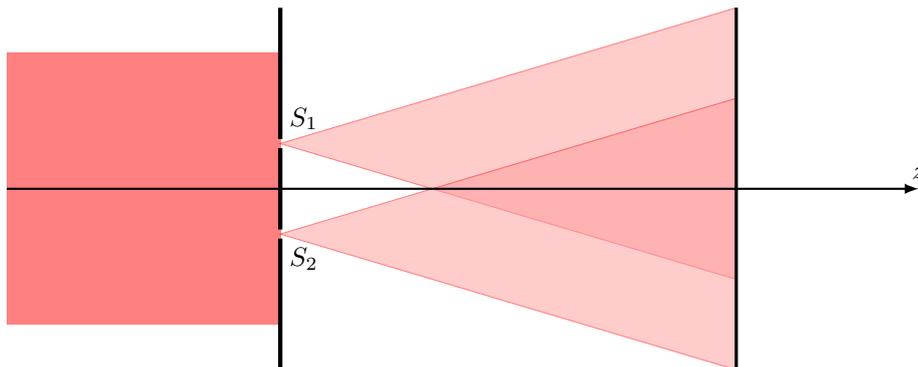
On dispose une source ponctuelle devant un écran opaque percé de deux trous circulaires  $S_1$  et  $S_2$ . On se place dans l'air pour lequel on considérera l'indice  $n = 1$ .

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 on peut considérer  $\Delta\varphi_S = 0$ .

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'éclairissement obtenu avec une seule des deux ouvertures éclairée et supposé uniforme dans la zone réduite d'observation. Ainsi

$$\mathcal{E}(M) = 2\mathcal{E}_0 (1 + \cos \Delta\varphi(M))$$

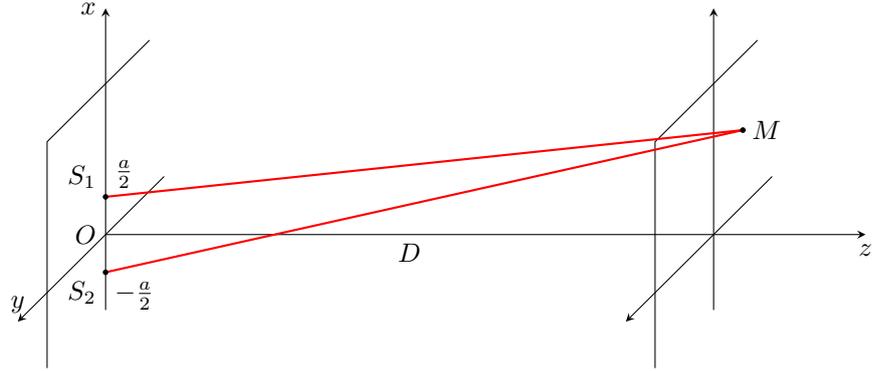
**V.3. Calcul de la différence de marche**

$$\delta = (S_2M) - (S_1M)$$

$$= n(S_2M - S_1M)$$

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

$$\delta = S_2M - S_1M$$



$S_1$        $S_2$        $M$       d'où  $\overrightarrow{S_1M}$        $\overrightarrow{S_2M}$

$$S_1M = \|\overrightarrow{S_1M}\| =$$

$$S_2M = \|\overrightarrow{S_2M}\| =$$

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  $y \ll D$ .

$$S_1M =$$

$$S_2M =$$

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

$$S_1M =$$

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

$$S_2M =$$

ce qui permet de calculer la différence de chemin optique :

$$S_2M =$$

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

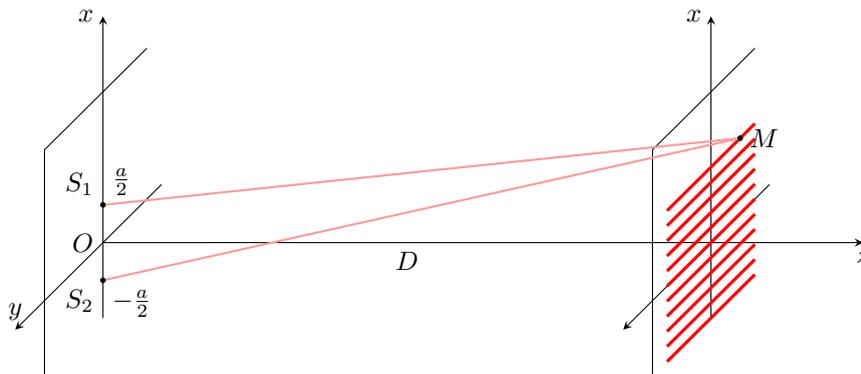
*Remarque :* dans un milieu d'indice  $n$  on aurait  $\delta = n \frac{ax}{D}$ .

### V.4. Calcul de l'interfrange

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

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

L'éclairement obtenu 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

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

$$i = x_{p+1} - x_p =$$

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  $p$  :

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

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

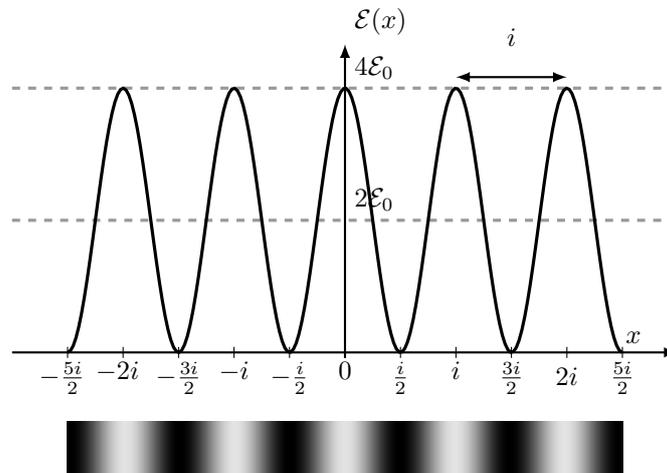
$$i = x_{p+1} - x_p = \frac{\lambda_0 D}{na} = \frac{\lambda D}{a}$$

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  $x$

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

Le contraste vaut 1.



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

L'éclairement est maximum pour :

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

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

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  $\lambda_0$ .

- À  $\lambda_0$  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

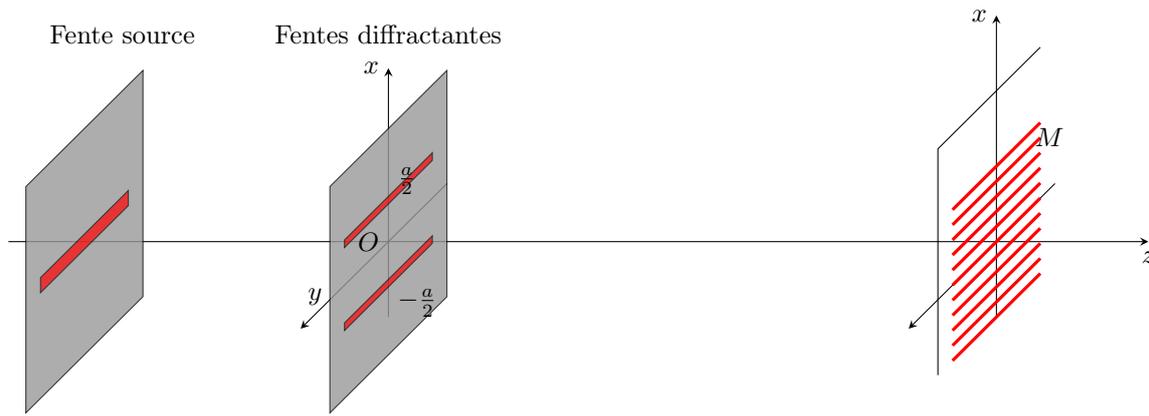
<http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/optiondu/young.html>

## VI. Compléments

### VI.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.

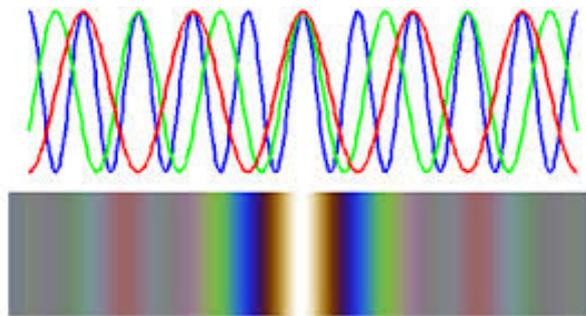
Sur ce principe on réalise le dispositif des fentes d'Young : la source ponctuelle est remplacée par une fente source qui elle-même éclaire deux fentes diffractantes, distantes de  $a$ . On obtient ainsi une figure d'interférence de même interfrange  $i$  mais plus lumineuse.



Fentes d'Young Université Joseph Fourier : <https://www.youtube.com/watch?v=tc6V9B7YjtU>  
 Observer le résultat obtenu en lumière blanche.

### VI.2. Interférences en lumière blanche

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



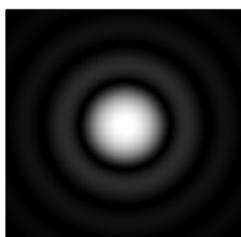
À l'exception de l'ordre 0, qui correspond à un maximum d'éclairement pour toutes les longueurs d'ondes (la frange centrale est blanche), on observe de chaque côté des décalages entre les maxima des différentes couleurs, d'où des effets d'irisation puis de brouillage.

### VI.3. Influence de la diffraction

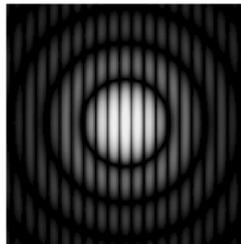
C'est grâce à la diffraction que l'on obtient un champ d'interférence dans lequel on observe des franges.

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.



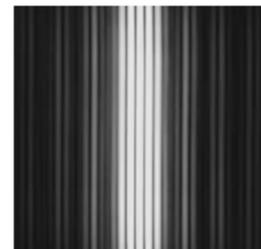
Un trou



Deux trous



Une fente



Deux fentes

## VI.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-0PBRuthc>

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](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>

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.  <b>Mettre en œuvre le dispositif expérimental des trous d'Young ou des fentes d'Young</b></p>