

## CHAPITRE EM.6 : OPTIQUE ONDULATOIRE - INTERFERENCES

Notions et contenus	Capacités exigibles
<b>11. Optique ondulatoire</b>	
Interférences	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>

Partie 11 : le dispositif des trous (ou fentes) d'Young permettra d'expliquer efficacement la modulation spatiale de l'énergie lumineuse lors d'interférences entre deux sources monochromatiques cohérentes. Aucune autre connaissance sur un autre diviseur du front d'onde n'est exigible.

### I) MODELISATION DE L'ONDE LUMINEUSE

#### A) Première approche expérimentale du phénomène d'interférences

##### 1) Rappels sur les solutions de l'équation de d'Alembert

Nous avons étudié des ondes en mécanique (**MK 7**) : propagation d'ondes transversales sur une corde tendue, ainsi qu'en électromagnétisme (**EM 5**) : propagation d'ondes électromagnétiques, les situations étudiées étant régies par une équation différentielle (équation de propagation de d'Alembert) (scalaire pour la corde, vectorielle pour les ondes électromagnétiques).

Concernant les ondes électromagnétiques, nous nous sommes restreints à l'étude des ondes planes, qui peuvent s'écrire en fonction du temps et d'une variable d'espace  $x$  (si le repère est bien choisi).

Finalement, ces différents phénomènes étaient régis par une équation de propagation dite de D'Alembert, de la forme :

$$\frac{\partial^2 s}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = 0$$

$s$  pouvant être une élongation sur une corde, une composante de champ  $\vec{E}$  ou  $\vec{B}$  et  $c$  représentant la célérité de l'onde (vitesse de phase)

Parmi les solutions de l'équation de d'Alembert, on a distingué des **ondes progressives** et des **ondes stationnaires**.

Expression pour une **onde progressive dans le sens des  $x$  croissants** :

*Espace 1*

Expression pour une **onde progressive dans le sens des  $x$  décroissants** :

Expression pour une **onde stationnaire** harmonique :



il n'y a plus de couplage entre les variables d'espace et de temps.

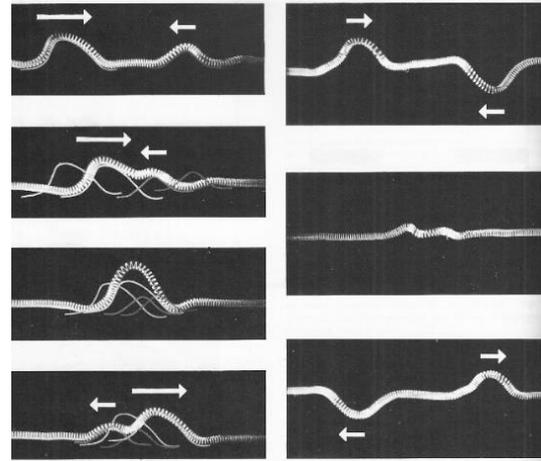
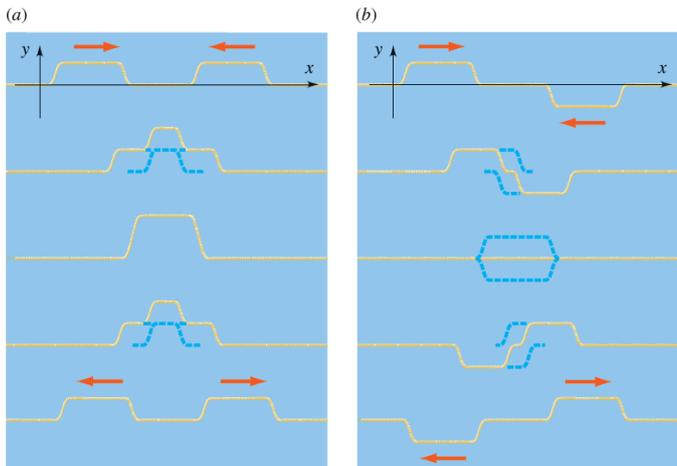
Obtention d'une onde stationnaire : Superposition de deux ondes identiques se propageant en sens opposé (cf. ondes stationnaires sur la corde fixée à une extrémité, ou la réflexion en incidence normale d'une OemPPH polarisée rectilignement sur un conducteur plan parfait).

[http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve\\_tulloue/Ondes/ondes\\_stationnaires/stationnaires.php](http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/Ondes/ondes_stationnaires/stationnaires.php)

## 2) Superposition de 2 ébranlements

### a) Exemple introductif

[http://clemspcreims.free.fr/simul\\_ostralo/croisement\\_ondes.swf](http://clemspcreims.free.fr/simul_ostralo/croisement_ondes.swf)



■ **Remarque : les deux impulsions se croisent en interférant :**

- de façon **constructive** dans le cas de figure (a) (déplacement du ressort plus grand au moment de la superposition des deux impulsions dont les déplacements sont de même signe),
- de façon **destructive** dans le cas de figure (b) (déplacement du ressort devenant nul au moment de la superposition des deux impulsions dont les déplacements sont de signes opposés).

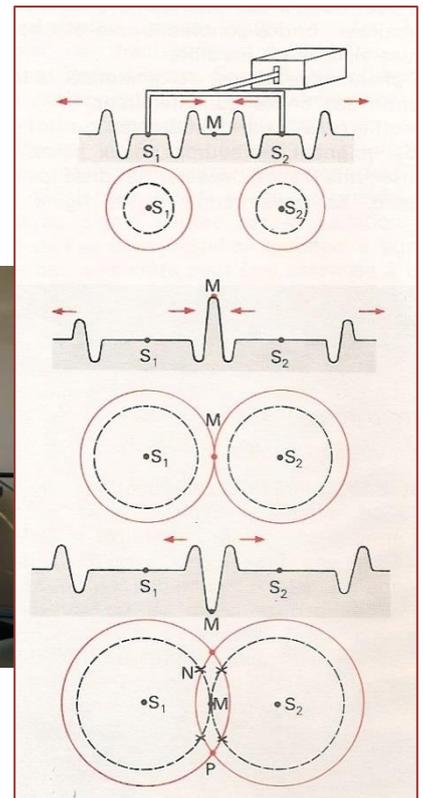
**Interférences mécaniques : mouvement + mouvement = immobilité**

### b) Observation d'interférences d'ondes mécaniques

■ **Utilisation d'une cuve à ondes (cf photo ci-contre)**

Une couche d'eau qui vient être perturbée de manière quasi ponctuelle en un ou deux points (par exemple émission d'un souffle d'air, ou déplacement d'une petite pointe venant frapper la surface de l'eau), et ce de façon sinusoïdale.

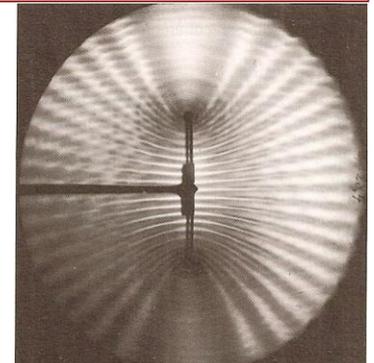
Un dispositif optique permet de visualiser sur la surface latérale de la cuve la forme des « vagues », les crêtes étant caractérisées par les zones les plus lumineuses (blanches) tandis que les creux correspondent aux zones les plus sombres. Plus l'amplitude de la vague est importante, et plus le contraste entre les creux et les crêtes sera marqué.

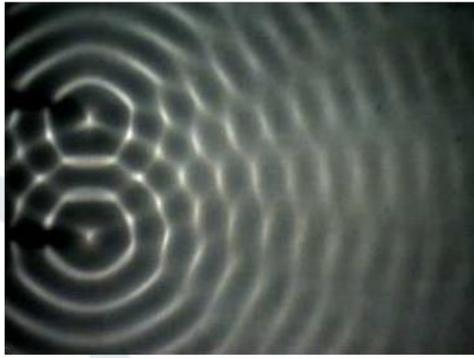


■ **simulation** <http://www.falstad.com/ripple/>  
<http://www.unamur.be/sciences/physique/udp/videos/cuve-onde.html>  
[http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve\\_tulloue/Ondes/cuve\\_ondes/interference\\_ondes\\_circulaires.html](http://www.sciences.univ-nantes.fr/sites/genevieve_tulloue/Ondes/cuve_ondes/interference_ondes_circulaires.html)

■ **Observations d'interférences en présence de deux sources :**

On observe une succession de zones de vagues de forte amplitude (très contrastées), et de zones sans mouvement (grisées) malgré les 2 ondes circulaires émises par  $S_1$  et  $S_2$ , appelées lignes ou franges d'interférences. Entre les 2 sources, elles ont une forme quasi rectiligne puis s'incurvent en s'éloignant de cette zone, avec une forme hyperbolique.





Interférences obtenues avec une cuve à ondes ...

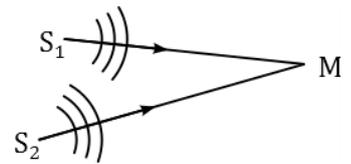


...et dans la nature, Chao Phraya River, Bangkok, Thailand, 8/20/2010

**Interférences mécaniques : mouvement + mouvement = immobilité**

### c) Ondes lumineuses

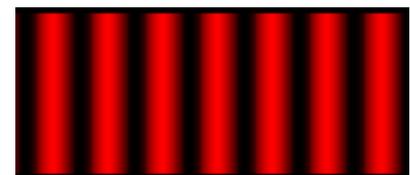
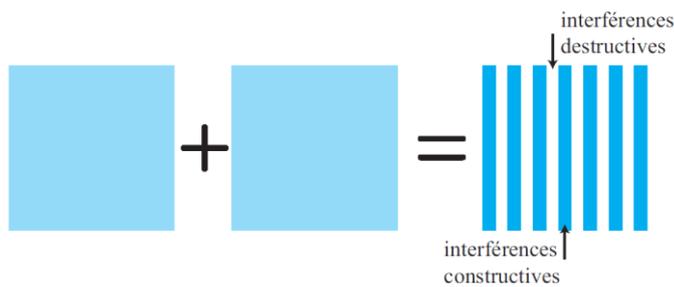
Envisageons à présent deux ondes lumineuses émises par deux sources ponctuelles  $S_1$  et  $S_2$ , arrivant en un même point  $M$ .



Le plus souvent, on obtient en  $M$  une zone très lumineuse, avec « deux fois plus de lumière ».

L'intensité lumineuse est la somme des deux intensités lumineuses de chacune des sources (cf. suite).

On observe toutefois dans certaines conditions une absence de lumière en  $M$ , correspondant à une **figure d'interférences**.



Franges d'interférences en lumière monochromatique

[https://phet.colorado.edu/sims/html/wave-interference/latest/wave-interference\\_en.html](https://phet.colorado.edu/sims/html/wave-interference/latest/wave-interference_en.html)

**interférences lumineuses : Lumière + lumière = Obscurité**

### d) Généralisation du phénomène d'interférences

<http://phet.colorado.edu/en/simulation/wave-interference> :

Un milieu parcouru par 2 ondes issues de 2 sources peut dans certaines conditions être le siège **d'interférences** ; les deux ondes peuvent en certains points :

- **annuler leurs effets** (points nodaux ou noeuds, où les propriétés du milieu ne sont pas modifiées) = **interférences destructives**,
- ou au contraire les **additionner** (ventres) = **interférences constructives**.

Ainsi, **interférences mécaniques** : mouvement + mouvement = immobilité

**interférences sonores** : bruit + bruit = silence

**interférences lumineuses** : lumière + lumière = obscurité

## B) Modèle scalaire de l'onde lumineuse

### 1) Introduction historique et nature de l'onde lumineuse

La nature ondulatoire de la lumière a fait l'objet de nombreuses controverses aux 17<sup>ème</sup> et 18<sup>ème</sup> siècle, la découverte au 19<sup>ème</sup> siècle des phénomènes d'interférences et de diffraction établissant définitivement ce comportement ondulatoire.

L'optique ondulatoire, élaborée au début du 19<sup>ème</sup> siècle, permet de décrire quantitativement ces phénomènes d'interférences et de diffraction (qui peuvent par ailleurs, comme nous venons de le voir, être observés avec tous les types d'onde) ; cette optique ondulatoire, qui repose sur un modèle scalaire, englobe les résultats de l'optique géométrique, qui apparaît comme une approximation de l'optique ondulatoire valable lorsque les longueurs d'onde des ondes sont de taille négligeable devant les dimensions des obstacles rencontrés par la lumière.

Avec sa théorie électromagnétique, Maxwell élucida la nature de l'onde lumineuse, qui constitue un cas particulier d'onde électromagnétique. L'optique ondulatoire et sa théorie scalaire apparaissent alors comme une approximation des ondes électromagnétiques, qui sont des ondes vectorielles. Nous discuterons la validité de ce modèle dans la suite du cours.

Enfin, cette description de la lumière par l'électromagnétisme de Maxwell fut complétée au 20<sup>ème</sup> siècle par la découverte des propriétés corpusculaires de la lumière, sa dualité onde-corpuscule pouvant être mise en évidence dans des expériences de type interférences photon par photon, interprétée dans le cadre de la physique quantique.

## 2) La vibration lumineuse

### a) De l'onde électromagnétique OemPPM au modèle scalaire de la lumière

Expression d'une OPPM se propageant suivant les  $x$  croissants :

$$\vec{E} = E_y \vec{u}_y + E_z \vec{u}_z = E_{oy} \cos(\omega t - kx + \varphi_y) \vec{u}_y + E_{oz} \cos(\omega t - kx + \varphi_z) \vec{u}_z$$

$$\vec{B} = B_y \vec{u}_y + B_z \vec{u}_z = B_{oy} \cos(\omega t - kx + \phi_y) \vec{u}_y + B_{oz} \cos(\omega t - kx + \phi_z) \vec{u}_z$$

Dans le cas de la lumière naturelle, la direction des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$  change de manière aléatoire au cours du temps : **la lumière naturelle est non polarisée**. Les 4 composantes de l'onde électromagnétique  $E_y, E_z, B_y, B_z$  perpendiculaires à la direction de propagation sont **équivalentes**.

Le modèle scalaire de la lumière consiste à « oublier » en quelque sorte son caractère vectoriel ( $\vec{E}, \vec{B}$ ) et lui associer directement une **onde scalaire** afin de calculer la grandeur définie comme étant l'intensité lumineuse. Cela permet des calculs beaucoup plus simples qui dans un grand nombre de situations permet d'obtenir des résultats tout à fait conformes à l'expérience.

**Remarque** : certaines expériences ne peuvent être décrites par ce modèle (expériences en lumière polarisée).

### b) Définition

#### ■ Vibration lumineuse ou amplitude lumineuse (postulat de l'approximation scalaire)

Pour une onde électromagnétique polarisée rectilignement, la vibration ou amplitude lumineuse est la grandeur  $s(M, t)$  (ou  $a(M, t)$ ) telle que :

$$s(M, t) = \vec{E}(M, t) \cdot \vec{e}_{pol}$$

où  $\vec{e}_{pol}$  est le vecteur unitaire de la direction de polarisation, orthogonal à la direction de propagation, constant puisque l'onde est polarisée rectilignement.

L'approximation scalaire consiste à postuler que cette description scalaire est suffisante pour l'étude des phénomènes associés à l'optique ondulatoire.

### c) Propriétés

La vibration lumineuse se propage dans les milieux transparents (absence de dissipation d'énergie), le long des rayons lumineux, à la vitesse  $v = \frac{c}{n}$  où  $n$  est l'indice optique du milieu

Cet indice optique est le même que celui qui intervient dans les lois de Descartes de l'optique géométrique, et la vitesse  $v$  correspond à la vitesse de propagation de l'onde ; dans le vide (et donc en bonne approximation dans l'air),  $n = 1$ .

S'il y a superposition de plusieurs ondes, on suppose qu'il y a superposition.

## ■ Théorème de superposition (postulat fondamental de l'optique ondulatoire)

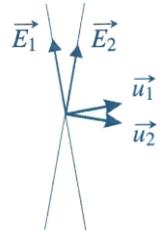
Si plusieurs vibrations scalaires  $s_i(M, t)$  se propagent simultanément dans l'espace, chacune se propage comme si elle était seule et la vibration résultante en un point M est :

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

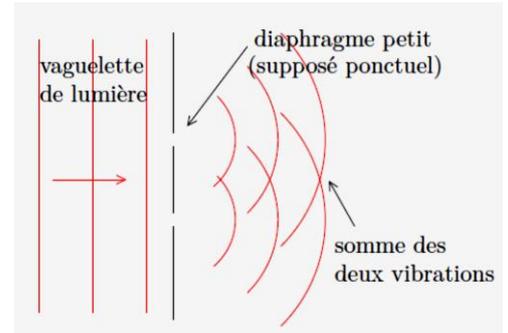
Ce théorème de superposition découle directement de la linéarité des équations de Maxwell ; cependant, en toute rigueur, il y a superposition des champs électriques, et il faut donc additionner vectoriellement les champs.

Pour que cela soit équivalent à l'addition des vibrations lumineuses scalaires, il faut que les directions de propagation  $\vec{u}_i$  des ondes lumineuses soient proches et fassent de petits angles entre elles.

Nous supposons ces conditions remplies ; nous nous contenterons d'une addition scalaire des vibrations lumineuses.



### ■ Exemple :



## d) Cas des ondes scalaires progressives monochromatiques

Pour une OPPM se propageant suivant les  $x$  croissants, on a :

$$s(M, t) = s_0(M) \cos(\omega t - kx + \phi) = s_0 \cos(\omega t - \varphi(x))$$

Pour une OPPM se propageant dans une direction quelconque, on a :

$$s(M, t) = s_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{OM} + \phi) = s_0 \cos(\omega t - \varphi(M))$$

Avec :  $s_0$  : amplitude de l'onde

$\varphi(M)$  : retard de phase. Il dépend du point M de l'espace où on considère l'onde.

### Écriture mathématique :

$$s(M, t) = s_0(M) \cos(\omega t - \varphi(M))$$

Avec  $\varphi(M) = \vec{k} \cdot \vec{OM} - \phi$  retard de phase

### Grandeurs complexes :

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

Avec  $s_0(M) = |\underline{s}(M, t)|$  et  $\Psi(M, t) = (\omega t - \varphi(M))$

### ■ Remarques :

- Dans le cas général, l'amplitude  $s_0$  et la phase  $\varphi(M)$  de l'onde scalaire peuvent dépendre du point  $M$  : il ne s'agit pas nécessairement d'une onde plane progressive,  $s_0$  peut donc varier (la conservation de la puissance électromagnétique dans le vide implique que l'amplitude de l'onde sphérique diminue en  $1/r$ ).
- $\varphi(M)$  est le **retard de l'onde** en  $M$  à l'instant  $t$  par rapport au point de référence en  $S$ . Le signe est important : si on choisit  $s(M, t) = s_0 \cos(\omega t + \varphi(M))$ ,  $\varphi(M)$  devient l'avance et tous les signes changent.

- **Onde sphérique**, en un point M à la distance  $SM = r$  de la source  $S$  :

$$s(M, t) = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t - kr + \varphi_0)$$

- **Onde plane** se propageant selon  $\vec{u}_x$ , à la distance  $x$  de la source  $S$  :

$$s(M, t) = s_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0)$$

## C) Intensité lumineuse

### 1) Définitions

#### a) Récepteurs lumineux

L'**éclairage** correspond à ce que l'on peut observer ou mesurer ; c'est une notion directement associée au récepteur lumineux considéré (œil, pellicule photo, capteur CCD, etc.), dont la taille, le temps de réponse et d'autres paramètres varient, leurs temps de réponses étant toujours très grands devant la période de l'onde lumineuse ( $T \sim 10^{-14} \text{s}$ ).

##### ■ Exemples de récepteurs d'onde lumineuse

- L'œil (cônes d'environ  $5 \mu\text{m}$ ), temps de réponse  $\tau \sim 0,1 \text{s}$
- La pellicule photo (photo argentiques) : grains photosensibles = cristaux halogénures d'argent (bromure d'argent pour les pellicules modernes), de dimensions de l'ordre de  $20 \mu\text{m}$  par grain ;
- Détecteurs électroniques (fournissant un signal électrique proportionnel à la puissance lumineuse, d'autant plus intense pour une puissance lumineuse donnée que la sensibilité de l'appareil est grande) :
- Capteur CCD (élément sensible des appareils photos numériques)<sup>1</sup> : temps de réponse  $< 10^{-2} \text{s}$ .

Récepteur	Sensibilité	Temps de réponse (s)
photodiode	$0,1 \text{ A.W}^{-1}$	$10^{-6}$
photorésistance	$100 \text{ A.W}^{-1}$	$10^{-2}$
thermopile	$1 \text{ V.W}^{-1}$	1

Ainsi, aucun capteur n'est capable de suivre les variations instantanées du champ électromagnétique, on utilise donc des capteurs tels que le signal qu'ils délivrent est proportionnel à l'énergie accumulée sur le capteur pendant une durée de l'ordre de leur temps de réponse, autrement dit à la puissance moyenne reçue pendant cette durée.

Les récepteurs lumineux sont sensibles à la **valeur moyenne** temporelle (moyenne au cours du temps, notée entre crochets) de la **puissance lumineuse** qu'ils reçoivent.

#### b) Intensité lumineuse ou éclairage

##### ■ Intensité lumineuse $I(M)$ ou éclairage $\mathcal{E}(M)$

L'**intensité lumineuse** ou l'**éclairage** correspondent à la **puissance lumineuse moyenne reçue par unité de surface** :

Pour un élément de surface  $dS$  centré sur  $M$  recevant en moyenne la puissance  $\langle d\mathcal{P}_{em} \rangle$ ,

$$\mathcal{E}(M) = I(M) = \frac{\langle d\mathcal{P}_{em} \rangle}{dS}$$

Unité :  $\text{W.m}^{-2}$

**Remarque** : En toute rigueur, l'intensité est une puissance émise par unité de surface de la source perpendiculairement à sa direction de propagation, et l'éclairage une puissance reçue par unité de surface du capteur, les deux grandeurs étant proportionnelles dans les cas usuels ; de plus, généralement seules les intensités relatives sont importantes, soit les rapports d'intensité ou d'éclairage (notamment, s'intéresser au phénomène d'interférences revient à étudier les variations relatives de l'intensité lumineuse en fonction de la position  $M$  sur l'écran). Les rapports d'intensité et d'éclairage étant rigoureusement identiques, nous utiliserons donc indifféremment l'un ou l'autre terme.

## 2) Expression de l'intensité lumineuse en fonction de la vibration

#### a) Expression générale

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la puissance transportée par une onde électromagnétique, et donc par une onde lumineuse, s'exprime comme le flux du vecteur de Poynting.

**Rappels** : puissance transportée par une onde électromagnétique à travers une surface ( $\Sigma$ ) :  $\mathcal{P}_{em} = \iint_{(\Sigma)} \vec{\Pi} \cdot \vec{dS}$

Vecteur de Poynting associé au champ électromagnétique :  $\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}$

<sup>1</sup> Il fournit pour chaque pixel de l'image les valeurs des puissances lumineuses pour les couleurs rouge, vert et bleu du système RGB. Un capteur de 12 millions de pixel est typiquement un tableau de  $4000 \times 3000$  cellules comportant chacune 4 photorécepteurs (photodiodes) et dont la taille est de l'ordre de quelques micromètres par pixel).

Pour une OPP, les champs sont liés par la relation de structure :  $\vec{B} = \frac{\vec{u}_k \wedge \vec{E}}{c} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$

On en déduit :  $\vec{\Pi} = \epsilon_0 c E^2 \vec{u}_k$  et  $\langle \|\vec{\Pi}\| \rangle = \langle \epsilon_0 c E^2 \rangle = c \epsilon_0 \langle E^2 \rangle$

Et  $\epsilon(M) = I(M) = \frac{\langle dP_{em} \rangle}{ds} = \frac{\langle \vec{n} \cdot d\vec{S} \rangle}{ds}$  ; soit finalement,  $\epsilon(M) = I(M) \propto \langle \|\vec{\Pi}\| \rangle \propto \langle E^2 \rangle \propto \langle s^2 \rangle$

### ■ Expression de l'intensité lumineuse en un point en fonction de la vibration lumineuse

$$I(M) = K \langle s^2(M, t) \rangle$$

Où  $s^2(M, t)$  carré de la vibration lumineuse et  $K$  constante.

Dans la suite du cours, pour simplifier les calculs, nous prendrons  $K = 1$ .

Pour calculer une intensité lumineuse, il faudra calculer  $s^2(M, t)$ , puis sa moyenne temporelle  $\langle s^2(M, t) \rangle$

## 3) Cas des OemPPH

Pour une onde lumineuse monochromatique de pulsation  $\omega$  (OemPPH) :

$$s(M, t) = s_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0)$$

Intensité lumineuse :

$$I(M) = \langle s^2 \rangle = \frac{1}{2} s_0^2$$

Dans le cas d'ondes OemPPH, utilisation classique des grandeurs complexes :

$$\underline{s}(M, t) = s_0 \exp(j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0))$$

Avec

$$s_0 = |\underline{s}(M, t)|$$

En notant

$$\underline{s}(M, t) = s_0 \exp(j\Psi(M, t)) \quad \text{où} \quad \Psi(M, t) = (\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0),$$

et en introduisant  $\underline{s}^*$  le complexe conjugué de  $\underline{s}$  tel que  $\underline{s}^* = s_0 \exp(-j\Psi)$

$$\underline{s} \cdot \underline{s}^* = s_0^2$$

### ■ Expression de l'intensité lumineuse à l'aide de la notation complexe

$$I(M) = \frac{1}{2} s_0^2 = \frac{1}{2} \underline{s} \cdot \underline{s}^*$$

où  $\underline{s}^*$  représente le complexe conjugué de  $\underline{s}$ .

## II) INTERFERENCES A DEUX ONDES

### A) Dispositif des trous d'Young et interférences

#### 1) Trous d'Young

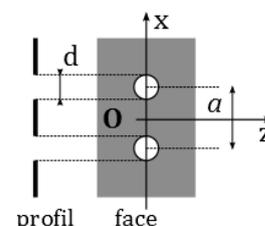
Le dispositif est constitué de deux trous très fins  $S_1$  et  $S_2$ , très proches l'un de l'autre, percés dans un écran opaque.

On note  $d$  le diamètre des trous, et  $a$  la distance entre les trous.

Les deux trous définissent l'axe  $Ox$ ,  $O$  étant le milieu de  $[S_1, S_2]$ .

Ordres de grandeur :  $d$  inférieur à  $0,1 \text{ mm}$   
 $a$  de l'ordre de  $1 \text{ mm}$

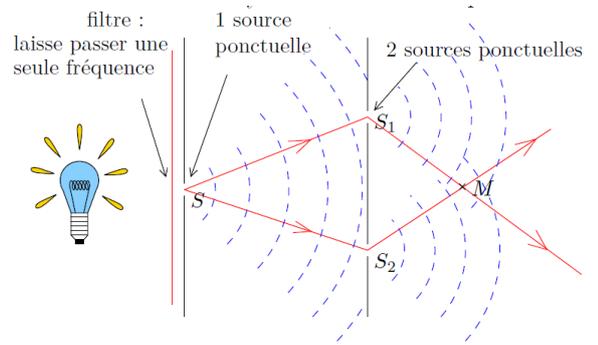
Une source de lumière monochromatique éclaire l'écran percé des deux trous, on admet que chacun d'eux se comporte alors comme une source secondaire, il y a **DIFFRACTION** de l'onde initiale (l'ouverture du faisceau diffracté est liée au diamètre  $d$  du trou, elle n'est pas étudiée dans ce cours).



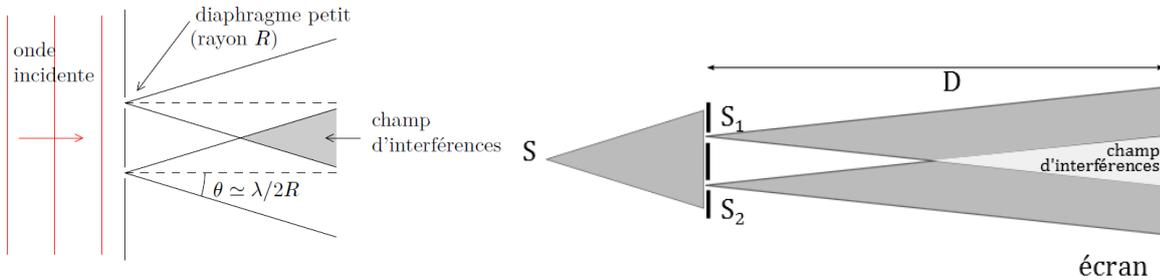
L'onde initiale donne naissance à deux ondes sphériques :

- l'une émise par  $S_1$
- l'une émise par  $S_2$

On parle d'un **DISPOSITIF A DIVISION DU FRONT D'ONDE** (à partir d'une source primaire, on sélectionne deux fragments que l'on fait diffracter pour créer deux sources secondaires qui vont avoir des propriétés particulières dites de cohérence, et vont pouvoir interférer dans leur zone commune où elles se superposent).



La zone commune aux deux faisceaux diffractés est appelée **champ d'interférences**.



**UN trou : diffraction**

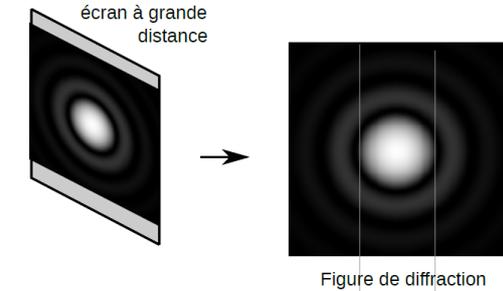
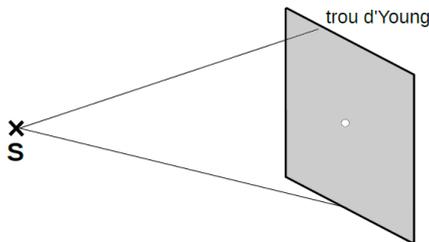
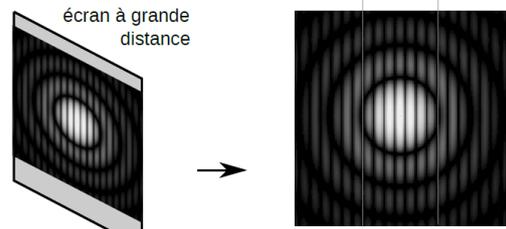
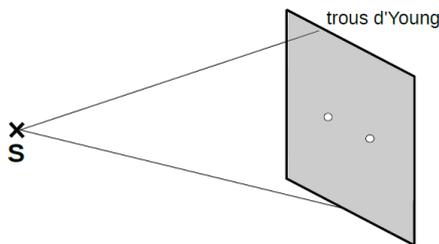


Figure de diffraction

**DEUX trous : diffraction + interférences**



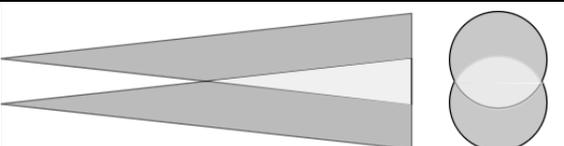
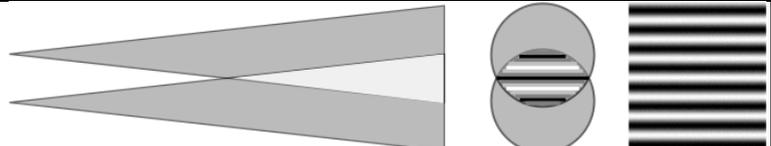
Dans la figure de diffraction produite par un trou, on voit des interférences

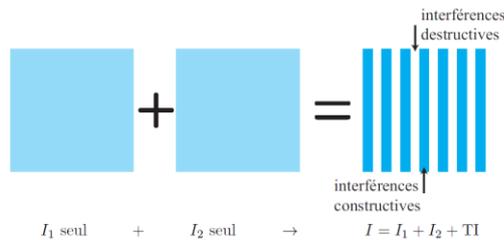
Les **interférences** sont dites **non localisées**.

L'observation se fera sur un **écran éloigné des sources** :  $D \gg a$ .

## 2) Quand parle-t-on d'interférences ?

On s'intéresse à l'intensité lumineuse en un point  $M$  du champ d'interférences, qui reçoit une onde issue de  $S_1$  et une onde issue de  $S_2$ .

Les 2 sources $S_1$ et $S_2$ sont indépendantes	Les 2 trous $S_1$ et $S_2$ sont éclairés par une même source primaire $S$ ,
$I = I_1 + I_2$	$I = I_1 + I_2 + \text{TI} \neq I_1 + I_2$
Pas d'interférences	On observe des interférences, <b>TI est le terme d'interférence</b>
	



## ■ Phénomène d'interférence – ondes qui interfèrent–

Lorsque l'intensité résultant de la superposition de deux (ou plusieurs) ondes n'est pas la somme de leurs intensités.

- **Remarque :** Pour obtenir des interférences, il est indispensable de partir d'une source unique que l'on « dédouble », ici par « division du front d'onde ». Les conditions nécessaires pour obtenir des interférences n'ont pas à être connues.

## B) Intensité résultante

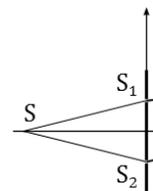
### 1) Cadre de l'étude, expressions des vibrations

#### ■ Signal émis en S

Le signal émis en S peut être écrit

$$s(S, t) = A_S \cos(\omega t)$$

avec un bon choix d'origine des dates.



#### ■ Signaux en S1 et S2

Du fait de la propagation des ondes, il y a un déphasage entre le signal émis à la source S, et celui arrivant à la source Si.

Les deux vibrations « émises » en S1 et S2 s'écrivent alors :

$$s_1(S_1, t) = A_{S1} \cos(\omega t - k(SS_1)) = A_{S1} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(SS_1)\right) = A_{S1} \cos(\omega t + \alpha_1)$$

$$s_2(S_2, t) = A_{S2} \cos(\omega t - k(SS_2)) = A_{S2} \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(SS_2)\right) = A_{S2} \cos(\omega t + \alpha_2)$$

#### ■ Remarque :

- Les deux ondes émises en S1 et S2 ont même pulsation  $\omega$  : elles sont dites **synchrones**.
- La différence de phase entre les deux ondes  $\alpha_2 - \alpha_1$  est liée aux positions de S, S1 et S2, elle est donc constante : les deux ondes sont **cohérentes**.
- Ces deux conditions sont nécessaires pour obtenir des interférences.

Nous supposons par la suite que  $SS_1 = SS_2$ , d'où  $A_{S1} = A_{S2} = A$  et  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ .

$$s_1(S_1, t) = A \cos(\omega t + \alpha) = s_2(S_1, t)$$

#### ■ Signaux issus de S1 et S2 en un point M du champ d'interférence distant des sources

On cherche à interpréter la figure d'interférence observée dans la zone d'interférences, due à la superposition des deux ondes émises par les deux sources secondaire, supposées sinusoïdales de mêmes période, amplitude et phase.

En se plaçant en un point M distant des sources, les distances parcourues  $S_1M$  et  $S_2M$  sont presque égales, ce qui permet de supposer que les ondes ont la même amplitude  $s_0$  (ondes quasi planes).

$$s_1(M, t) = s_0 \cos(\omega t - k S_1M + \alpha) = s_0 \cos(\omega t - kr_1 + \alpha), \quad \text{avec } r_1 = S_1M$$

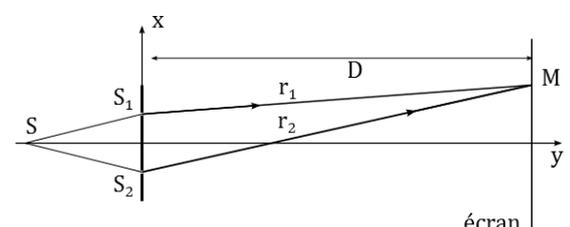
$$s_2(M, t) = s_0 \cos(\omega t - k S_2M + \alpha) = s_0 \cos(\omega t - kr_2 + \alpha),$$

avec  $r_2 = S_2M$

soit, en notation complexe :

Espace 2

$$\underline{s}_1(M, t) = s_0 \exp [j(\omega t - kr_1 + \alpha)],$$



$$\underline{s}_2(M, t) = s_0 \exp [j(\omega t - kr_2 + \alpha)],$$

Chacune des deux ondes a en  $M$  une intensité  $I_0$  :

$$I_0 = \frac{1}{2} s_0^2$$

## 2) Superposition des vibrations

### e) Calcul direct

Dans la suite, on utilise  $S_1M = r_1$  et  $S_2M = r_2$  et  $\alpha = 0$

Expression des intensités de  $S_1$  et  $S_2$  en  $M$  :

$$I_1 = \langle s_1^2 \rangle = \frac{1}{2} s_0^2 \text{ et } I_2 = \langle s_2^2 \rangle = \frac{1}{2} s_0^2 \text{ car } \langle \cos^2 f(t) \rangle = \frac{1}{2}$$

Dans la suite, on pose :  $\frac{1}{2} s_0^2 = I_0$



Expression de l'intensité résultante en  $M$  :

Attention : l'intensité est une grandeur quadratique (non linéaire), il faut impérativement travailler avec l'onde résultante

$$I = \langle s^2 \rangle = \langle (s_1 + s_2)^2 \rangle = \langle s_1^2 \rangle + \langle s_2^2 \rangle + 2\langle s_1 \cdot s_2 \rangle = I_0 + I_0 + I_{12}$$

$$I_{12} = 2\langle s_1 \cdot s_2 \rangle = 2\langle s_0^2 \cos(\omega t - kr_1) \cos(\omega t - kr_2) \rangle = 2s_0^2 \langle \cos(\omega t - kr_1) \cos(\omega t - kr_2) \rangle$$

$$\cos(A) \cdot \cos(B) = \frac{\cos(A - B) + \cos(A + B)}{2}$$

$$\text{avec } A = \omega t - kr_1 \text{ et } B = \omega t - kr_2 \quad \text{soit } A - B = k(r_2 - r_1) \text{ et } A + B = 2\omega t - (kr_1 + kr_2)$$

$$I_{12} = s_0^2 \langle \cos(-kr_1 + kr_2) + \cos(2\omega t - (kr_1 + kr_2)) \rangle = s_0^2 \langle \cos(-kr_1 + kr_2) \rangle + s_0^2 \langle \cos(2\omega t - (kr_1 + kr_2)) \rangle$$

$$\text{Or, } \langle \cos(f(t)) \rangle = 0 \text{ donc } \langle \cos(2\omega t - (kr_1 + kr_2)) \rangle = 0 \text{ et}$$

$$I_{12} = s_0^2 \cos(kr_2 - kr_1) = 2I_0 \cos(kr_2 - kr_1)$$

Finalement,

$$I = 2I_0 + 2I_0 \cos(kr_2 - kr_1) = \boxed{2I_0(1 + \cos(k(r_2 - r_1))) = I}$$

Formule fondamentale des interférences

### b) Méthode complexe

La superposition des deux ondes en  $M$  donne :

$$\underline{s}(M, t) = \underline{s}_1(M, t) + \underline{s}_2(M, t)$$

$$\underline{s}(M, t) = s_0 \exp [j(\omega t - kr_1 + \alpha)] + s_0 \exp [j(\omega t - kr_2 + \alpha)]$$

$$\underline{s}(M, t) = s_0 \exp [j(\omega t + \alpha)] (\exp (-jkr_1) + \exp (-jkr_2))$$

$$\underline{s}^*(M, t) = s_0 \exp [-j(\omega t + \alpha)] (\exp (+jkr_1) + \exp (+jkr_2))$$

L'intensité lumineuse en  $M$  est

$$I(M) = \frac{1}{2} \underline{s} \cdot \underline{s}^*$$

$$\underline{s} \cdot \underline{s}^*(M, t) = (s_0 \exp (j(\omega t + \alpha)) [\exp (-jkr_1) + \exp (-jkr_2)]) \times (s_0 \exp (-j(\omega t + \alpha)) [\exp (+jkr_1) + \exp (+jkr_2)])$$

$$\underline{s} \cdot \underline{s}^*(M, t) = s_0^2 \exp (-j(\omega t + \alpha)) \exp (j(\omega t + \alpha)) [\exp (-jkr_1) + \exp (-jkr_2)] [\exp (+jkr_1) + \exp (+jkr_2)]$$

$$\text{Avec } \exp (-j(\omega t + \alpha)) \exp (j(\omega t + \alpha)) = \exp(0) = 1$$

$$\underline{s} \cdot \underline{s}^*(M, t) = s_0^2 [\exp (-jkr_1) + \exp (-jkr_2)] [\exp (+jkr_1) + \exp (+jkr_2)]$$

$$\underline{s} \cdot \underline{s}^*(M, t) = s_0^2 [\exp(-jkr_1 + jkr_1) + \exp(-jkr_1 + jkr_2) + \exp(+jkr_1 - jkr_2) + \exp(-jkr_2 + jkr_2)]$$

$$\underline{s} \cdot \underline{s}^*(M, t) = s_0^2 [2 + \exp(jk(r_2 - r_1)) + \exp(-jk(r_2 - r_1))]$$

$$\underline{s} \cdot \underline{s}^*(M, t) = s_0^2 [2 + 2\cos(k(r_2 - r_1))]$$

**Remarque** : on pouvait également utiliser la propriété suivante :

$$|\underline{s}|^2 = |\underline{s}_1|^2 + |\underline{s}_2|^2 + 2 \operatorname{Re}(\underline{s}_1 \cdot \underline{s}_2^*)$$

Que l'on peut démontrer en effectuant le calcul suivant :

$$|\underline{s}|^2 = |\underline{s}_1 + \underline{s}_2|^2 = \underline{s} \cdot \underline{s}^* = (\underline{s}_1 + \underline{s}_2) \cdot (\underline{s}_1^* + \underline{s}_2^*) = |\underline{s}_1|^2 + |\underline{s}_2|^2 + \underline{s}_1 \cdot \underline{s}_2^* + \underline{s}_2 \cdot \underline{s}_1^*$$

avec  $\underline{z} + \underline{z}^* = 2 \operatorname{Re}(\underline{z})$  ; puis en divisant par 2 :

$$I(M) = \frac{1}{2} \underline{s} \cdot \underline{s}^* = s_0^2 [1 + \cos(k(r_2 - r_1))] \quad \text{avec } s_0^2 = 2I_0$$

### ■ Formule de Fresnel des interférences (ou formule fondamentale des interférences)

$$I(M) = 2I_0(1 + \cos(k(r_2 - r_1))) = 2I_0 \left[ 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)\right) \right]$$

### ■ Généralisation pour des signaux d'amplitudes différentes :

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(k(r_2 - r_1)) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)\right)$$

## c) Existence d'interférences

### ■ Terme d'interférence

Le terme  $2I_0 \cos(k(r_2 - r_1))$  (ou plus généralement  $2I_1 I_2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)\right)$ ), dit **terme d'interférence**, prouve que l'intensité sur l'écran n'est pas la somme des intensités de chacune des sources. Il y a interférence des deux ondes émises par  $S_1$  et  $S_2$ .

- **Intensités extrêmes** : L'intensité résultante peut varier de **0** à **4 I<sub>0</sub>**, conduisant à des zones très lumineuses (zones d'interférences constructives) et d'autres noires (zones d'interférences destructives).

## C) Franges sombres, brillantes

### 1) Différence de phase, différence de marche

#### ■ Différence de phase, différence de marche

Différence de phase en  $M$  :

$$\Delta\varphi(M) = k(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$$

Différence de marche en  $M$  :

$$\delta(M) = r_2 - r_1$$

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

Lien avec l'intensité :

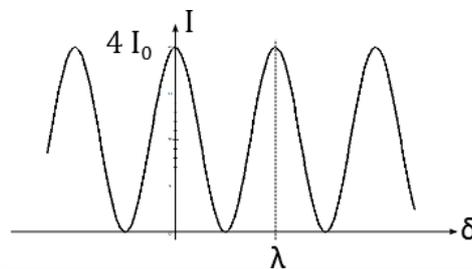
$$I(M) = 2I_0(1 + \cos(\Delta\varphi(M))) = 2I_0 \left( 1 + \cos\left(2\pi \frac{\delta}{\lambda}\right) \right)$$

$\varphi$  est non dimensionnée,  $\delta$  est homogène à une longueur.

## 2) Interférences constructives, destructives

Les surfaces d'intensité maximale sont appelées **franges claires** ou **brillantes** tandis que les surfaces d'intensité minimale sont appelées **franges sombres**.

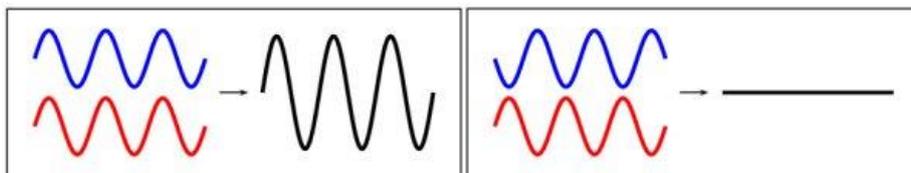
Intensité maximale (interférences constructives, franges brillantes) $I_{max} = 4I_0$	Intensité minimale (interférences destructives, franges sombres) $I_{min} = 0$
$2I_0 \left(1 + \cos\left(2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right)\right)$ maximale	$2I_0 \left(1 + \cos\left(2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right)\right)$ minimale
si $\cos\left(2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right) = 1$	si $\cos\left(2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right) = -1$
soit $2\pi\frac{\delta}{\lambda} = 0 [2\pi] = 2m\pi$	si $2\pi\frac{\delta}{\lambda} = \pi [2\pi] = (2m + 1)\pi = 2\pi\left(m + \frac{1}{2}\right)$
$\delta = m\lambda$ où $m \in \mathbb{Z}$	$\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda$ où $m \in \mathbb{Z}$



[http://www.ostralo.net/3\\_animations/swf/interferences.swf](http://www.ostralo.net/3_animations/swf/interferences.swf)

**Interférences constructives** : lorsque les ondes ont parcouru exactement le même chemin, l'intensité obtenue est maximale puisque les deux ondes s'ajoutent **en phase**. Il en va de même à chaque fois que la différence de marche  $\delta$  entre ces deux ondes est égale à un nombre entier de longueurs d'onde  $\lambda$ .

**Interférences destructives** : à chaque fois que la différence de marche sera égale à une demi-longueur d'onde, ou à un nombre impair de demi-longueurs d'onde, les ondes arrivent **en opposition de phase** et l'intensité est nulle. La situation peut paraître paradoxale puisqu'alors « lumière + lumière  $\rightarrow$  obscurité » !



Interférences **constructives** (à gauche) et **destructives** (à droite)

### ■ Ordre d'interférence

Pour repérer (ou numéroter) les franges, on définit l'**ordre d'interférence** :

$$p = \frac{\delta}{\lambda}$$

**Maximum d'intensité** :

$$\delta = m\lambda, \text{ où } m \in \mathbb{Z}$$

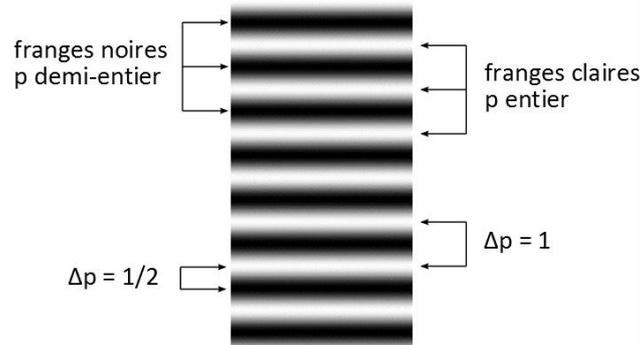
donc on obtient une **FRANGE BRILLANTE** SI  $p$  EST ENTIER ( $p = m$ ).

**Minimum d'intensité** :

$$\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda, \text{ où } m \in \mathbb{Z}$$

donc on obtient une **FRANGE SOMBRE** SI  $p$  EST DEMI-ENTIER ( $p = m + \frac{1}{2}$ ).

	frange brillante	frange noire
interférences	constructives	destructives
intensité	$I(M) = 4I_0$	$I(M) = 0$
différence de phase $\Delta\varphi$	$\Delta\varphi = 0 [2\pi] = 2m\pi \quad m \in \mathbb{Z}$	$\Delta\varphi = \pi [2\pi] = 2\pi\left(m + \frac{1}{2}\right) \quad m \in \mathbb{Z}$
différence de marche $\delta$	$\delta = m\lambda \quad m \in \mathbb{Z}$	$\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda \quad m \in \mathbb{Z}$
ordre d'interférence	$p = m \quad m \in \mathbb{Z}$	$p = m + \frac{1}{2} \quad m \in \mathbb{Z}$

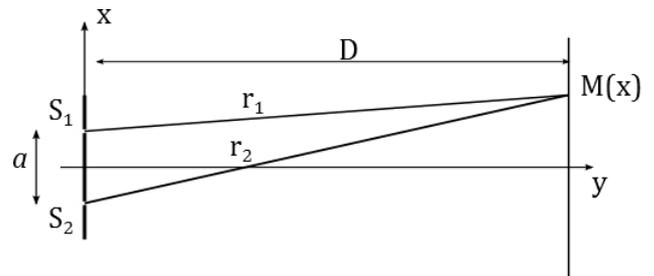


### 3) Expression de la différence de marche

On place un écran parallèle au plan percé des deux trous ;

Soit  $D$  la distance entre l'écran et  $(S_1S_2)$ .

Les deux sources ont pour coordonnées :  $S_1 \begin{vmatrix} \frac{a}{2} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}$  et  $S_2 \begin{vmatrix} -\frac{a}{2} \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix}$



Le point d'observation sur l'écran :  $M \begin{vmatrix} x \\ D \\ z \end{vmatrix}$

On cherche à évaluer  $\delta = r_2 - r_1 = S_2M - S_1M$ , sachant que la distance  $a = S_1S_2$  est très faible devant  $D$  :

$$\begin{aligned} a &\ll D \\ x &\ll D \\ z &\ll D \end{aligned}$$

$$\square r_1 = \sqrt{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + D^2 + z^2} = D \left(1 + \left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \left(\frac{z}{D}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

on effectue un développement limité à l'ordre 1 en  $\left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2$  et  $\left(\frac{z}{D}\right)^2$  :  $\left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \left(\frac{z}{D}\right)^2 = \beta \ll 1$

Avec DL1 en 0 :  $(1 + \beta)^\alpha = 1 + \alpha\beta + o(\beta)$

$$r_1 \approx D \left(1 + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \left(\frac{z}{D}\right)^2\right)\right)$$

$$\square r_2 = \sqrt{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + D^2 + z^2} = D \left(1 + \left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \left(\frac{z}{D}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}$$

on effectue un développement limité à l'ordre 1 en  $\left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2$  et  $\left(\frac{z}{D}\right)^2$  :  $\left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \left(\frac{z}{D}\right)^2 \ll 1$

$$r_2 \approx D \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \left( \frac{x + \frac{a}{2}}{D} \right)^2 + \left( \frac{z}{D} \right)^2 \right) \right)$$

$$\delta = r_2 - r_1 = D \left( 1 + \frac{1}{2} \left( \left( \frac{x + \frac{a}{2}}{D} \right)^2 + \left( \frac{z}{D} \right)^2 \right) \right) - 1 - \frac{1}{2} \left( \left( \frac{x - \frac{a}{2}}{D} \right)^2 + \left( \frac{z}{D} \right)^2 \right)$$

$$\delta = \frac{D}{2} \left( \left( \frac{x + \frac{a}{2}}{D} \right)^2 - \left( \frac{x - \frac{a}{2}}{D} \right)^2 \right) = \frac{1}{2D} \left( \left( x + \frac{a}{2} \right)^2 - \left( x - \frac{a}{2} \right)^2 \right) = \frac{1}{2D} (ax + ax)$$

D'où, finalement :

$$\delta = r_2 - r_1 = \frac{ax}{D}$$

### ■ Commentaires

⇒ La relation n'est pas à connaître par cœur. Cependant, un peu de bon sens peut vous permettre de la retrouver :

Paramètres pertinents :  $a$ ,  $x$  et  $D$ , trois longueurs ; penser à l'homogénéité.

Différence de marche nulle si  $M$  est sur la bissectrice de  $S_1S_2$ , donc si  $x = 0$ .

La différence de marche diminue si  $D$  augmente, toutes choses égales par ailleurs.

Attention à la définition de  $\delta$ , qui pourrait être  $r_1 - r_2$ , à l'orientation de l'axe des  $x$ .

⇒ Utilisation de « fentes d'Young »

La différence de marche est indépendante de  $z$  (en supposant  $D$  grande devant  $x$ ,  $a$  et  $z$ ), on obtient donc des franges rectilignes perpendiculaires au plan de la figure.

Cela permet de comprendre l'utilisation possible de fentes d'Young suivant  $z'z$  à la place des trous d'Young.

La figure obtenue sera plus lumineuse.

## D) Interfrange

### ■ Interfrange

C'est la **distance entre 2 franges successives de même nature** (deux franges sombres ou deux franges brillantes).

Entre deux franges successives identiques, l'ordre d'interférence varie de 1.

$$\Delta p = 1 = \frac{\Delta \delta}{\lambda}$$

$$\Delta \delta = \lambda$$

On cherche la distance sur le plan de l'écran entre deux points correspondant à cette différence de marche de  $\lambda$

$$\frac{a \Delta x}{D} = \lambda$$

**Expression de l'interfrange**, correspondant à  $\Delta x$  :  $i = \frac{\lambda D}{a}$

## E) Animations

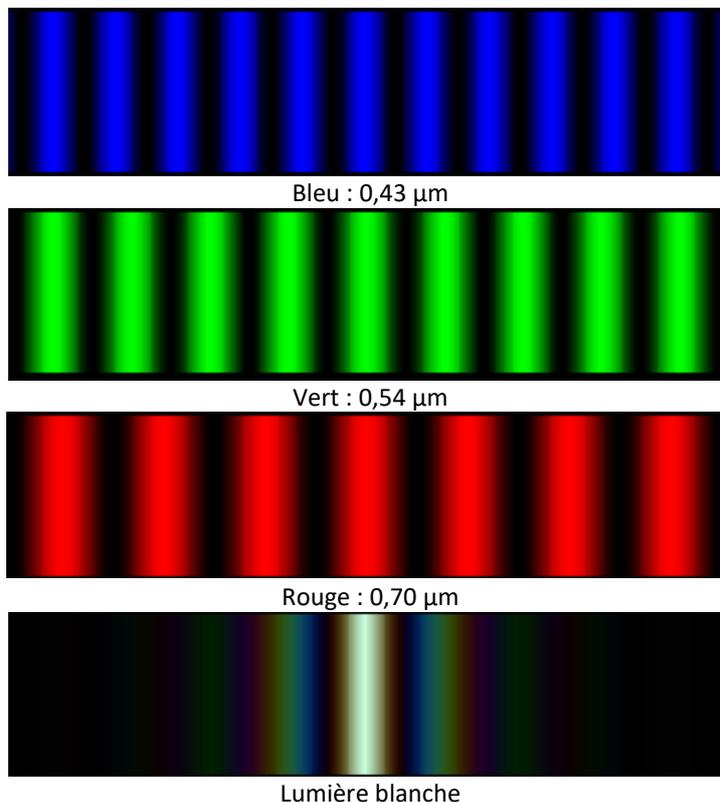
<http://anim.institutoptique.fr/Young/>

### ■ Animation idéalisée

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

(Mozilla Firefox) pour voir l'influence sur la figure d'interférences **de la longueur d'onde**

$$\lambda \nearrow \Rightarrow i \nearrow$$



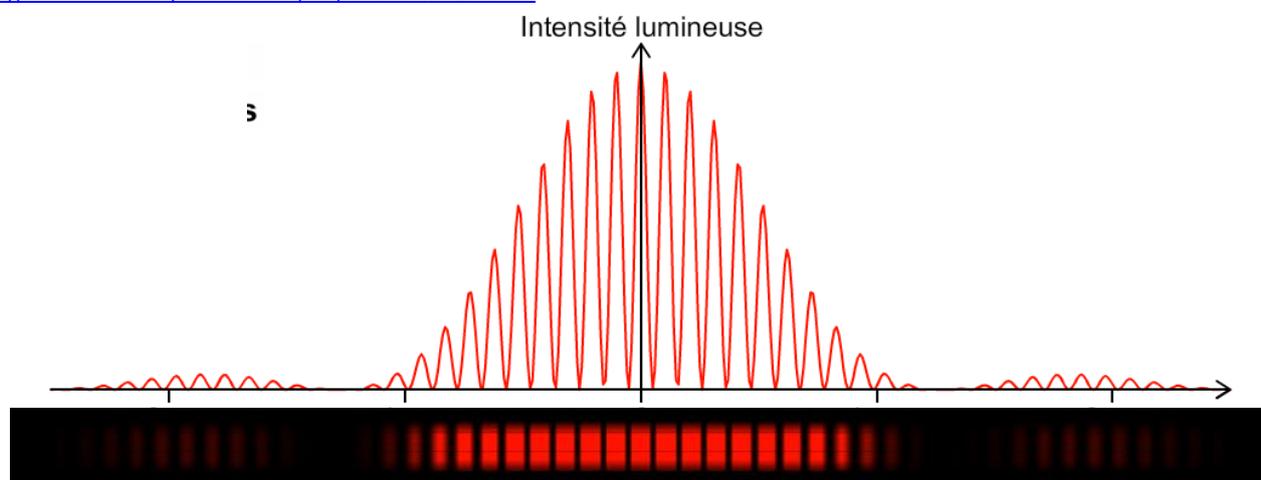
Possibilité de voir aussi l'influence sur la figure d'interférences **de la distance entre les sources**

$$a \nearrow \Rightarrow i \searrow$$

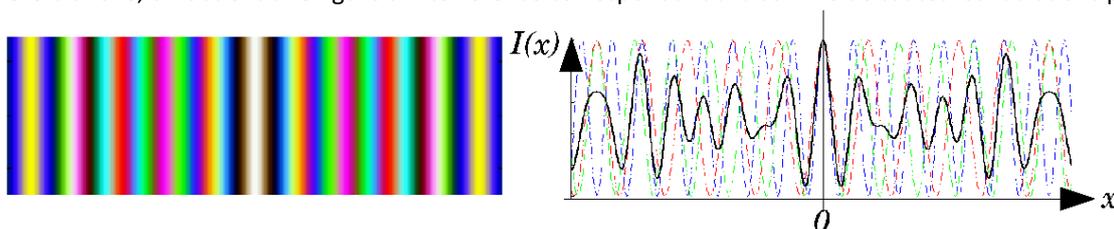
Avec les dispositifs réels, il faut tenir compte des phénomènes de diffraction liés aux dimensions des sources utilisées. La figure d'interférence est convoluée (modulée) par la figure de diffraction des fentes.

■ **Animation réaliste, tenant compte de la diffraction**

[http://www.ostralo.net/3\\_animations/swf/InterferenceLaser.swf](http://www.ostralo.net/3_animations/swf/InterferenceLaser.swf)



- **En lumière blanche**, on obtient une figure d'interférence correspondant à la somme de toutes les radiations présentes :



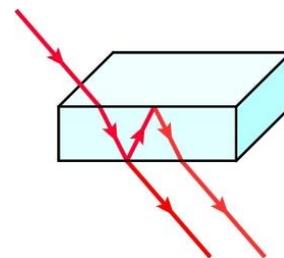
Le phénomène est observé à la surface des bulles de savon, ou avec un film d'huile sur une flaque d'eau (interférences localisées).

<https://www.youtube.com/watch?v=f7F9KhiCyWM>

## F) Quelques applications des interférences

### ■ Applications à la mesure de faibles épaisseurs

Quand des ondes lumineuses traversent une fine lame d'un matériau transparent, elles sont déphasées par les rebonds multiples et peuvent engendrer des interférences. La différence de marche est liée à l'épaisseur de la lame. Une application de ce phénomène est de pouvoir mesurer de faibles épaisseurs (lamelles) ou de faibles variations d'épaisseur (rayures/défauts).



### ■ Application à la détection des ondes gravitationnelles

« Les expériences *Virgo*, près de Pise en Italie, et LIGO, composée de deux installations sur deux sites distants aux États-Unis, ont été conçues pour détecter les vibrations de l'espace-temps dues au passage d'une onde gravitationnelle. Ces détecteurs sont des interféromètres géants : un faisceau laser est décomposé en deux sous-faisceaux, lesquels font des allers et retours dans deux tunnels perpendiculaires, longs de trois kilomètres pour *Virgo* et de quatre kilomètres pour LIGO. La configuration des installations est telle que les faisceaux se rejoignent à l'intersection des deux tunnels, où les deux ondes laser interfèrent de façon destructive.

Les maximums de l'onde d'un faisceau se superposent aux minimums de l'autre onde, et la somme donne un signal nul. Le capteur placé en aval de ce point reçoit alors un signal nul.



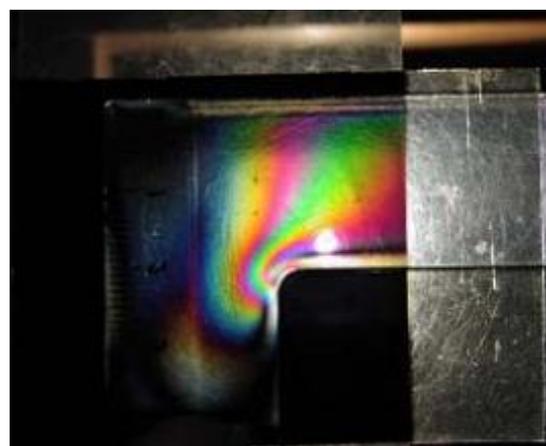
Lorsqu'une onde gravitationnelle traverse le dispositif, elle contracte et étire alternativement l'espace dans des directions perpendiculaires. Pour l'interféromètre, c'est le parcours des faisceaux qui est étiré ou contracté. Les maximums et minimums des ondes laser étant alors déphasés, l'interférence entre les deux faisceaux n'annule plus exactement le signal enregistré par le capteur.

Le principe physique du dispositif est simple, mais la mise en œuvre est un réel défi pour les chercheurs et les ingénieurs. En effet, pour une onde gravitationnelle suffisamment intense pour qu'on puisse espérer la détecter, la variation de longueur des bras de l'interféromètre est de l'ordre du milliardième de la taille d'un atome ! Les interféromètres géants sont sensibles à un changement aussi faible, mais les physiciens doivent écarter de nombreuses sources de bruit qui perturbent la mesure (l'agitation thermique des atomes à la surface des miroirs placés aux extrémités des bras de l'interféromètre, les mouvements sismiques de la Terre...) »

Source : [http://www.pourlascience.fr/ewb\\_pages/a/actu-ligo-une-detection-directe-et-historique-d-ondes-gravitationnelles-36521.php](http://www.pourlascience.fr/ewb_pages/a/actu-ligo-une-detection-directe-et-historique-d-ondes-gravitationnelles-36521.php)

### ■ Applications à la photoélasticimétrie

La combinaison des interférences avec un autre phénomène physique (biréfringence) permet de visualiser les efforts mécaniques subis par une pièce, sous la forme d'un dégradé de couleurs (photoélasticimétrie).



## A) Caractéristiques des sources lumineuses

### 1) Différents types de sources lumineuses

- ✗ **Source ou objet lumineux** : source de lumière, objet qui émet de la lumière, susceptible d'être vu.

#### a) Objets primaires ou secondaires

- ✗ **Objet primaire** : qui émet spontanément de la lumière (Ex. : soleil, flamme, lampe).
- ✗ **Objet secondaire** : diffusant de la lumière provenant d'un objet primaire (Ex. : lune, bras, feuille de papier).

#### b) Spectres des sources lumineuses

- ✗ Comme nous le verrons pour les signaux électriques et sonores, il est possible de réaliser des spectres des signaux lumineux émis par des sources de lumière.
- ✗ Les **spectres** sont obtenus via des systèmes dispersifs (prisme, réseau, gouttes d'eau) et sont étudiés par le biais de spectroscopes (cf. TP).

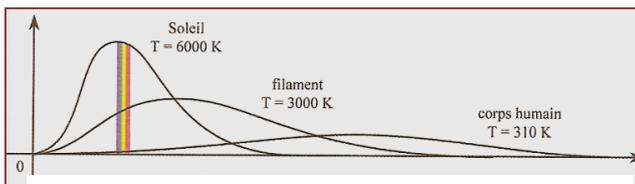
- ✗ **Lumière monochromatique** (une seule valeur de  $\lambda$ ) lumière « simple » (spectre comportant une seule raie) ;
- ✗ **Lumière polychromatique** (plusieurs valeurs de  $\lambda$ ) : lumière « complexe » (caractérisée par un spectre plus complexe).
- ✗ Cas d'une lumière polychromatique : les spectres peuvent être : **continus** (arc-en-ciel) ou **discontinus (spectres de raies)**.

### 2) Sources de lumière polychromatique

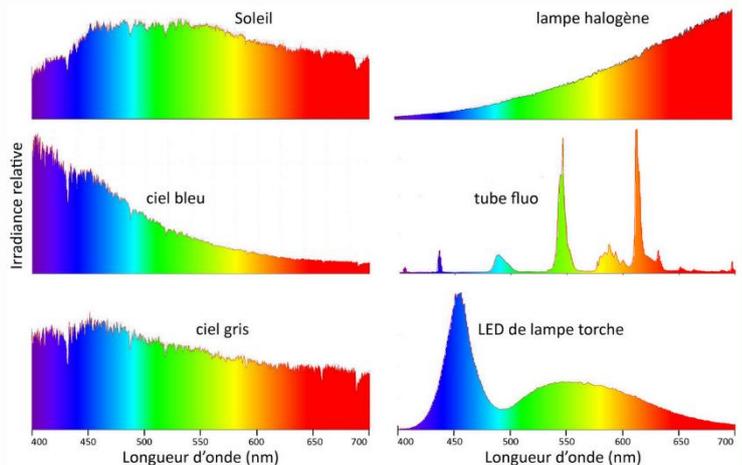
#### a) Sources de lumière blanche

- **Lumière blanche** : si elle contient une superposition continue de toutes les radiations du domaine visible (le blanc n'est donc pas une couleur) : son spectre est donc **continu polychromatique**. Elle est issue d'un rayonnement thermique<sup>2</sup>.

⊕ **Exemples** : Soleil, lampes à incandescence<sup>3</sup>.



Rayonnements du corps noir en fonction de la température



**Spectres de différentes sources de lumière blanche ;**  
source : site [www.123couleurs.fr](http://www.123couleurs.fr)

📄 **Simulation** : [http://www.ostralo.net/3\\_animations/swf/spectres\\_temperature.swf](http://www.ostralo.net/3_animations/swf/spectres_temperature.swf)

<sup>2</sup> **Rayonnement thermique** : de très nombreux corps (tungstène, carbone...) ont la propriété d'émettre de la lumière (visible ou non) lorsqu'ils sont portés à une haute température  $T$  (**théorie du corps noir** de Planck : la puissance totale rayonnée est proportionnelle à  $T^4$ , et le maximum d'intensité correspond à une longueur d'onde d'autant plus faible que la température est élevée).

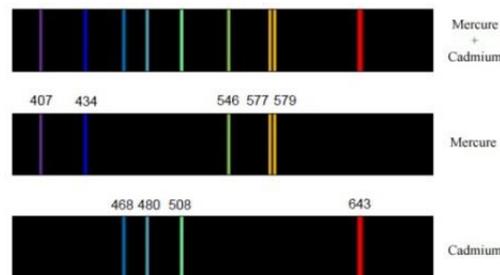
<sup>3</sup> **Lampes à incandescence** (ou à filament incandescent) : Lampes basées sur le rayonnement thermique, qui correspondent à l'éclairage domestique depuis la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle : le passage du courant dans le filament fin produit par effet Joule un échauffement jusqu'à l'incandescence. Leur spectre est continu et couvre l'ensemble du domaine visible, l'œil voit de la lumière blanche.

- **Lampes classiques** : mélange gazeux dans l'ampoule inerte (argon-diazote, krypton-diazote),  $T \approx 2900$  K, le maximum d'émission a lieu dans l'IR, d'où des pertes importantes et un rendement faible, et une lumière plutôt jaune. Pour se décaler dans le visible il faudrait augmenter la température mais le tungstène du filament se sublimerait (transition solide / gaz).
- **Lampes halogènes** : l'atmosphère n'est plus inerte mais contient un gaz ( $Br_2$ ,  $I_2$ , ou dérivés organiques iodés ou bromés) permettant la régénération du filament qui se sublime moins vite et permet une plus grande longévité de l'ampoule, tout en permettant d'atteindre une température plus élevée, ce qui permet un meilleur rendement et une lumière plus blanche, mais il faut alors remplacer le verre de l'ampoule par du quartz plus résistant à la chaleur.
- **Soleil** :  $T = 5800$ K, le spectre est quasi centré sur le domaine de longueurs d'onde du visible.

## b) Sources à spectre discontinu

- **Lampes spectrales** à vapeur métallique<sup>4</sup> : émettent un **spectre de raies** caractéristiques des atomes qu'elles contiennent.

**Exemples** : lampe au sodium : 2 longueurs d'onde dans le jaune (doublet jaune du sodium 589,0 et 589,6 nm)), lampe au mercure : essentiellement 5 longueurs d'onde (405 nm, 436 nm, 546 nm, 577 nm, 579 nm, 615 nm violet, bleu, vert et jaune).

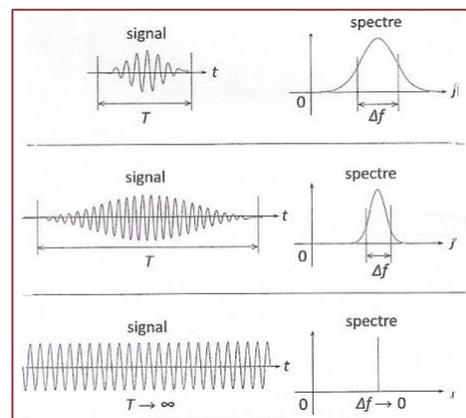


## 4) Sources de lumière monochromatique

### a) Modèle de source monochromatique

**Lumière idéalement monochromatique** : l'onde serait une sinusoïde parfaite et ce sur une longueur infinie<sup>5</sup>.

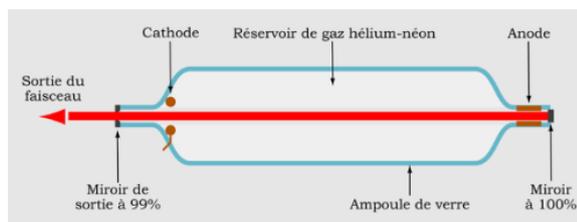
- **Source monochromatique** : modèle théorique, les sources réelles sont toujours composées d'une combinaison de sources monochromatiques.



### b) Réalisation pratique : les sources Laser

Les sources Laser constituent une bonne approximation de source lumineuse monochromatique.

- **Source Laser<sup>6</sup>** (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) :



**Caractéristiques d'un laser :**

- raie spectrale unique beaucoup plus fine qu'une raie de lampe spectrale,
- faisceau laser très peu divergent, produisant un éclairement très élevé.



Spectre d'un Laser

- ⊕ **Remarque** : de par ses caractéristiques, le faisceau Laser est dangereux pour l'œil.

## B) Phénomène de diffraction

### 1) Généralités sur le phénomène

Film : <http://www.unamur.be/sciences/physique/udp/videos/cuve-onde.html>

Le phénomène de **diffraction** caractérise tous les types d'ondes lorsque celles-ci rencontrent un **obstacle** (ouverture qui laisse passer une partie de l'onde, objet opaque que les ondes « contournent » partiellement).

Pour une longueur d'onde donnée, ce phénomène de diffraction est d'autant plus marqué que la dimension de l'obstacle ou de l'ouverture est plus petite. Cependant la diffraction n'affecte ni la fréquence, ni la célérité, ni la longueur d'onde.

<sup>4</sup> Tubes remplis de vapeur (en général mercure ou sodium, parfois cadmium, sous basse ( $10^2$ - $10^3$  Pa) ou haute P) dans lesquels on place 2 électrodes. Au départ (amorçage) on fournit une haute tension qui engendre une décharge provoquant une excitation (dite non radiative) des atomes ; puis en régime stationnaire (lampe chaude : la lumière émise est due à la désexcitation des atomes par passage d'un niveau d'énergie à un niveau d'énergie plus bas, et on obtient des spectres de raies caractéristiques des éléments chimiques utilisés comportant uniquement  $\lambda$  tq  $\Delta E = \frac{hc}{\lambda}$  ;  $\Delta E$  = différence d'énergie entre les 2 niveaux).

<sup>5</sup> Une bonne lampe à décharge de laboratoire a une longueur de cohérence de quelques millimètres seulement, tandis que certains lasers spéciaux ont des longueurs de cohérence de plusieurs dizaines de kilomètres.

<sup>6</sup> contient des atomes excités en grand nombre, qui se dés excitent de manière synchronisée dans une cavité résonante (2 miroirs se faisant face en général)

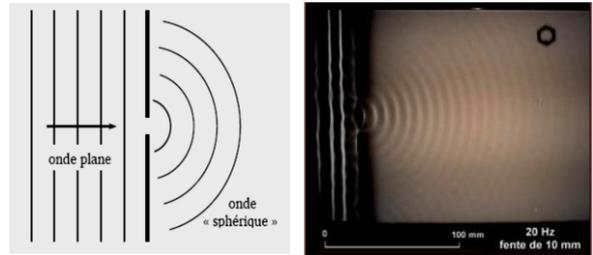
## 2) Exemples de diffraction

### a) Diffraction d'ondes mécaniques

Dans la nature :



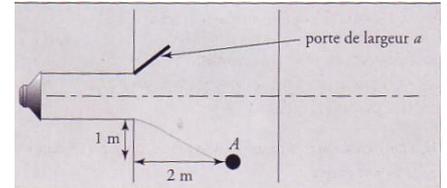
Au laboratoire : cuve à ondes



### b) Diffraction d'ondes sonores

Le son se propage couramment par diffraction (on entend un son sans forcément être face à la source qui l'émet).

Lorsqu'une onde sonore arrive à proximité d'un obstacle, elle va le contourner : l'arête de l'obstacle devient le centre de la nouvelle onde secondaire, appelée onde diffractée (ainsi, la fente présente sous une porte ou l'ouverture, même minime, d'une fenêtre deviennent de nouvelles sources sonores).



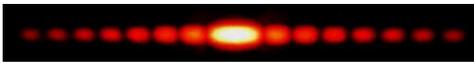
### c) Diffraction d'ondes lumineuses (optique)

■ Dans la nature : diffraction par un rideau

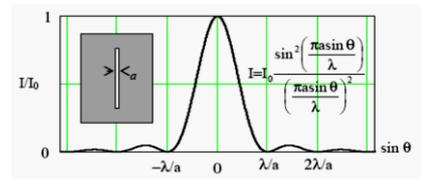
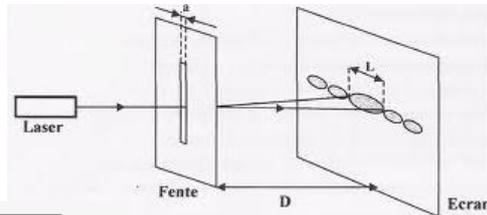


■ Au laboratoire avec un laser :

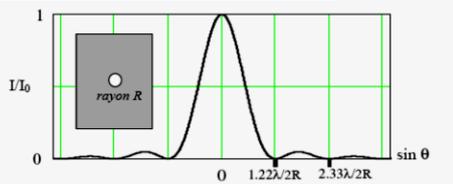
✗ Fente :



Largeur angulaire de la tache centrale :  $2\lambda/a$



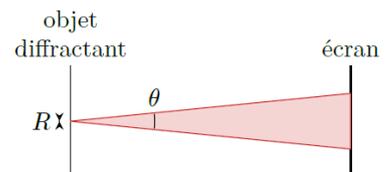
✗ Trou circulaire :



Rayon angulaire du premier anneau sombre :  $\sin \theta = 1,22 \lambda/2R$ .

## 3) Importance et conséquences du phénomène de diffraction

- **Ordre de grandeur** : Si on considère une onde plane de longueur d'onde  $\lambda$  rencontrant un obstacle de dimension caractéristique  $a$ , l'essentiel de l'intensité du faisceau émergent est concentré dans une **tâche lumineuse centrale** appelée **tâche d'Airy**, dans des directions limitées par rapport à la direction incidente par un **demi-angle  $\theta$**  tel que  $\sin(\theta) \approx \frac{\lambda}{R}$  ( $\lambda$  longueur d'onde) ; pour les petits angles, on utilise l'approximation  $\theta \approx \frac{\lambda}{R}$ .



- **Conséquence** : Le phénomène de diffraction existe de manière notable dès que **la taille des objets est comparable à la longueur d'onde**, et devient négligeable dès que la taille des objets est très grande devant la longueur d'onde.

**Conséquence de la diffraction sur la formation des images** : Il n'est pas possible de distinguer dans un objet des détails plus petits que la longueur d'onde du rayonnement utilisé pour les étudier (superposition des taches centrales de diffraction).