Optique Ondulatoire

Nicolas Fressengeas

▶ **To cite this version:**

Nicolas Fressengeas. Optique Ondulatoire. Licence / L2. 2011. sfo-00539125v2

HAL Id: sfo-00539125

https://hal-sfo.ccsd.cnrs.fr/sfo-00539125v2

Submitted on 11 Apr 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

L2PC — UE P42
Optique Ondulatoire

N. Fressengeas

Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
Unité de Recherche commune à l'Université Paul Verlaine Metz et à Supélec

Document téléchargeable sur :
`http://moodle.univ-metz.fr/`

Le professeur

Nicolas Fressengeas

- Professeur à l'Université Paul-Verlaine Metz depuis 2004
- Enseignant-Chercheur à Supélec entre 1998 et 2004
- Membre du Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
  - `http://www.lmops.supelec.fr/`
- Plus de détails : `http://www.fressengeas.fr`

Domaines de recherche

- Optique Non Linéaire
- Matériaux pour l'optique et l'électronique

Le professeur

Nicolas Fressengeas

- Professeur à l'Université Paul-Verlaine Metz depuis 2004
- Enseignant-Chercheur à Supélec entre 1998 et 2004
- Membre du Laboratoire Matériaux Optiques, Photonique et Systèmes
  - `http://www.lmops.supelec.fr/`
- Plus de détails : `http://www.fressengeas.fr`

Domaines de recherche

- Optique Non Linéaire
- Matériaux pour l'optique et l'électronique

Le cours d'optique physique

Contenu

- Nature de la lumière
- Une expérience particulière : l'expérience d'Young
- Interférences à deux ondes
- Notions de cohérence
- Interférences à ondes multiples
- Diffraction

Cours, TD... et http://moodle.univ-metz.fr

- Ecoutez, comprenez, interagissez
- De vive voix en cours et TD
- via forums et wiki sur moodle
- Cours et TD disponibles sur moodle

Le cours d'optique physique

Contenu

- Nature de la lumière
- Une expérience particulière : l'expérience d'Young
- Interférences à deux ondes
- Notions de cohérence
- Interférences à ondes multiples
- Diffraction

Cours, TD... et `http://moodle.univ-metz.fr`

- Ecoutez, comprenez, interagissez
- De vive voix en cours et TD
- via forums et wiki sur moodle
- Cours et TD disponibles sur moodle

Rendons à César. . .

Toutes les illustrations proviennent de Wikipedia
sous licence Creative Commons

S'il ne fallait qu'un ouvrage...
[Tai06]

Richard Taillet.
Optique Physique.
De Boeck & Larcier, 2006.

Partie I

Nature ondulatoire de la lumière

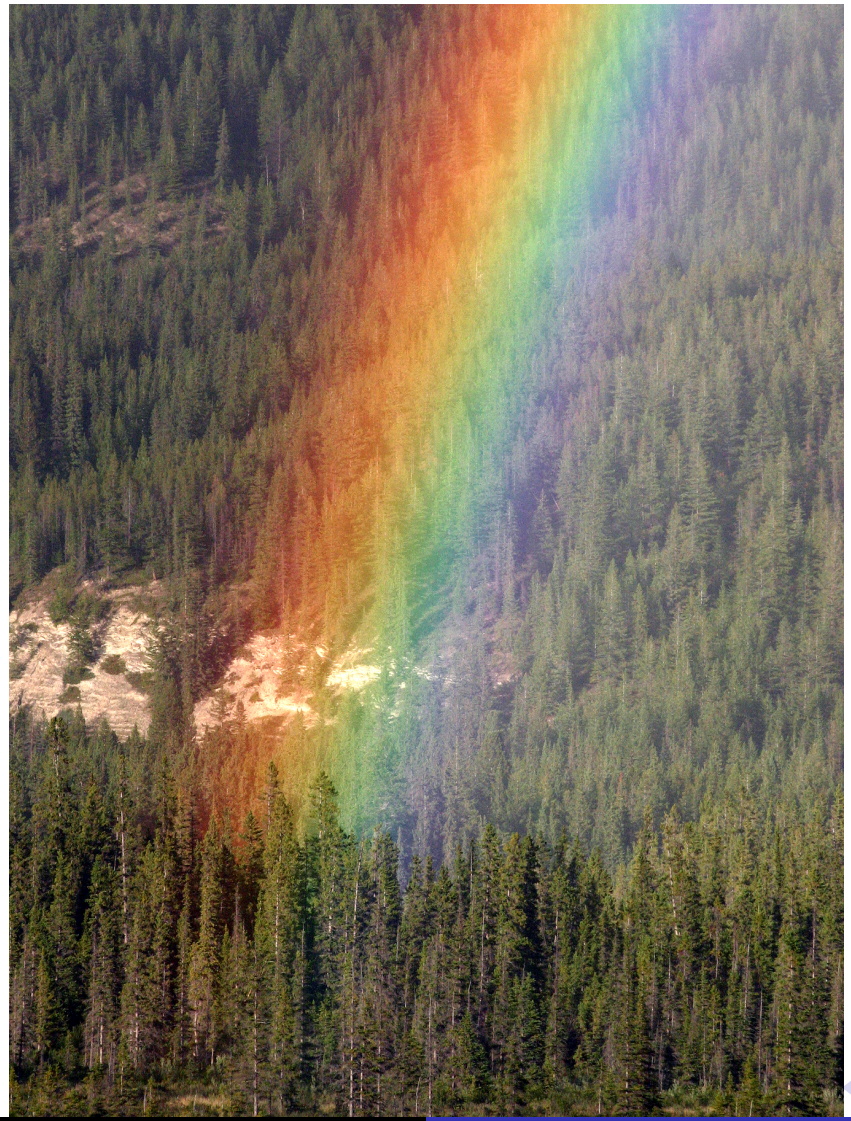
I Nature ondulatoire de la lumière

1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

I Nature ondulatoire de la lumière

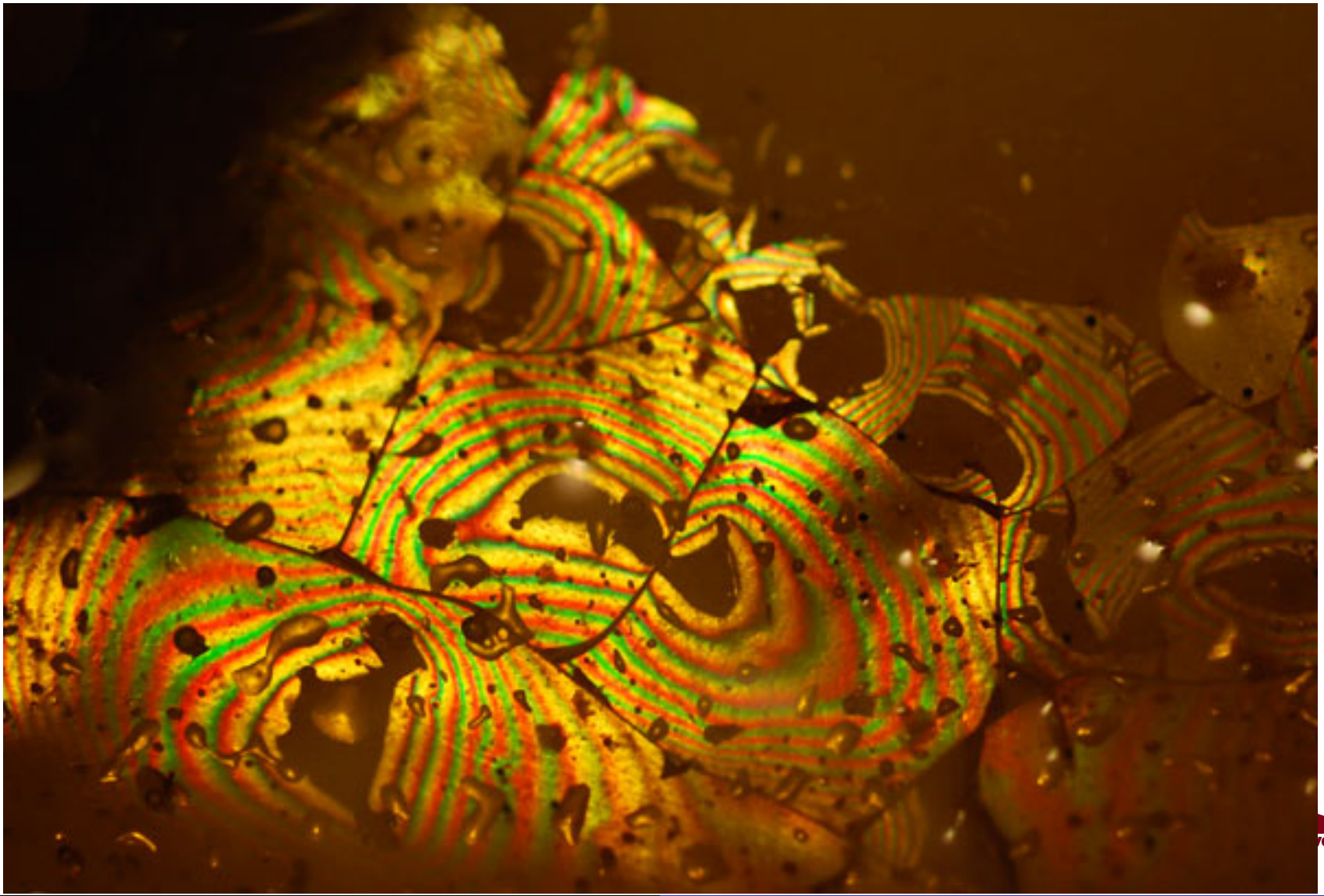
1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

Arc-en-ciel

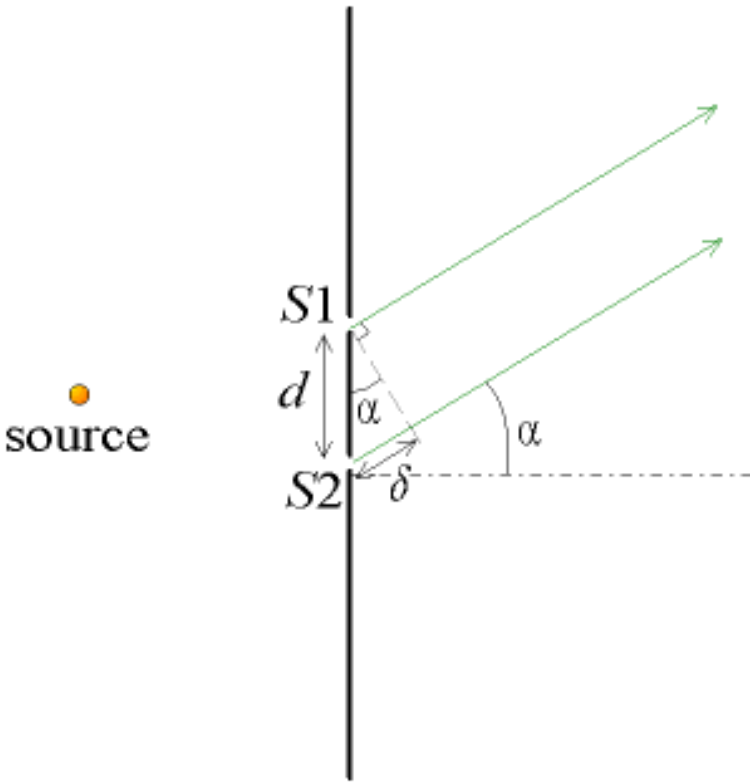


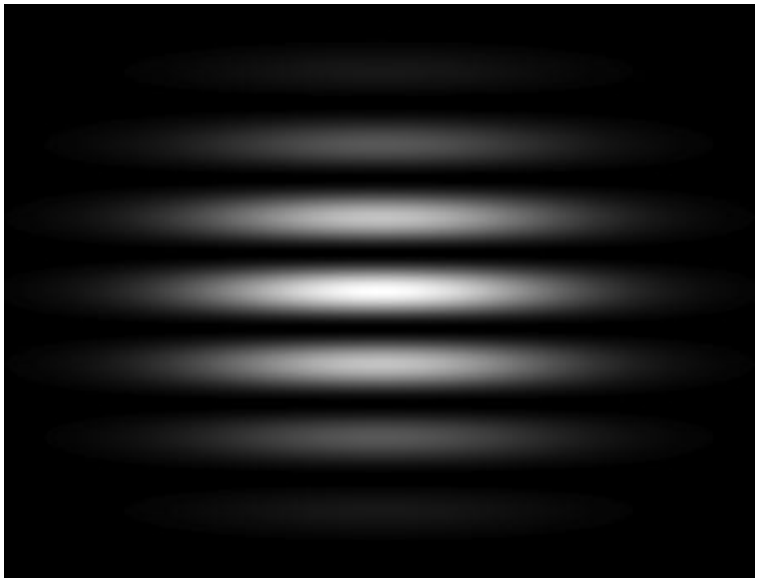
Tache d'essence

Caramel au fond d'une assiette

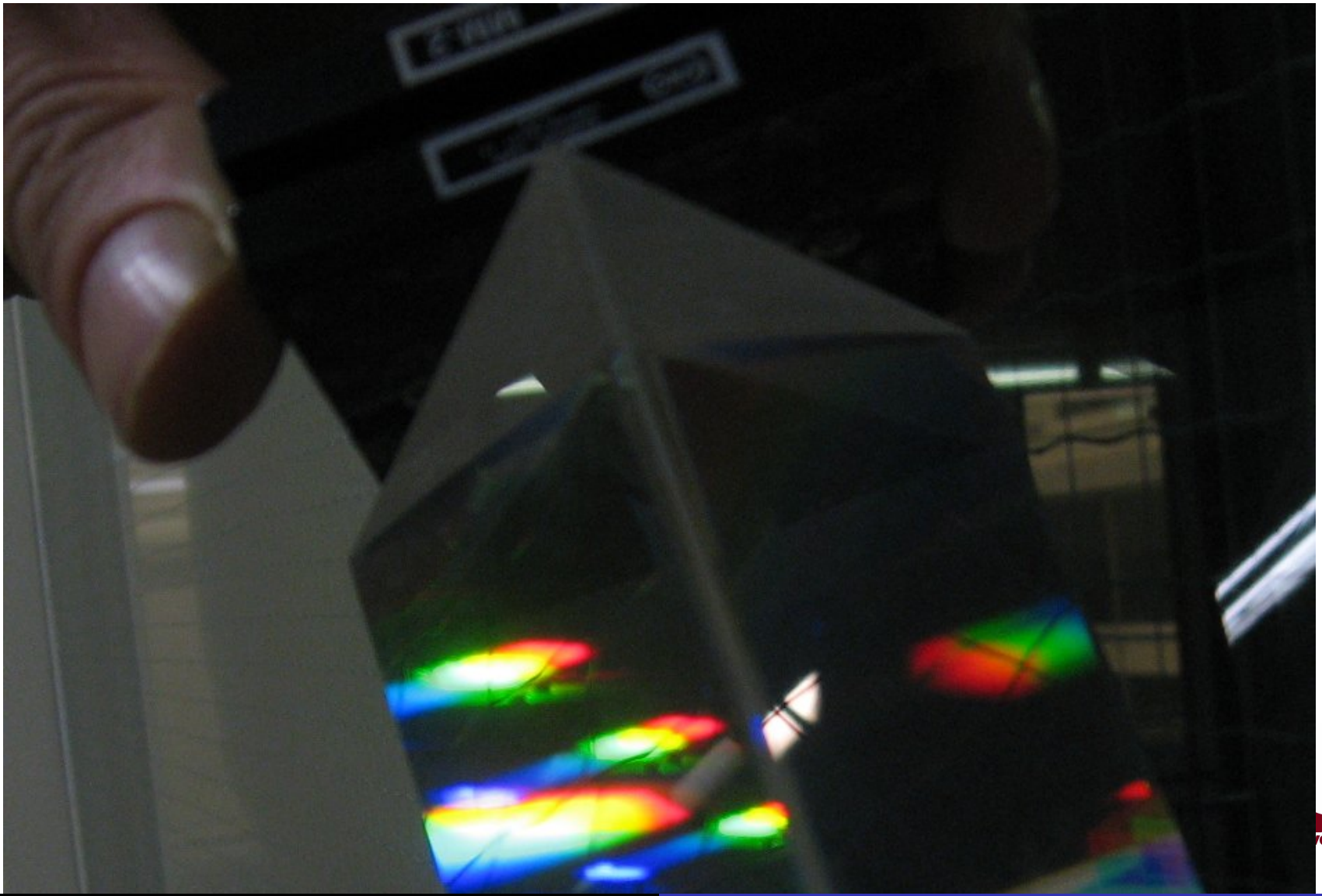


Expérience d'Young

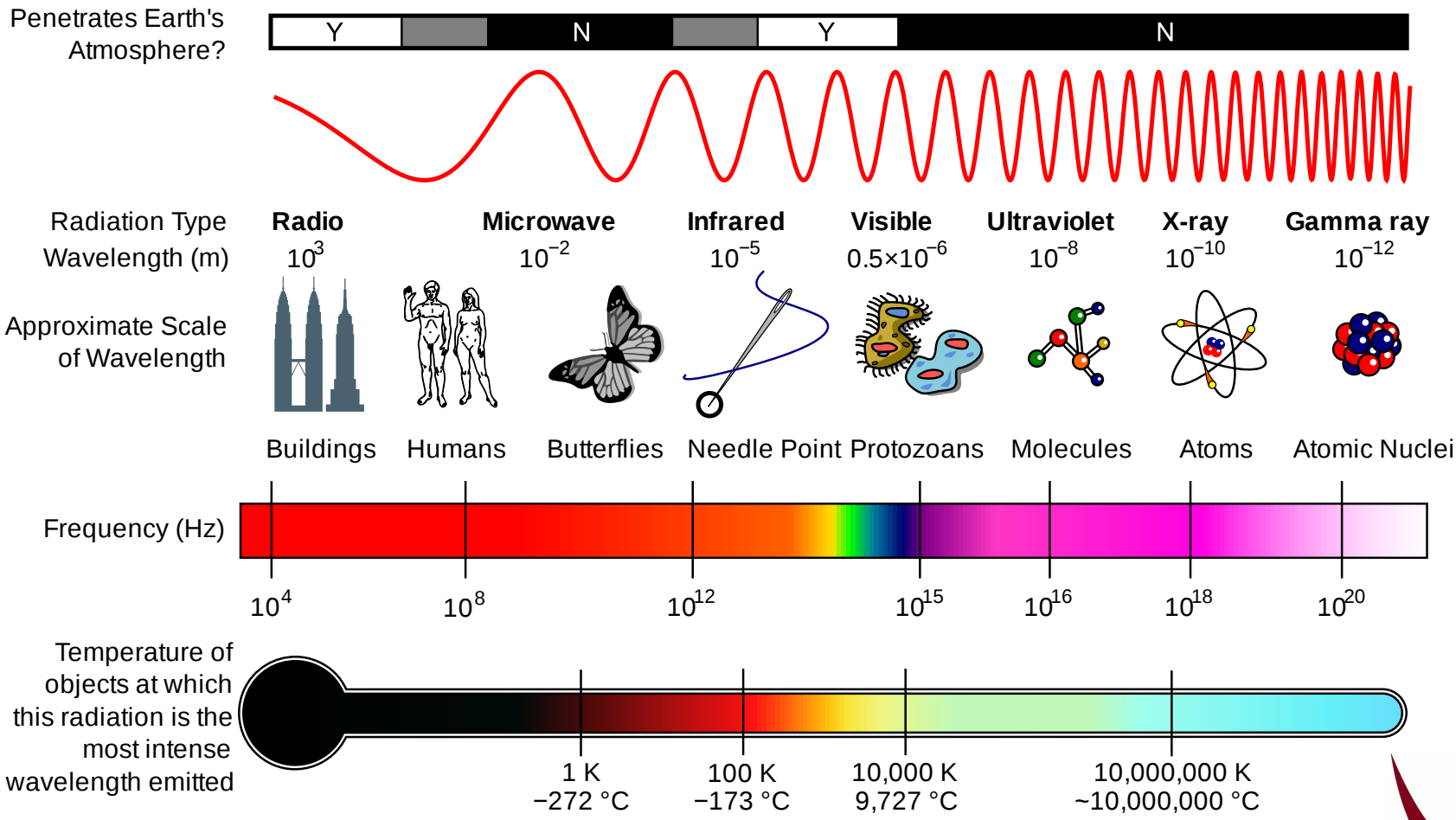




Décomposition de la lumière par un prisme



Spectre électromagnétique



Pourquoi un cours d'Optique Ondulatoire ?

Parce que l'optique géométrique ne permet pas de tout comprendre

Des couleurs inattendues

- Des gouttes d'eau incolores et désordonnées créent un arc-en-ciel coloré
- Un film visqueux se pare des mêmes couleurs

La lumière ne se propage pas en ligne droite

- Expérience d'Young
- De la lumière à des endroits inattendus

Pourquoi un cours d'Optique Ondulatoire ?

Parce que l'optique géométrique ne permet pas de tout comprendre

Des couleurs inattendues

- Des gouttes d'eau incolores et désordonnées créent un arc-en-ciel coloré
- Un film visqueux se pare des mêmes couleurs

La lumière ne se propage pas en ligne droite

- Expérience d'Young
- De la lumière à des endroits inattendus

Pourquoi un cours d'Optique Ondulatoire ?

Parce que l'optique géométrique ne permet pas de tout comprendre

Des couleurs inattendues

- Des gouttes d'eau incolores et désordonnées créent un arc-en-ciel coloré
- Un film visqueux se pare des mêmes couleurs

La lumière ne se propage pas en ligne droite

- Expérience d'Young
- De la lumière à des endroits inattendus

A tenter vous-même

Comment se réfléchit un LASER sur un CD ?

I Nature ondulatoire de la lumière

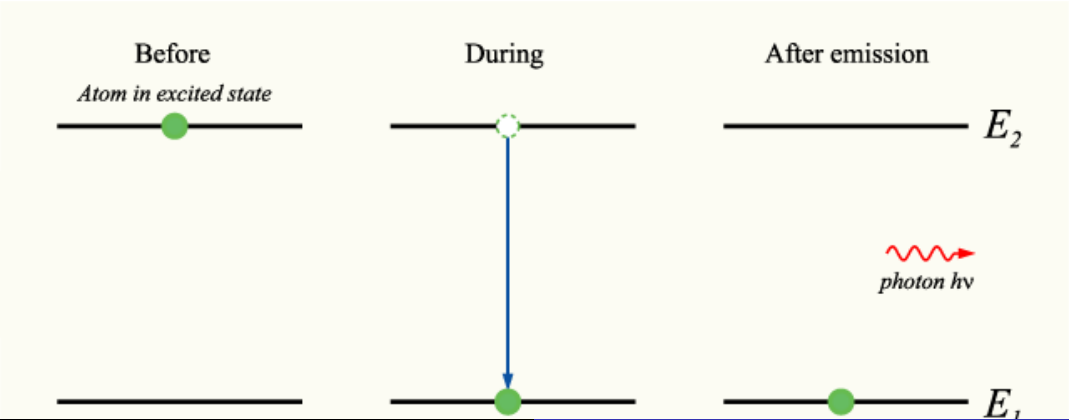
1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

Émission spontanée

Principe

Émission par désexcitation électronique

- Excitation d'un atome par
  - Chaleur
  - Courant électrique
  - Lumière ...
- Désexcitation spontanée
  - Non radiative : émission d'un phonon (chaleur)
  - Radiative : émission d'un photon (lumière)



Émission spontanée
Sources

Source conventionnelles

- Lampes à filament : excitation par la chaleur
- Tubes fluorescents : excitation par arc électrique

Émission spontanée

Sources

Source conventionnelles

- Lampes à filament : excitation par la chaleur
- Tubes fluorescents : excitation par arc électrique

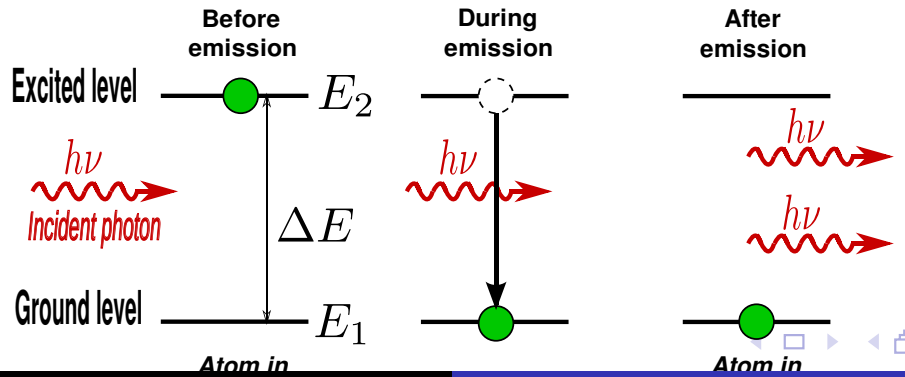
Sources Diodes Electro-Luminescentes LED

- Dispositif à semi-conducteur
- Excitation par injection électronique
- Désexcitation spontanée autour de la bande interdite

Émission stimulée
Principe

Émission stimulée par un photon incident

- Excitation par
  - Injection électronique
  - Flash lumineux
- Désexcitation radiative stimulée par un photon
  - Émission d'un photon en phase avec le photon incident
  - Amplification lumineuse
  - Principe du LASER : nombreuses amplifications dans une cavité



Sources à Émission stimulée

Lasers

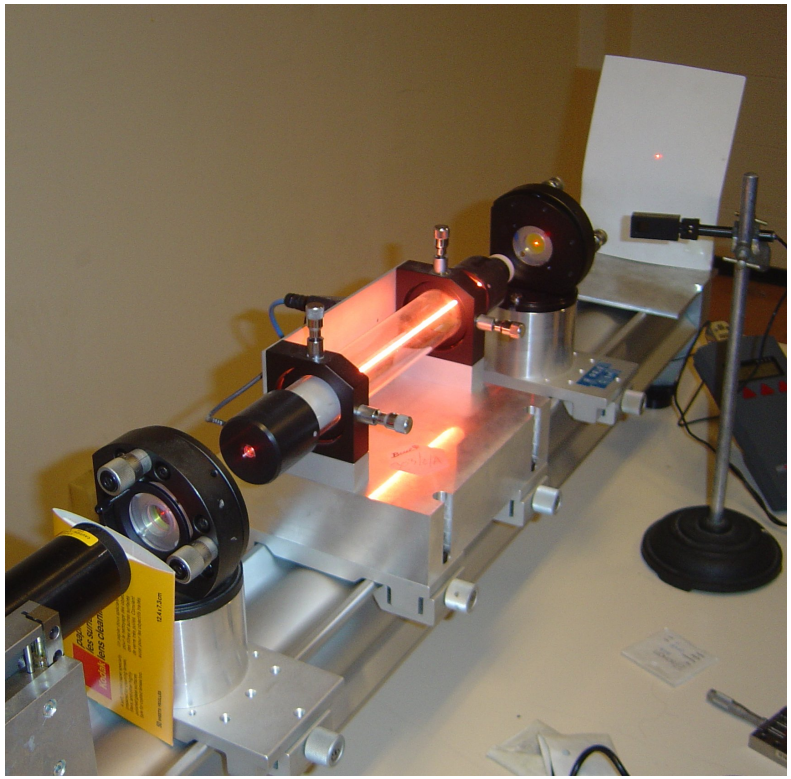


Fig.: Laser à Gaz (He-Ne)

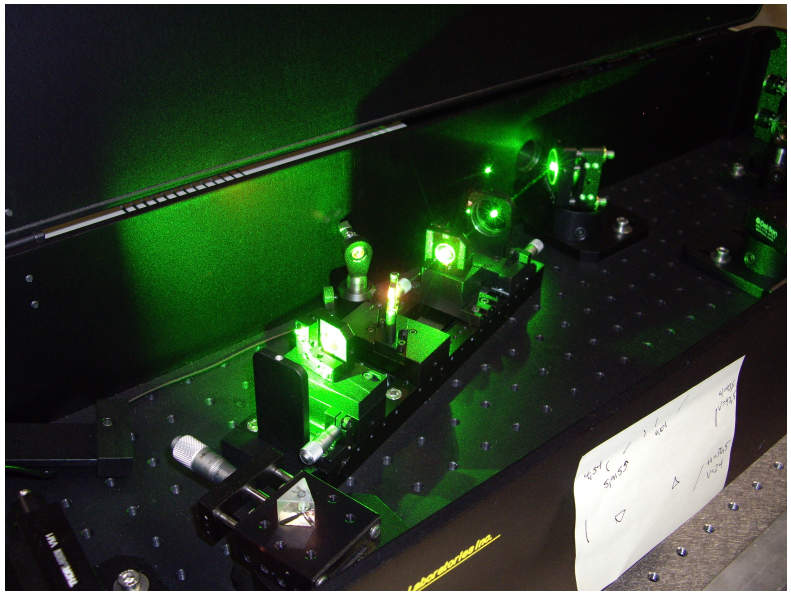


Fig.: Laser à Solide (Ti-Sa)

Sources à Émission stimulée

Laser à semi-conducteur

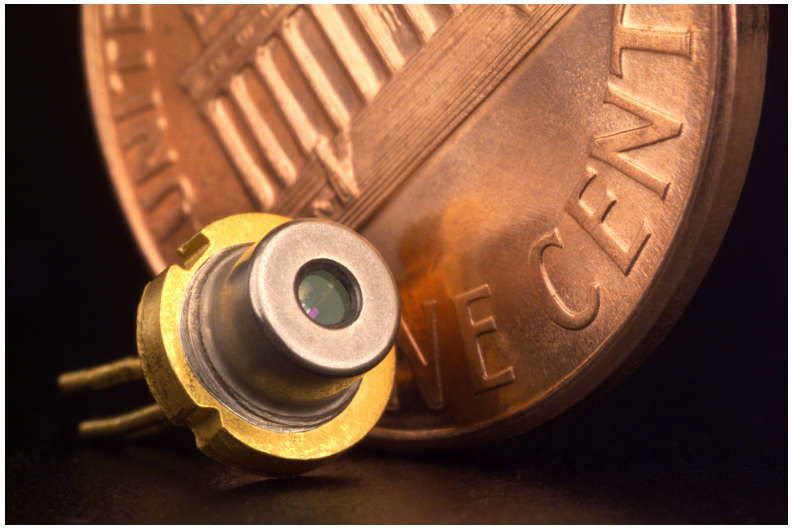


Fig.: Laser semi-conducteur (Diode Laser)

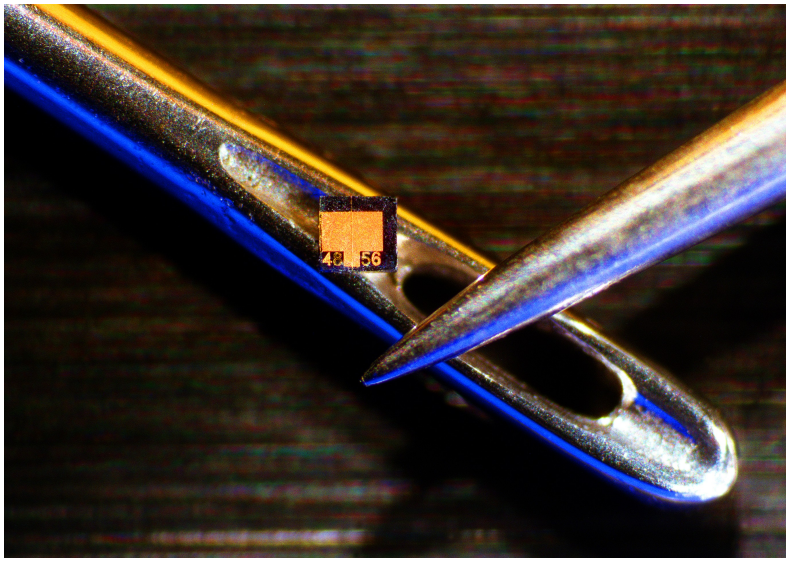


Fig.: Diode Laser sans la connectique

I Nature ondulatoire de la lumière

1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

Les différentes descriptions de la lumière

Modèles quantiques

Modèle standard — 1970

- La lumière est transportée par des photons
- Les photons sont des particules quantiques
- Elles sont le support de la force électromagnétique

Modèle quantique — début XX^e

- La lumière est transportée par des photons
- Ce sont des quanta[1] énergétiques

[1] Quantum : unité indivisible d'énergie

Les différentes descriptions de la lumière

Modèles quantiques

Modèle standard — 1970

- La lumière est transportée par des photons
- Les photons sont des particules quantiques
- Elles sont le support de la force électromagnétique

Modèle quantique — début XX^e

- La lumière est transportée par des photons
- Ce sont des quanta[1] énergétiques

[1] Quantum : unité indivisible d'énergie

Les différentes descriptions de la lumière

Modèles continus

Modèle Électromagnétique de Maxwell — fin XIX^e

- Modèle différentiel de la propagation électromagnétique
- Équations de Maxwell
- La lumière est une onde électromagnétique

Principe de Huygens — fin $XVIII^e$

- Modèle scalaire
- Superposition d'ondes sphériques

Les différentes descriptions de la lumière

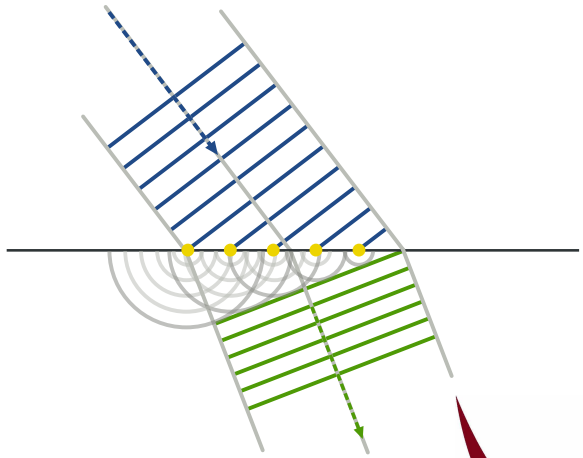
Modèles continus

Modèle Électromagnétique de Maxwell — fin $\mathrm{XIX^e}$

- Modèle différentiel de la propagation électromagnétique
- Équations de Maxwell
- La lumière est une onde électromagnétique

Principe de Huygens — fin $\mathrm{XVIII^e}$

- Modèle scalaire
- Superposition d'ondes sphériques



I Nature ondulatoire de la lumière

1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

Modèle de Maxwell

Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont vectoriels
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...

Modèle de Maxwell

Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont vectoriels
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...

Modèle de Maxwell

Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont vectoriels
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...

Modèle de Maxwell

Champs électrique et magnétique

- La lumière est une onde à la fois électrique et magnétique
- Ces champs sont vectoriels
- Dans les cas simples, il suffit de considérer le champ électrique
- C'est une onde qui peut se propager de bien des façons :
  - Onde plane
  - Onde sphériques
  - ...

Notion de célérité

Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde

Notion de célérité

Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde

Notion de célérité

Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde

Front d'onde

- Lieu des sommets
- Lieu des vallées
- Toute surface où la grandeur oscillante est constante

Notion de célérité

Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde

Front d'onde

- Lieu des sommets
- Lieu des vallées
- Toute surface où la grandeur oscillante est constante

Notion de célérité

Célérité

- Vitesse de déplacement des sommets
- Vitesse de déplacement des fronts d'onde

Front d'onde

- Lieu des sommets
- Lieu des vallées
- Toute surface où la grandeur oscillante est constante

Onde plane

Une onde dont les fronts d'onde sont plans

Fronts d'onde plans

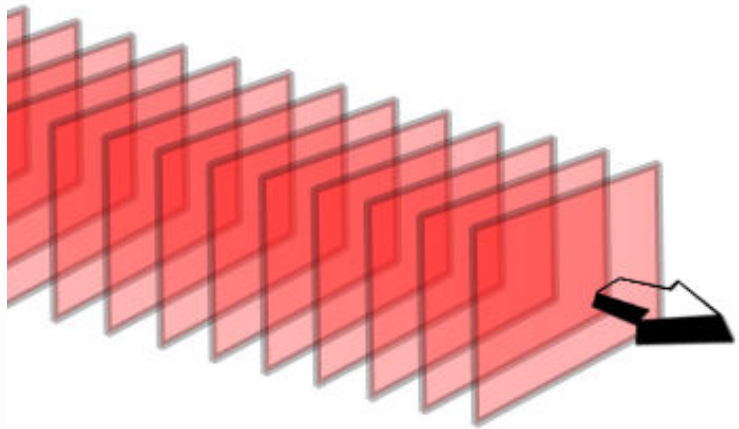
- La grandeur qui caractérise l'onde est constante sur un plan
- Un repère est choisi perpendiculaire à ce plan

Onde 3D

$$s(t, M)$$

Onde Plane

$$s(t, z)$$



Onde plane

Une onde dont les fronts d'onde sont plans

Fronts d'onde plans

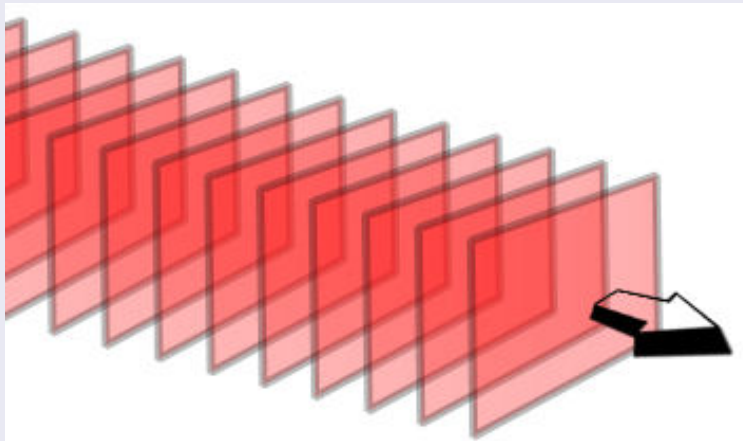
- La grandeur qui caractérise l'onde est constante sur un plan
- Un repère est choisi perpendiculaire à ce plan

Onde 3D

$$s(t, M)$$

Onde Plane

$$s(t, z)$$



Onde plane monochromatique — Célérité c

Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence f
- Une onde sinusïdale

Expression mathématique : $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$ est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$ est le vecteur d'onde
- φ_0 est la phase à l'origine

Périodicité : variation de phase de 2π

Période temporelle : $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$ Période spatiale : $\frac{2\pi}{K} = \Lambda$

Propagation dans le sens des z croissants

Si t augmente, z augmente aussi pour garder la grandeur constante

Onde plane monochromatique — Célérité c

Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence f
- Une onde sinusïdale

Expression mathématique : $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$ est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$ est le vecteur d'onde
- φ_0 est la phase à l'origine

Périodicité : variation de phase de 2π

Période temporelle : $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$ Période spatiale : $\frac{2\pi}{K} = \Lambda$

Propagation dans le sens des z croissants

Si t augmente, z augmente aussi pour garder la grandeur constante

Onde plane monochromatique — Célérité c

Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence f
- Une onde sinusïdale

Expression mathématique : $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$ est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$ est le vecteur d'onde
- φ_0 est la phase à l'origine

Périodicité : variation de phase de 2π

Période temporelle : $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$ Période spatiale : $\frac{2\pi}{K} = \Lambda$

Propagation dans le sens des z croissants

Si t augmente, z augmente aussi pour garder la grandeur constante

Onde plane monochromatique — Célérité c

Onde monochromatique

- Une seule couleur
- Une seule fréquence f
- Une onde sinusïdale

Expression mathématique : $\cos(kz - \omega t + \varphi_0)$

- $\omega = 2\pi f$ est la pulsation
- $k = \frac{\omega}{c}$ est le vecteur d'onde
- φ_0 est la phase à l'origine

Périodicité : variation de phase de 2π

Période temporelle : $\frac{2\pi}{\omega} = 1/f$ Période spatiale : $\frac{2\pi}{K} = \Lambda$

Propagation dans le sens des z croissants

Si t augmente, z augmente aussi pour garder la grandeur constante

Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant z par r

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en r^2
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en $1/r$

$$\frac{1}{r}\cos\left(kr - \omega t + \varphi_0\right)$$

Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant z par r

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en r^2
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en $1/r$

$$\frac{1}{r}\cos\left(kr-\omega t+\varphi_0\right)$$

Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant z par r

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en r^2
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en $1/r$

$$\frac{1}{r}\cos\left(kr - \omega t + \varphi_0\right)$$

Onde sphérique

Les fronts d'onde sont des sphères

La grandeur oscillante est constante sur une sphère

- Onde émise par une source ponctuelle
- Obtenu en remplaçant z par r

Conservation de la puissance

- La puissance transportée est proportionnelle à la surface d'onde
- Celle-ci augmente en r^2
- Elle est aussi proportionnelle au carré du champ électrique
- Il diminue donc en $1/r$

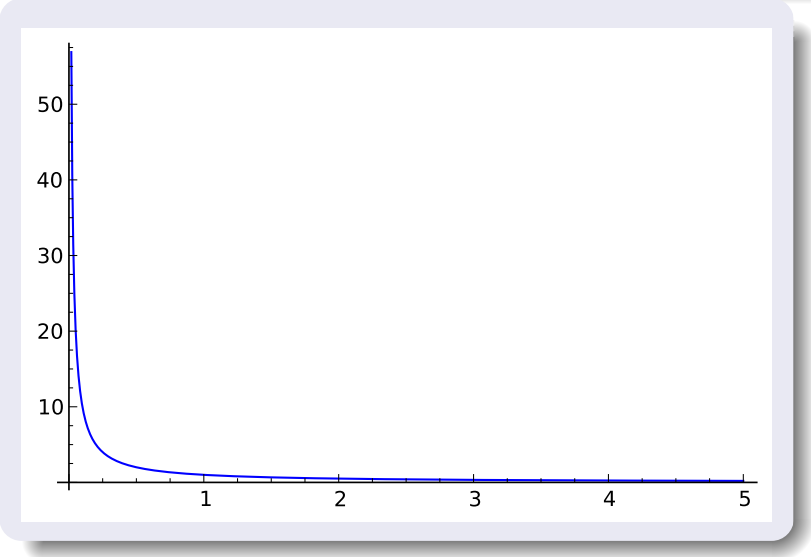
$$\frac{1}{r}\cos\left(kr - \omega t + \varphi_0\right)$$

Onde sphérique : approximation

Loin de la source, l'amplitude décroît lentement

Loin de la source $r \gg \Lambda$

- Sur une distance de Λ
  - $1/r$ varie peu
  - kr prend toutes les valeurs
- Approximation par une quasi-onde plane



Onde quasi plane

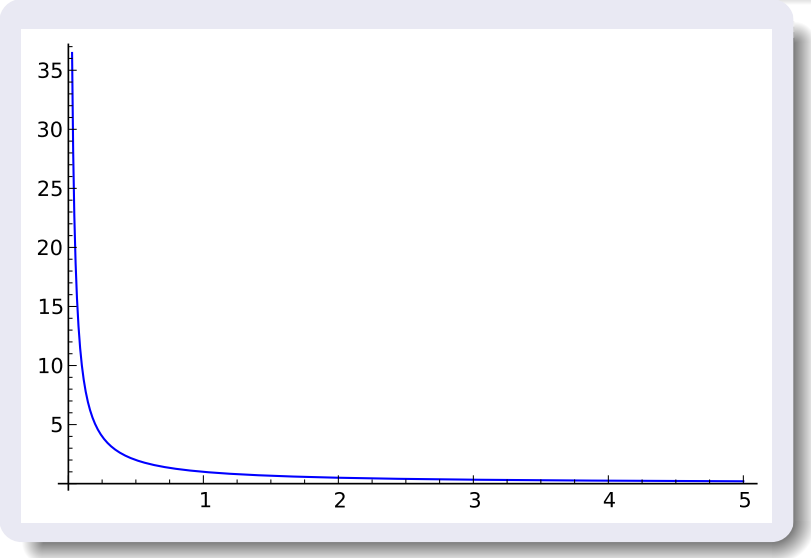
$$\cos\left(kr - \omega t + \varphi_0\right)$$

Onde sphérique : approximation

Loin de la source, l'amplitude décroît lentement

Loin de la source $r \gg \Lambda$

- Sur une distance de Λ
  - $1/r$ varie peu
  - kr prend toutes les valeurs
- Approximation par une quasi-onde plane



Onde quasi plane

$$\cos\left(kr - \omega t + \varphi_0\right)$$

I Nature ondulatoire de la lumière

1 Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
- Quelques expériences
- Sources de lumière
- Nature électromagnétique de la lumière

2 La lumière est une onde électromagnétique
- Propagation d'une onde
- Cohérence

3 Représentation mathématique
- Notation complexe
- Amplitude du champ et intensité optique
- Interférence à deux ondes

Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- Impossible

Émission par trains d'onde par les sources physiques

- Seuls des *bouts* de sinusïdes sont émis
- Ce sont les trains d'onde

Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- Impossible

Émission par trains d'onde par les sources physiques

- Seuls des *bouts* de sinusïdes sont émis
- Ce sont les trains d'onde

Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- Impossible

Émission par trains d'onde par les sources physiques

- Seuls des *bouts* de sinusïdes sont émis
- Ce sont les trains d'onde

Les ondes planes sinusoïdales n'existent pas

Les ondes sphériques non plus

Un temps infini est nécessaire

- Une sinusoïde n'a pas de limite
- L'onde doit exister
  - depuis un temps infini
  - jusqu'à la fin des temps
- Impossible

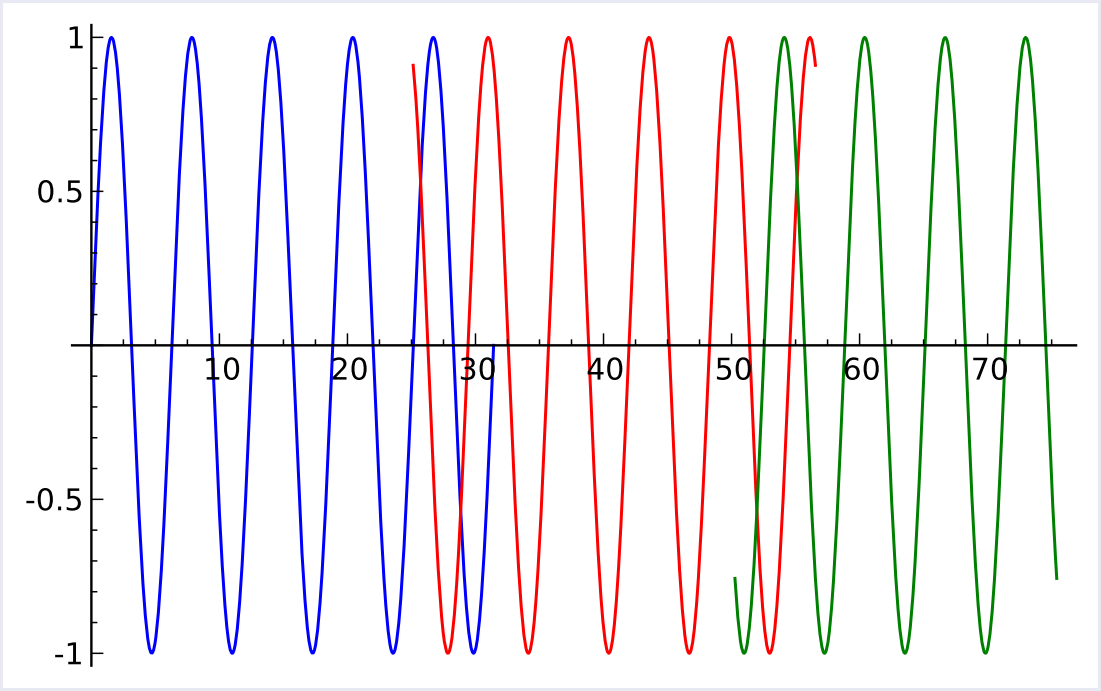
Émission par trains d'onde par les sources physiques

- Seuls des *bouts* de sinusïdes sont émis
- Ce sont les trains d'onde

Un train d'onde peut en cacher un autre

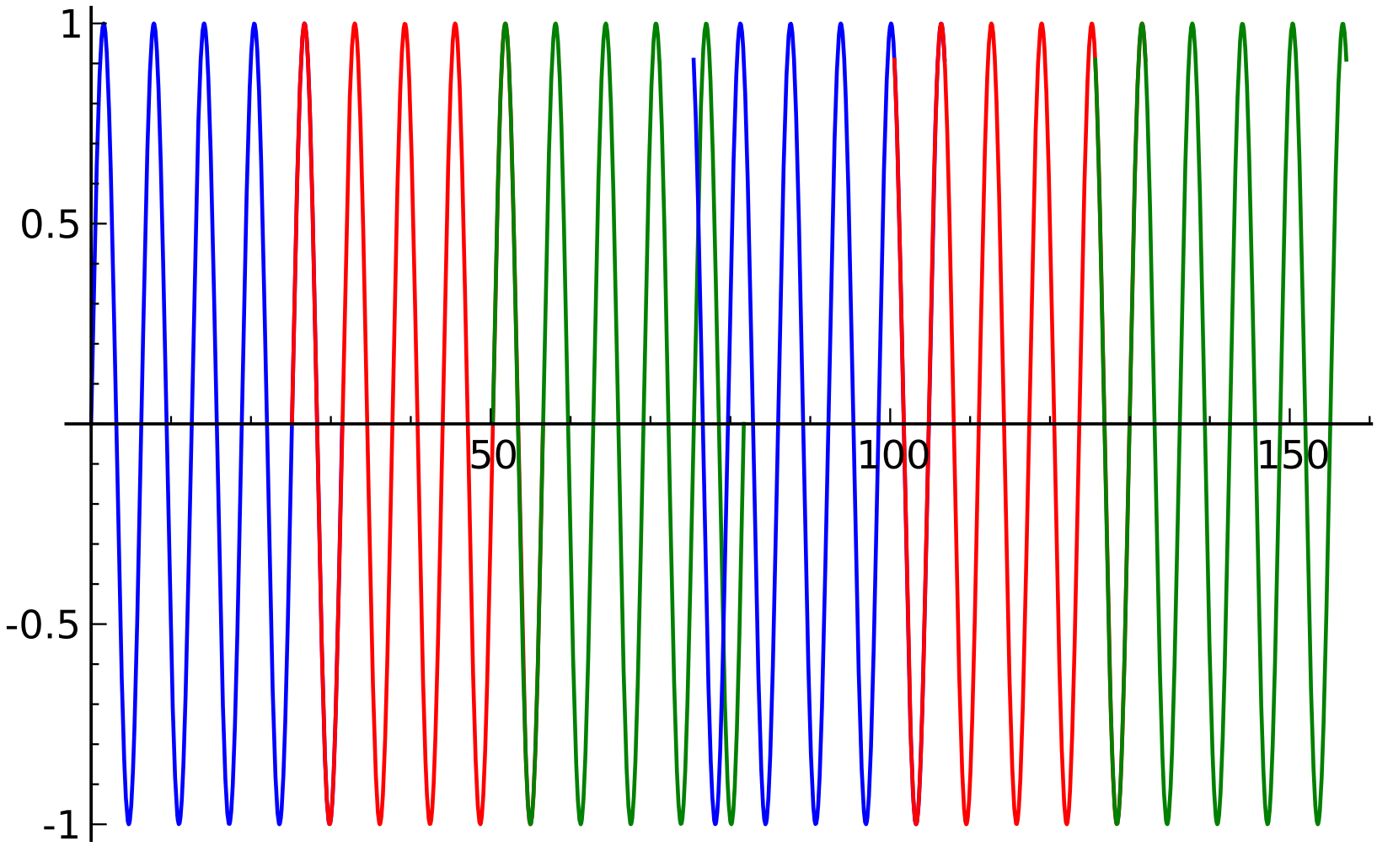
Origine des trains d'onde — Émission spontanée

- Un photon peut être vu comme un train d'onde
- Deux photons successifs *ne se connaissent pas*
- Ils ne sont pas en phase



L'émission stimulée peut arranger les choses

Elle permet l'émission de plusieurs photons en phase



Longueur de cohérence
Et temps de cohérence

Longueur de cohérence L_C

- Longueur sur laquelle la sinusoïde est continue
- $L_C \gg \Lambda$

Temps de cohérence T_C

- Temps pendant lequel la sinusoïde est continue
- $T_C = L_C/c$

Longueur de cohérence
Et temps de cohérence

Longueur de cohérence L_C

- Longueur sur laquelle la sinusoïde est continue
- $L_C \gg \Lambda$

Temps de cohérence T_C

- Temps pendant lequel la sinusoïde est continue
- $T_C = L_C/c$

Cohérence et phase aléatoire

Représentation mathématique d'un saut aléatoire

$$\cos\left(kz - \omega t + \tilde{\varphi}\left(t\right)\right)$$

$\tilde{\varphi}\left(t\right)$

- $\tilde{\varphi}\left(t\right)$: phase aléatoire
- Constante sur un temps T_C

I Nature ondulatoire de la lumière

1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

Pourquoi utiliser des complexes ?

Un changement de notation pour simplifier les calculs

Superposition de deux ondes : sommes de cosinus

- $\cos(kr_0 - \omega t + \varphi_0) + \cos(kr_1 - \omega t + \varphi_1)$
- Utilisation intensive des formules trigonométriques
- Difficultés à se représenter la phase

Un cosinus est la partie réelle d'une exponentielle complexe

$$\cos(kr - \omega t + \varphi) = \mathcal{R}e\left(e^{i(kr-\omega t+\varphi)}\right)$$

Pourquoi utiliser des complexes ?

Un changement de notation pour simplifier les calculs

Superposition de deux ondes : sommes de cosinus

- $\cos(kr_0 - \omega t + \varphi_0) + \cos(kr_1 - \omega t + \varphi_1)$
- Utilisation intensive des formules trigonométriques
- Difficultés à se représenter la phase

Un cosinus est la partie réelle d'une exponentielle complexe

$$\cos(kr - \omega t + \varphi) = \mathcal{R}e\left(e^{i(kr-\omega t+\varphi)}\right)$$

Quelques notations en utilisant les complexes

Le signal réel

$$s(t) = \mathcal{A}\cos(kr - \omega t + \varphi)$$

Le signal complexe

$$s(t) = \mathcal{R}e\left(\underline{s}(t)\right)$$

$$\underline{s}(t) = \mathcal{A}e^{i(kr-\omega t+\varphi)}$$

Amplitude complexe

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

$$\underline{s} = \mathcal{A}e^{i(kr+\varphi)}$$

Quelques notations en utilisant les complexes

Le signal réel

$$s(t) = \mathcal{A}\cos(kr - \omega t + \varphi)$$

Le signal complexe

$$s(t) = \mathcal{R}e\left(\underline{s(t)}\right)$$

$$\underline{s(t)} = \mathcal{A}e^{i(kr-\omega t+\varphi)}$$

Amplitude complexe

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

$$\underline{s} = \mathcal{A}e^{i(kr+\varphi)}$$

Quelques notations en utilisant les complexes

Le signal réel

$$s(t) = \mathcal{A}\cos(kr - \omega t + \varphi)$$

Le signal complexe

$$s(t) = \mathcal{R}e\left(\underline{s(t)}\right)$$

$$\underline{s(t)} = \mathcal{A}e^{i(kr-\omega t+\varphi)}$$

Amplitude complexe

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

$$\underline{s} = \mathcal{A}e^{i(kr+\varphi)}$$

Utilisation de l'amplitude complexe

La dépendance temporelle a disparu

OK si elle est identique dans tous les signaux

Un usage très général

- A utiliser tout le temps
- Pour représenter l'amplitude dans tous l'espace
- Servira à faire aisément des sommes
- Permettra de calculer des intensités
- SAUF si plusieurs longueurs d'onde sont à considérer

Utilisation de l'amplitude complexe

La dépendance temporelle a disparu

OK si elle est identique dans tous les signaux

Un usage très général

- A utiliser tout le temps
- Pour représenter l'amplitude dans tous l'espace
- Servira à faire aisément des sommes
- Permettra de calculer des intensités
- SAUF si plusieurs longueurs d'onde sont à considérer

Propagation et déphasage

Exemple d'utilisation de l'amplitude complexe

Propagation sur une distance d — amplitude complexe

- Onde plane ou sphérique : $e^{i(kr+\varphi)}$
- Avant propagation : $e^{i(kr_0+\varphi)}$
- Après propagation : $e^{i(k(r_0+d)+\varphi)} = e^{i(kr_0+\varphi)}e^{i(kd)}$

Déphasage induit par la propagation

La propagation sur une distance d induit un déphasage de

$$\Delta\varphi = kd = \frac{2\pi}{\Lambda}d$$

Propagation et déphasage

Exemple d'utilisation de l'amplitude complexe

Propagation sur une distance d — amplitude complexe

- Onde plane ou sphérique : $e^{i(kr+\varphi)}$
- Avant propagation : $e^{i(kr_0+\varphi)}$
- Après propagation : $e^{i(k(r_0+d)+\varphi)} = e^{i(kr_0+\varphi)}e^{i(kd)}$

Déphasage induit par la propagation

La propagation sur une distance d induit un déphasage de

$$\Delta\varphi = kd = \frac{2\pi}{\Lambda}d$$

Propagation et déphasage

Exemple d'utilisation de l'amplitude complexe

Propagation sur une distance d — amplitude complexe

- Onde plane ou sphérique : $e^{i(kr+\varphi)}$
- Avant propagation : $e^{i(kr_0+\varphi)}$
- Après propagation : $e^{i(k(r_0+d)+\varphi)} = e^{i(kr_0+\varphi)} e^{i(kd)}$

Déphasage induit par la propagation

La propagation sur une distance d induit un déphasage de

$$\Delta\varphi = kd = \frac{2\pi}{\Lambda} d$$

Propagation dans un milieu d'indice n

La lumière est ralentie

- La lumière est ralentie d'un facteur n
- La fréquence temporelle est inchangée
- La longueur d'onde Λ est donc raccourcie d'un facteur n
- Le vecteur d'onde k est multiplié par n
- Le déphasage induit est multiplié par n

Le déphasage est toujours de kd

- $k = nk_0$, avec k_0 vecteur d'onde dans le vide
- $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{n}$, avec Λ_0 longueur d'onde dans le vide

Propagation dans un milieu d'indice n

La lumière est ralentie

- La lumière est ralentie d'un facteur n
- La fréquence temporelle est inchangée
- La longueur d'onde Λ est donc raccourcie d'un facteur n
- Le vecteur d'onde k est multiplié par n
- Le déphasage induit est multiplié par n

Le déphasage est toujours de kd

- $k = nk_0$, avec k_0 vecteur d'onde dans le vide
- $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{n}$, avec Λ_0 longueur d'onde dans le vide

Propagation dans un milieu d'indice n

La lumière est ralentie

- La lumière est ralentie d'un facteur n
- La fréquence temporelle est inchangée
- La longueur d'onde Λ est donc raccourcie d'un facteur n
- Le vecteur d'onde k est multiplié par n
- Le déphasage induit est multiplié par n

Le déphasage est toujours de kd

- $k = nk_0$, avec k_0 vecteur d'onde dans le vide
- $\Lambda = \frac{\Lambda_0}{n}$, avec Λ_0 longueur d'onde dans le vide

I Nature ondulatoire de la lumière

1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

Notion d'intensité optique

L'intensité, une densité de puissance

- L'intensité optique est la densité de puissance transportée
- Par unité de surface
- Par définition : la norme du *vecteur de Poynting*

Le vecteur de Poynting

$$\overrightarrow{S_p} = \overrightarrow{E} \wedge \overrightarrow{H}$$

Vecteur de Poynting : valeur moyenne

- Intégrale d'un $\cos^2$
- $< \|\overrightarrow{S_p}\| >= \frac{1}{2}\mathcal{R}e\left(\|\underline{\overrightarrow{E}} \wedge \underline{\overrightarrow{H}}^*\|\right)$

Notion d'intensité optique

L'intensité, une densité de puissance

- L'intensité optique est la densité de puissance transportée
- Par unité de surface
- Par définition : la norme du *vecteur de Poynting*

Le vecteur de Poynting

$$\overrightarrow{S_p} = \overrightarrow{E} \wedge \overrightarrow{H}$$

Vecteur de Poynting : valeur moyenne

- Intégrale d'un $\cos^2$
- $< \|\overrightarrow{S_p}\| >= \frac{1}{2}\mathcal{R}e\left(\|\underline{\overrightarrow{E}} \wedge \underline{\overrightarrow{H}}^* \|\right)$

Notion d'intensité optique

L'intensité, une densité de puissance

- L'intensité optique est la densité de puissance transportée
- Par unité de surface
- Par définition : la norme du *vecteur de Poynting*

Le vecteur de Poynting

$$\overrightarrow{S_p} = \overrightarrow{E} \wedge \overrightarrow{H}$$

Vecteur de Poynting : valeur moyenne

- Intégrale d'un $\cos^2$
- $< \|\overrightarrow{S_p}\| >= \frac{1}{2}\mathcal{R}e\left(\|\underline{\overrightarrow{E}} \wedge \underline{\overrightarrow{H}}^* \|\right)$

Intensité d'une onde plane

ou d'une onde sphérique approchée par une onde plane

$\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ en phase : proportionnels

$$\|\overrightarrow{\mathcal{S}_p}\| \propto \|\underline{\overrightarrow{E}}\|^2 = \underline{\overrightarrow{E}} \cdot \underline{\overrightarrow{E}}^*$$

Calcul de l'intensité

Carré du module de l'amplitude complexe

ou

Produit de l'amplitude complexe par son conjugué

Intensité d'une onde plane

ou d'une onde sphérique approchée par une onde plane

$\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ en phase : proportionnels

$$\|\overrightarrow{\mathcal{S}_p}\| \propto \|\underline{\overrightarrow{E}}\|^2 = \underline{\overrightarrow{E}} \cdot \underline{\overrightarrow{E}}^*$$

Calcul de l'intensité

Carré du module de l'amplitude complexe

ou

Produit de l'amplitude complexe par son conjugué

Intensité d'une onde plane

ou d'une onde sphérique approchée par une onde plane

$\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{H}$ en phase : proportionnels

$$\|\overrightarrow{\mathcal{S}_p}\| \propto \|\underline{\overrightarrow{E}}\|^2 = \underline{\overrightarrow{E}} \cdot \underline{\overrightarrow{E}}^*$$

Calcul de l'intensité

Carré du module de l'amplitude complexe

ou

Produit de l'amplitude complexe par son conjugué

I Nature ondulatoire de la lumière

1. Un cours d'optique ondulatoire, à quoi ça sert ?
   - Quelques expériences
   - Sources de lumière
   - Nature électromagnétique de la lumière
2. La lumière est une onde électromagnétique
   - Propagation d'une onde
   - Cohérence
3. Représentation mathématique
   - Notation complexe
   - Amplitude du champ et intensité optique
   - Interférence à deux ondes

Intensité produite par l'interférence de deux ondes

Les deux ondes sont de même fréquence

Les deux ondes

- Même fréquence : utilisation des amplitudes complexes
- Onde 1 : $\underline{s}_1 = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)}$
- Onde 2 : $\underline{s}_2 = \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

Interférence somme

- Superposition des deux ondes : $\underline{s} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2$
- $\underline{s} = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

Intensité des interférences

- $\underline{s}\underline{s}^* = \left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)\left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)^*$

Intensité produite par l'interférence de deux ondes

Les deux ondes sont de même fréquence

Les deux ondes

- Même fréquence : utilisation des amplitudes complexes
- Onde 1 : $\underline{s}_1 = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)}$
- Onde 2 : $\underline{s}_2 = \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

Interférence somme

- Superposition des deux ondes : $\underline{s} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2$
- $\underline{s} = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

Intensité des interférences

- $\underline{s}\underline{s}^* = \left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)\left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)^*$

Intensité produite par l'interférence de deux ondes

Les deux ondes sont de même fréquence

Les deux ondes

- Même fréquence : utilisation des amplitudes complexes
- Onde 1 : $\underline{s}_1 = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)}$
- Onde 2 : $\underline{s}_2 = \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

Interférence somme

- Superposition des deux ondes : $\underline{s} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2$
- $\underline{s} = \mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}$

Intensité des interférences

- $\underline{s}\underline{s}^* = \left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)\left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)^*$

Calcul de l'intensité

$\mathcal{I} = \underline{s}\underline{s}^*$

Intensité des interférences

- $\underline{s}\underline{s}^* = \left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)\left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)^*$

Développement

$$\underline{s}\underline{s}^* = \mathcal{A}_1\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2\mathcal{A}_2 + \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)} + \mathcal{A}_2\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_2-\varphi_1)}$$

Regroupement

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left(\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}\right) + \mathcal{C}\cdot\mathcal{C}.$$

Calcul de l'intensité

$\mathcal{I} = \underline{s}\underline{s}^*$

Intensité des interférences

- $\underline{s}\underline{s}^* = \left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)\left(\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_1)} + \mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_2)}\right)^*$

Développement

$$\underline{s}\underline{s}^* = \mathcal{A}_1\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2\mathcal{A}_2 + \mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)} + \mathcal{A}_2\mathcal{A}_1 e^{i(\varphi_2-\varphi_1)}$$

Regroupement

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left(\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}\right) + \mathcal{C}\cdot\mathcal{C}.$$

Interférences de deux ondes cohérentes

Quand la différence de phase est une constante

$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$

Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left(\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}\right) + \mathcal{C}\cdot\mathcal{C}.$$

Rappel sur les phases φ_1 et φ_2

Ce sont des grandeurs qui dépendent aléatoirement du temps

Elles ne sont constantes que pendant le temps de cohérence

Interférences entre ondes cohérentes $\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$

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

Interférences de deux ondes cohérentes

Quand la différence de phase est une constante

$\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$

Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left(\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}\right) + \mathcal{C}\cdot\mathcal{C}.$$

Rappel sur les phases φ_1 et φ_2

Ce sont des grandeurs qui dépendent aléatoirement du temps

Elles ne sont constantes que pendant le temps de cohérence

Interférences entre ondes cohérentes $\varphi_1(t) - \varphi_2(t) = \Delta\varphi$

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

Non-Interférence de deux ondes incohérentes

Quand la différence de phase est aléatoire

Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left(\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}\right) + \mathcal{C}\cdot\mathcal{C}.$$

Valeur moyenne d'une exponentielle complexe à argument aléatoire

$$< e^{i(\tilde{\varphi}(t))} >= 0$$

Interférences entre ondes incohérentes

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2$$

Non-Interférence de deux ondes incohérentes

Quand la différence de phase est aléatoire

Rappel

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + \left(\mathcal{A}_1\mathcal{A}_2 e^{i(\varphi_1-\varphi_2)}\right) + \mathcal{C}\cdot\mathcal{C}.$$

Valeur moyenne d'une exponentielle complexe à argument aléatoire

$$< e^{i(\tilde{\varphi}(t))} >= 0$$

Interférences entre ondes incohérentes

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2$$

Interférences de deux ondes de fréquences différentes

A vous. . .

Ce sujet est laissé à votre sagacité. . .

Partie II

L'expérience d'Young

II L'expérience d'Young

4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

II L'expérience d'Young

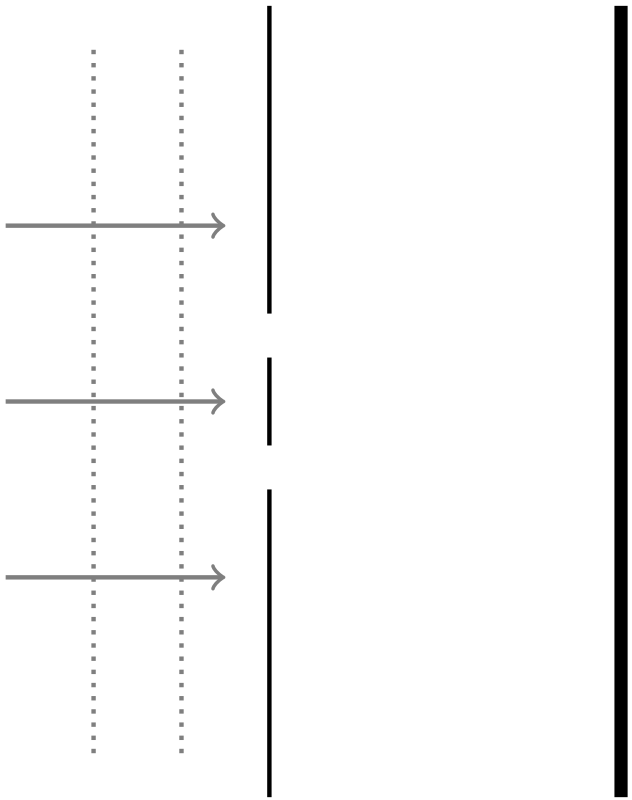
4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

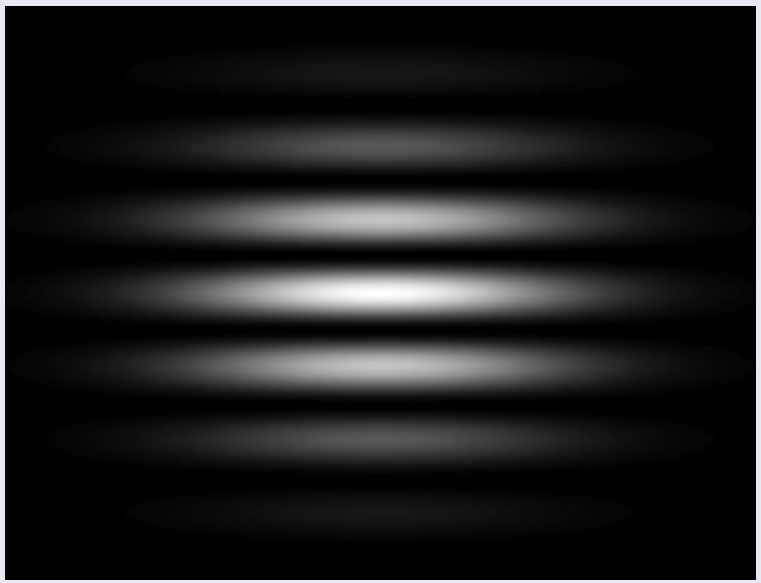
6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

Expérience à deux trous

Des phénomènes particuliers apparaîssent lorsque les trous sont suffisamment petits et rapprochées



Observation sur l'écran



L'optique géométrique est mise en défaut

Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous

Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectilignes
- Parallèles et alternés
- Optique géométrique mise en défaut

L'optique géométrique est mise en défaut

Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous

Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectilignes
- Parallèles et alternés
- Optique géométrique mise en défaut

L'optique géométrique est mise en défaut

Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous

Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectilignes
- Parallèles et alternés
- Optique géométrique mise en défaut

L'optique géométrique est mise en défaut

Prévisions de l'optique géométrique

- Des rayons parallèles frappent un masque percé de deux trous
- Ils sont arrêtés par le masque
- Mais pas par les trous
- Observation sur le masque : deux taches de la forme des trous

Observation effectuée lorsque les trous sont petits et rapprochés

- Intensité maximum entre les trous
- Franges lumineuses et sombres rectilignes
- Parallèles et alternés
- Optique géométrique mise en défaut

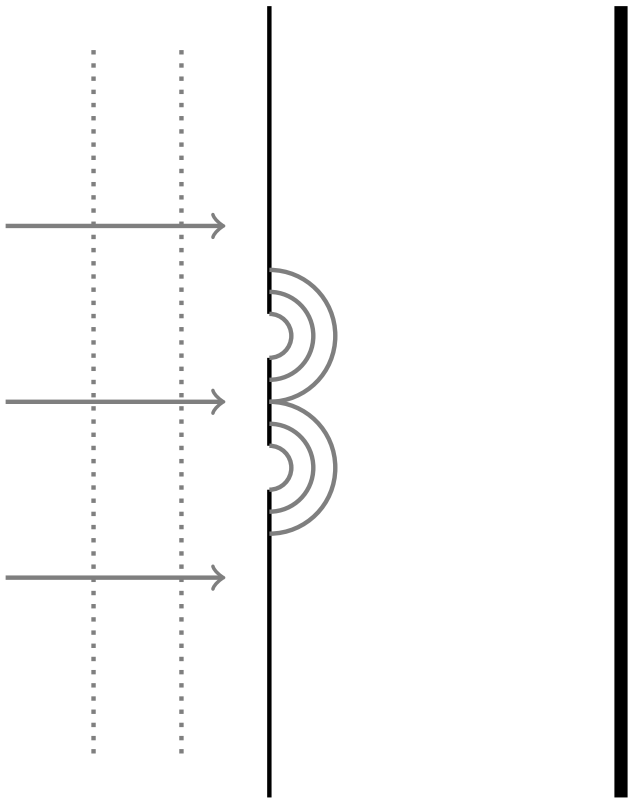
II L'expérience d'Young

4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

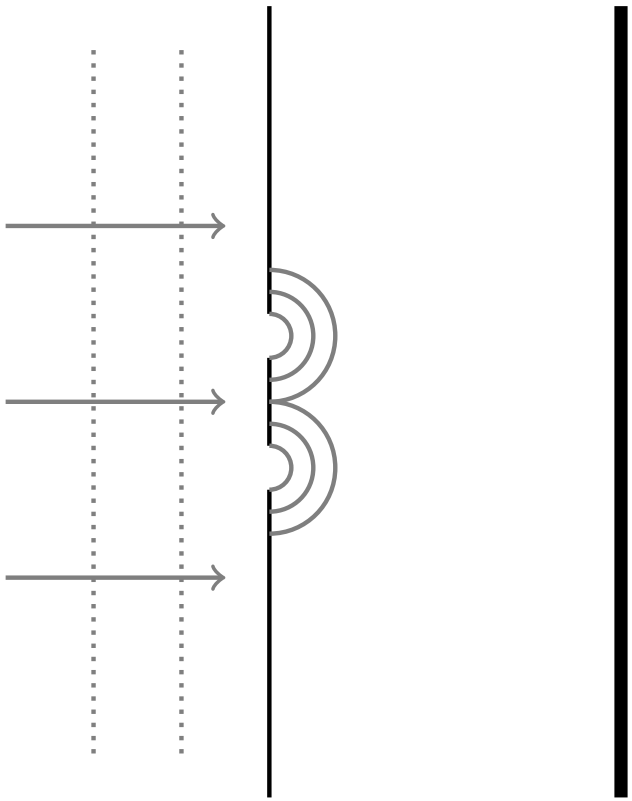
Rappel : principe de Huygens



Des sources secondaires

- Le masque est éclairé par une onde plane
- Chaque trou est une source ponctuelle
- qui émet des ondes sphériques
- Les deux sources sont en phase
- Car elles sont en phase avec l'onde plane

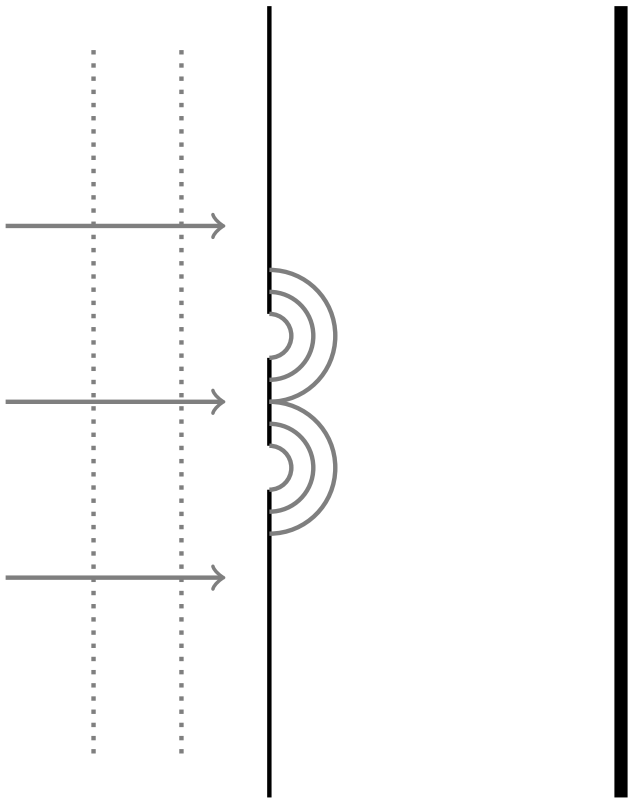
Rappel : principe de Huygens



Des sources secondaires

- Le masque est éclairé par une onde plane
- Chaque trou est une source ponctuelle
- qui émet des ondes sphériques
- Les deux sources sont en phase
- Car elles sont en phase avec l'onde plane

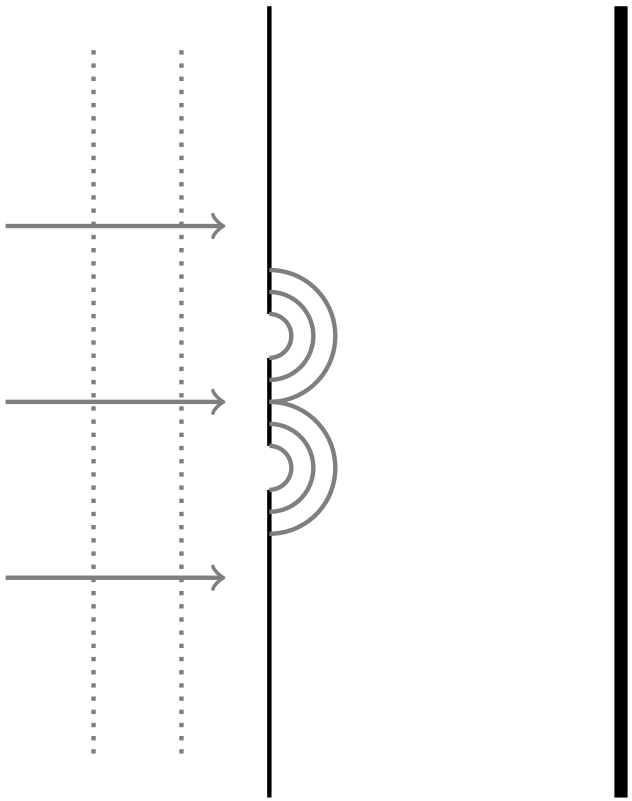
Rappel : principe de Huygens



Des sources secondaires

- Le masque est éclairé par une onde plane
- Chaque trou est une source ponctuelle
- qui émet des ondes sphériques
- Les deux sources sont en phase
- Car elles sont en phase avec l'onde plane

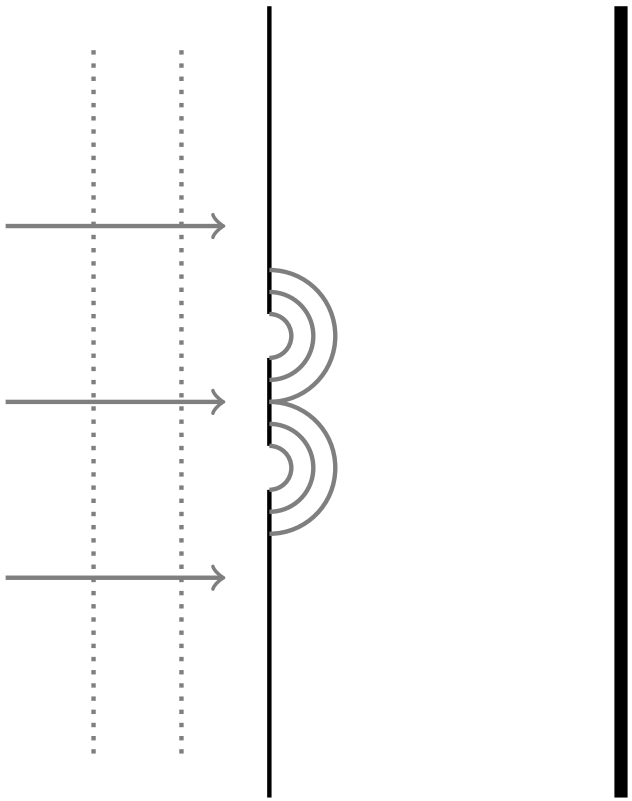
Expérience d'Young et cohérence



Des sources secondaires cohérentes

- Chaque source ré-émet l'onde plane
- Elles sont identiques
- Donc cohérentes

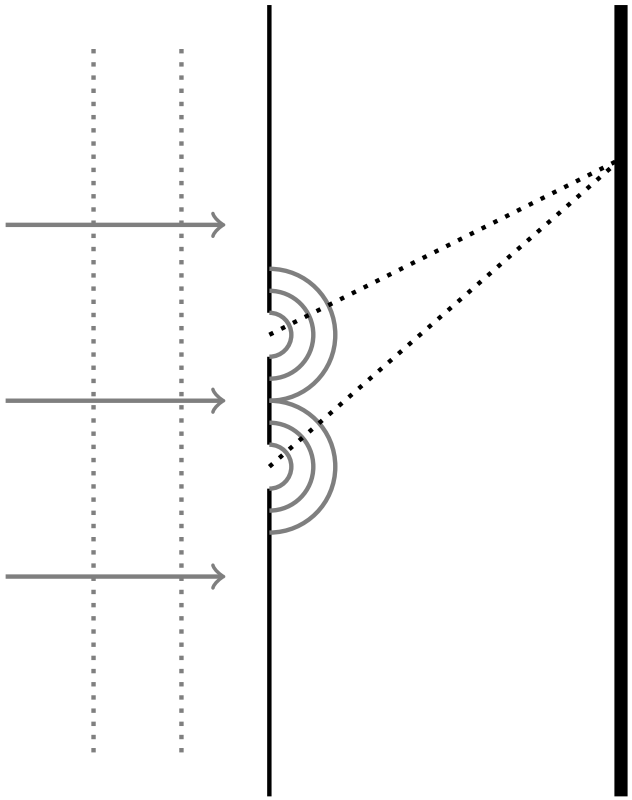
Expérience d'Young et cohérence



Des sources secondaires cohérentes

- Chaque source ré-émet l'onde plane
- Elles sont identiques
- Donc cohérentes

Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(\Delta\varphi)$$

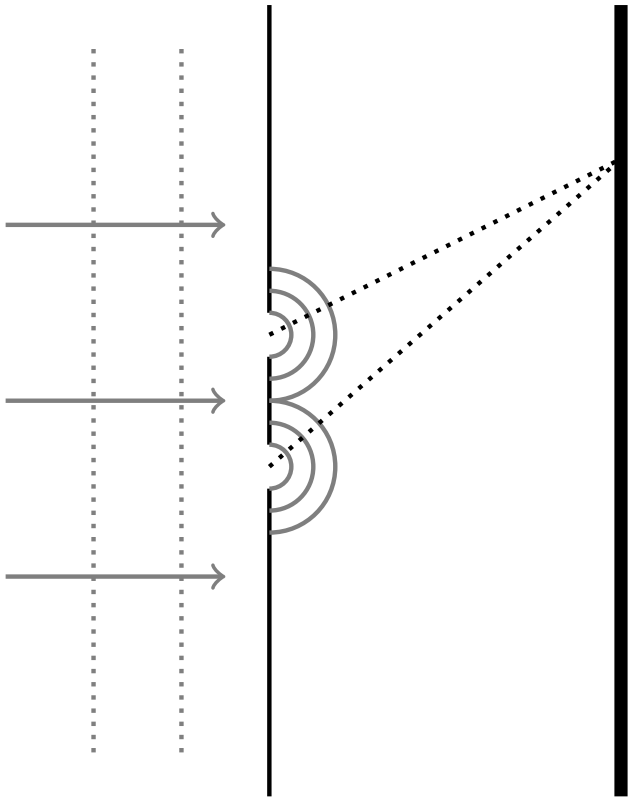
Intensités égales

$$2\mathcal{I}(1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(\Delta\varphi)$$

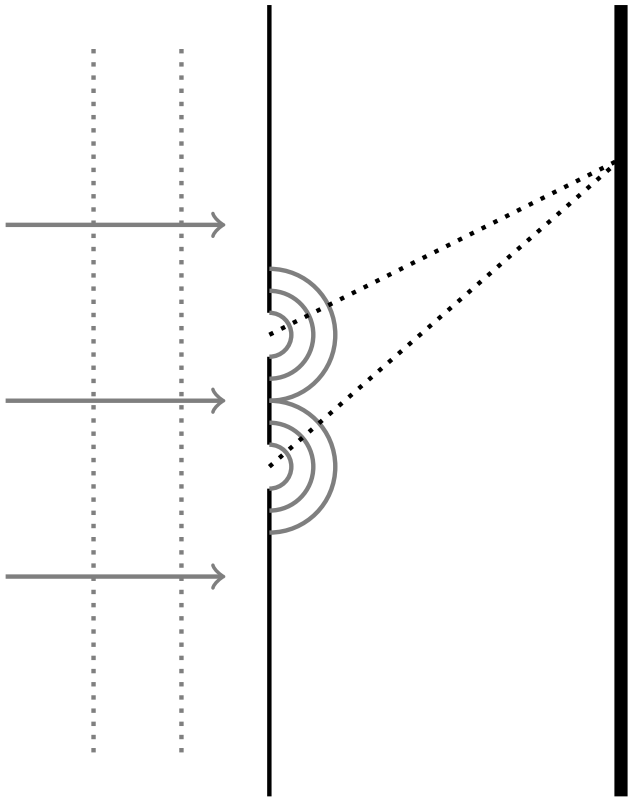
Intensités égales

$$2\mathcal{I}(1+\cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(\Delta\varphi)$$

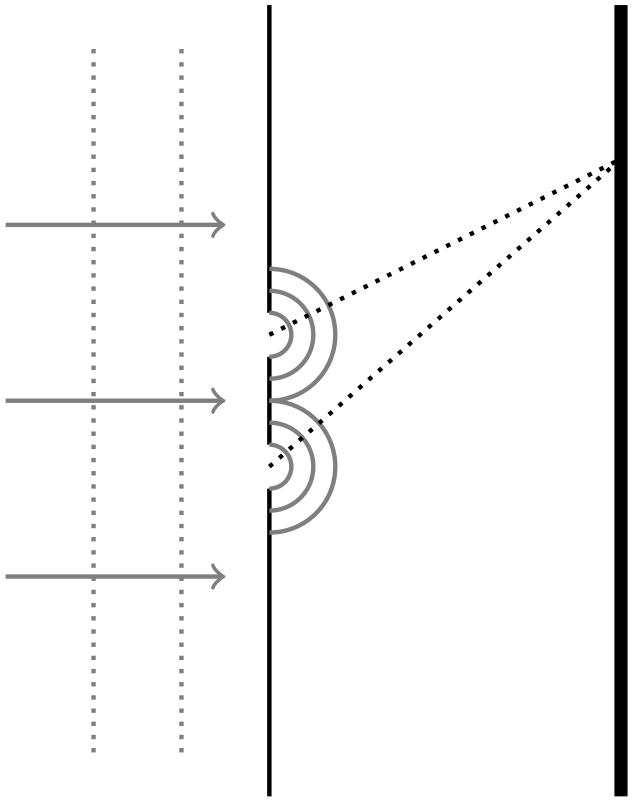
Intensités égales

$$2\mathcal{I}(1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

Comment déterminer l'intensité sur l'écran ?



Pour un point de l'écran

- Longueurs de trajet différentes
- Déphasage différent
- Différence de phase $\Delta\varphi$

Interférences

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(\Delta\varphi)$$

Intensités égales

$$2\mathcal{I}(1 + \cos(\Delta\varphi))$$

Il suffit de déterminer $\Delta\varphi$

En examinant les longueurs des trajets

II L'expérience d'Young

4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la différence de marche δ
- En déduire la différence de phase $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$

Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la différence de marche δ
- En déduire la différence de phase $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$

Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la différence de marche δ
- En déduire la différence de phase $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$

Calcul des interférences

Une méthode de référence

à adapter au besoin

Déterminer une référence de phase

- Une phase est définie à une constante près
- Il faut choisir l'endroit où elle sera nulle
- Un choix judicieux s'impose

Déterminer les distances de propagation

- Depuis la référence de phase
- Pour les deux trajets possibles
- Jusqu'à un point donné de l'écran
- Que l'on repère par ses coordonnées
- En déduire la différence de marche δ
- En déduire la différence de phase $\Delta\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\Lambda}\delta$

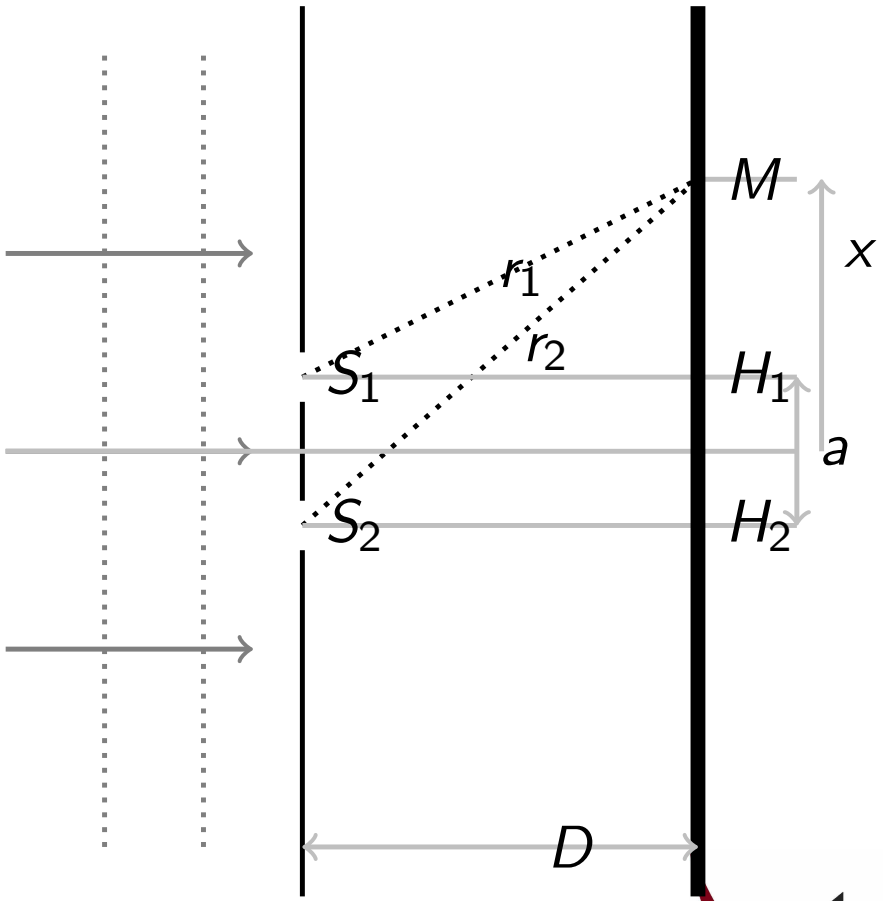
Dans notre cas

Référence de phase

- Les trous ont le même phase
- On y prend la référence

Distances de propagation

- $r_1^2 = S_1H_1^2 + H_1M^2$
- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- $r_2^2 = S_2H_2^2 + H_2M^2$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2}$



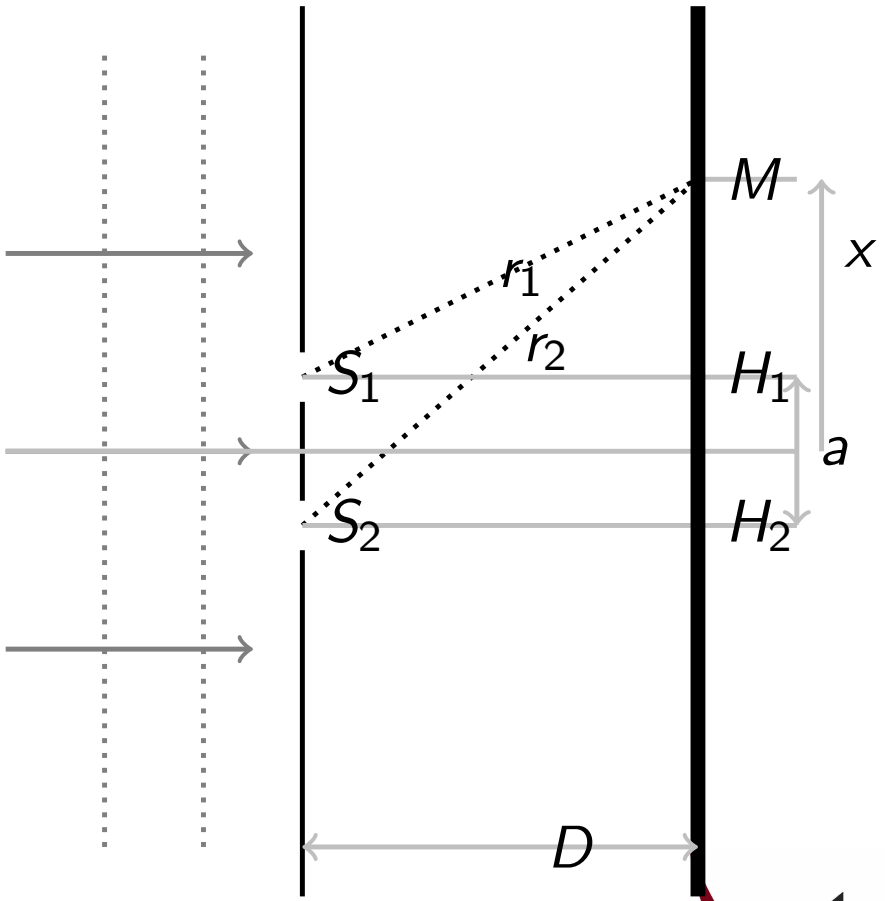
Dans notre cas

Référence de phase

- Les trous ont le même phase
- On y prend la référence

Distances de propagation

- $r_1^2 = S_1H_1^2 + H_1M^2$
- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- $r_2^2 = S_2H_2^2 + H_2M^2$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2}$



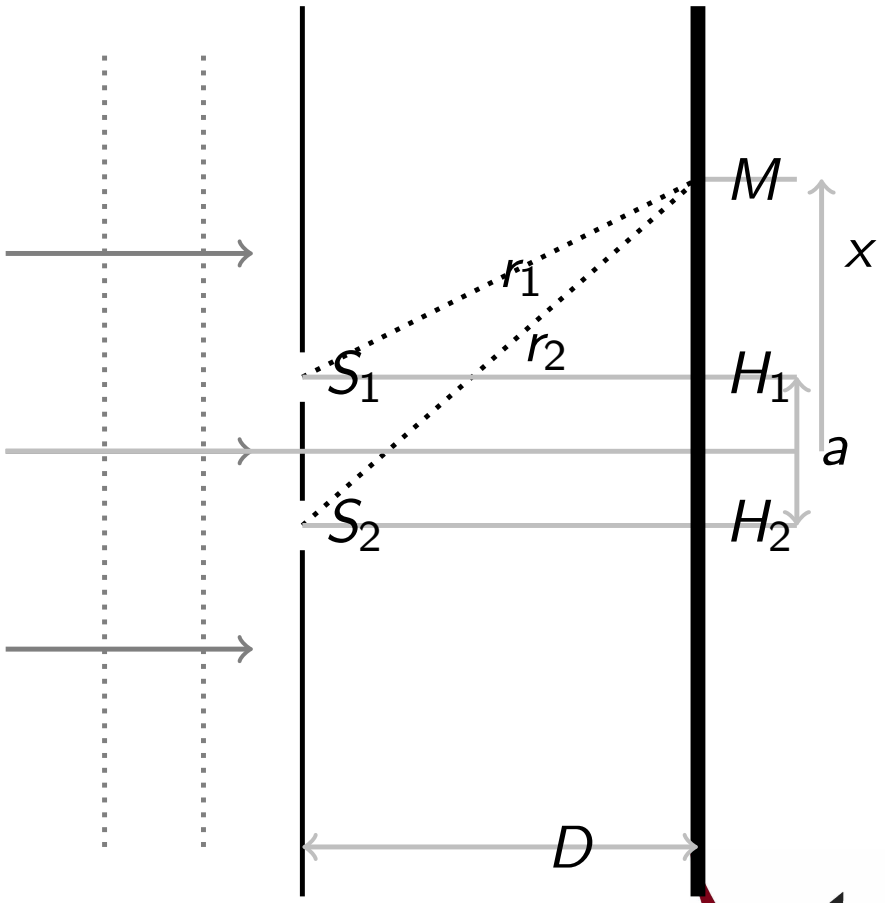
Dans notre cas

Référence de phase

- Les trous ont le même phase
- On y prend la référence

Distances de propagation

- $r_1^2 = S_1H_1^2 + H_1M^2$
- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- $r_2^2 = S_2H_2^2 + H_2M^2$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2}$



Différence de marche
Différence de phase

Différence de marche

- Nous avons trouvé r_1 et r_2
- $\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- Et si on prenait $r_1 - r_2$?[a]

[a] Réfléchissez...

Différence de phase au point M

$$\Delta\varphi = k\delta = \left(\sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}\right)k = \frac{2\left(\sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2+D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2+D^2}\right)\pi}{\lambda}$$

Différence de marche

Différence de phase

Différence de marche

- Nous avons trouvé r_1 et r_2
- $\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- Et si on prenait $r_1 - r_2$?[a]

[a] Réfléchissez...

Différence de phase au point M

$$\Delta\varphi = k\delta = \left(\sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}\right)k = \frac{2\left(\sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2+D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2+D^2}\right)\pi}{\lambda}$$

Différence de marche

Différence de phase

Différence de marche

- Nous avons trouvé r_1 et r_2
- $\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- Et si on prenait $r_1 - r_2$?[a]

[a] Réfléchissez...

Différence de phase au point M

$$\Delta\varphi = k\delta = \left(\sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}\right)k = \frac{2\left(\sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2+D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2+D^2}\right)\pi}{\lambda}$$

II L'expérience d'Young

4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

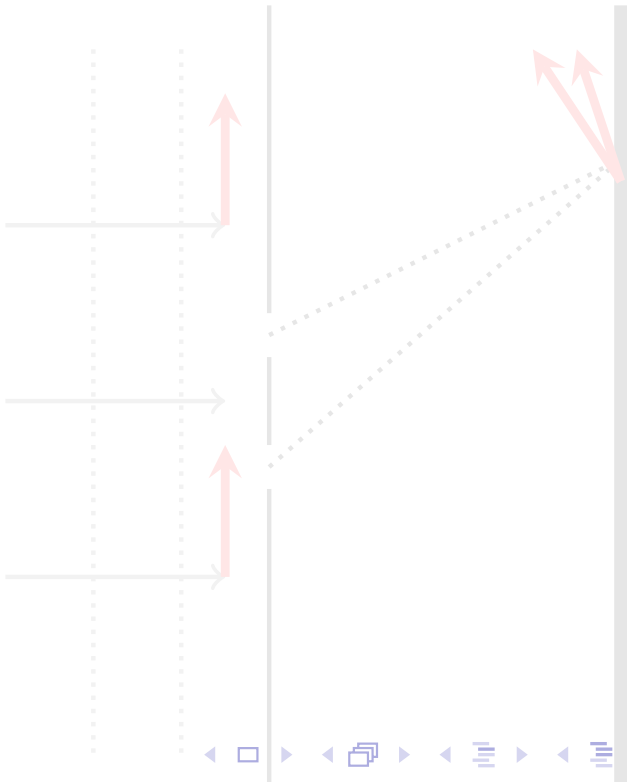
6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.
- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible !



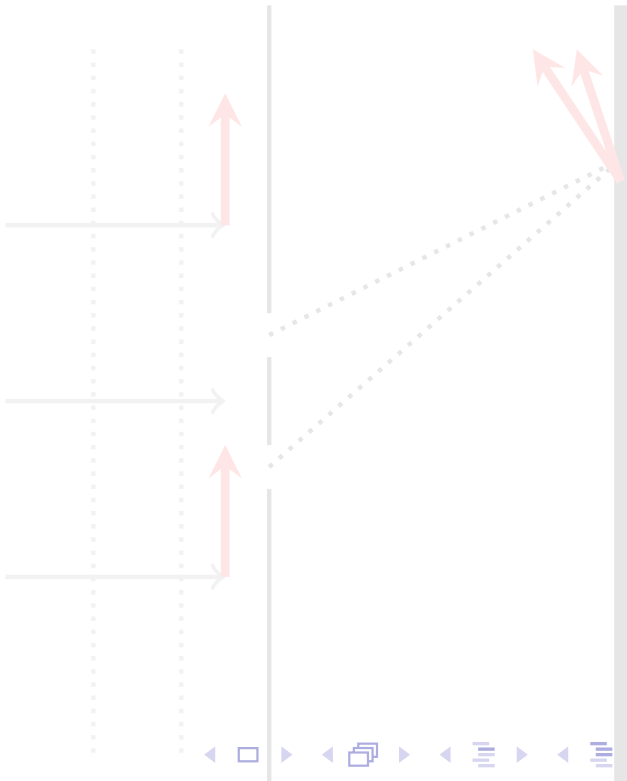
Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible



Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

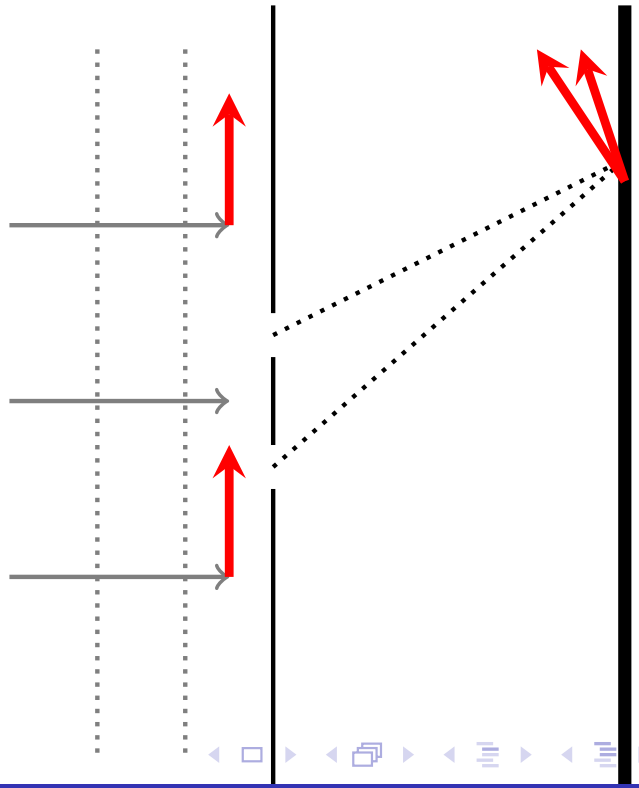
L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible

Approximation des grandes distances

- L'écran est loin
- devant l'écartement des trous



Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

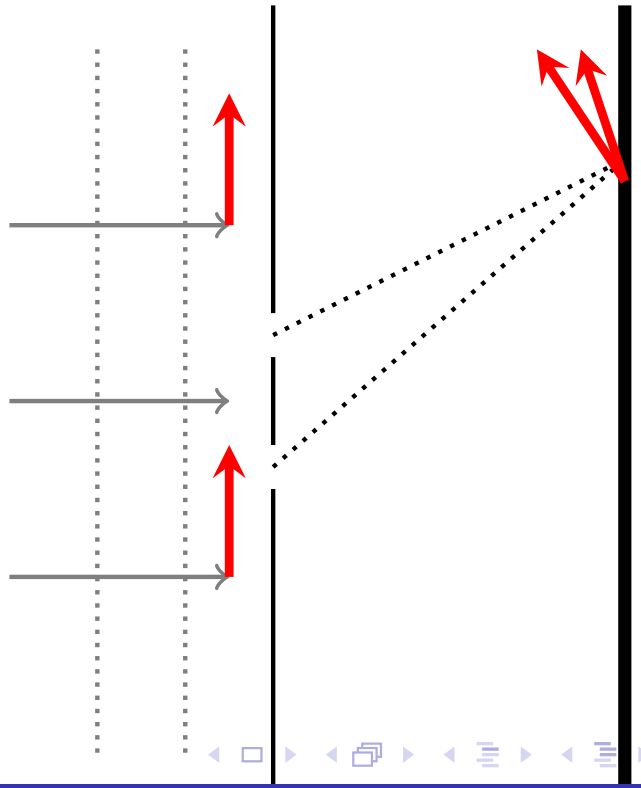
L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible

Approximation des grandes distances

- L'écran est loin
- devant l'écartement des trous



Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

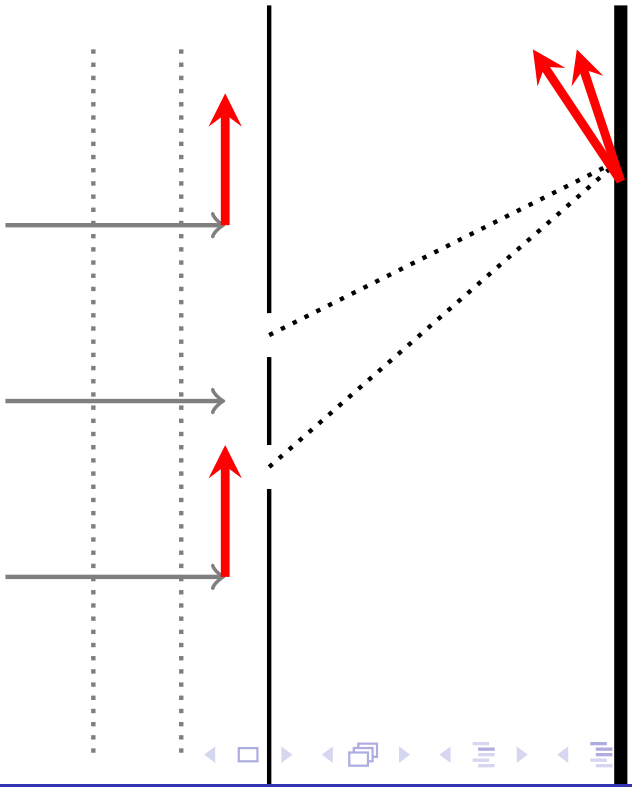
L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible

Approximation des grandes distances

- L'écran est loin
- devant l'écartement des trous



Les champs électromagnétiques sont vectoriels

Nous avons fait des sommes scalaires pour démontrer la formule des interférences

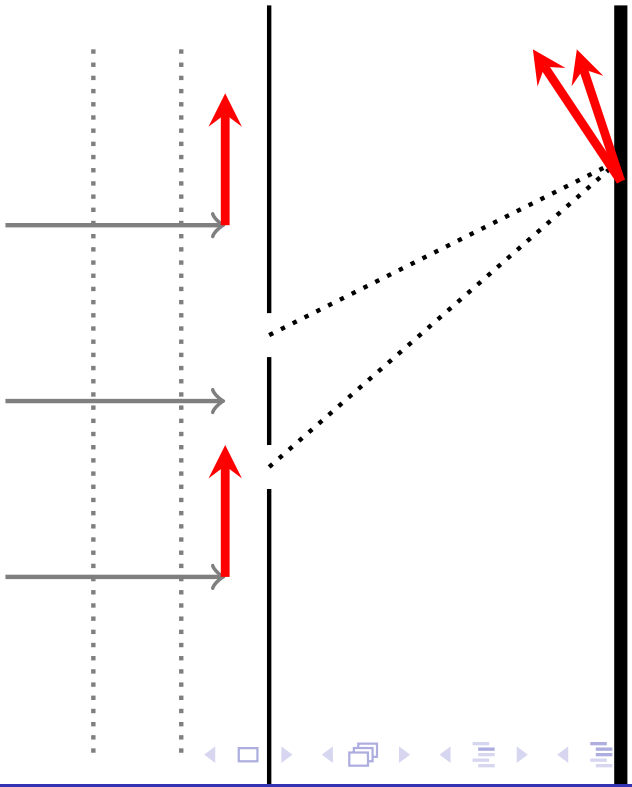
L'Optique Physique traite des scalaires

- Quand peut on traiter des vecteurs comme des scalaires ?
- Quand les vecteurs ont même direction.

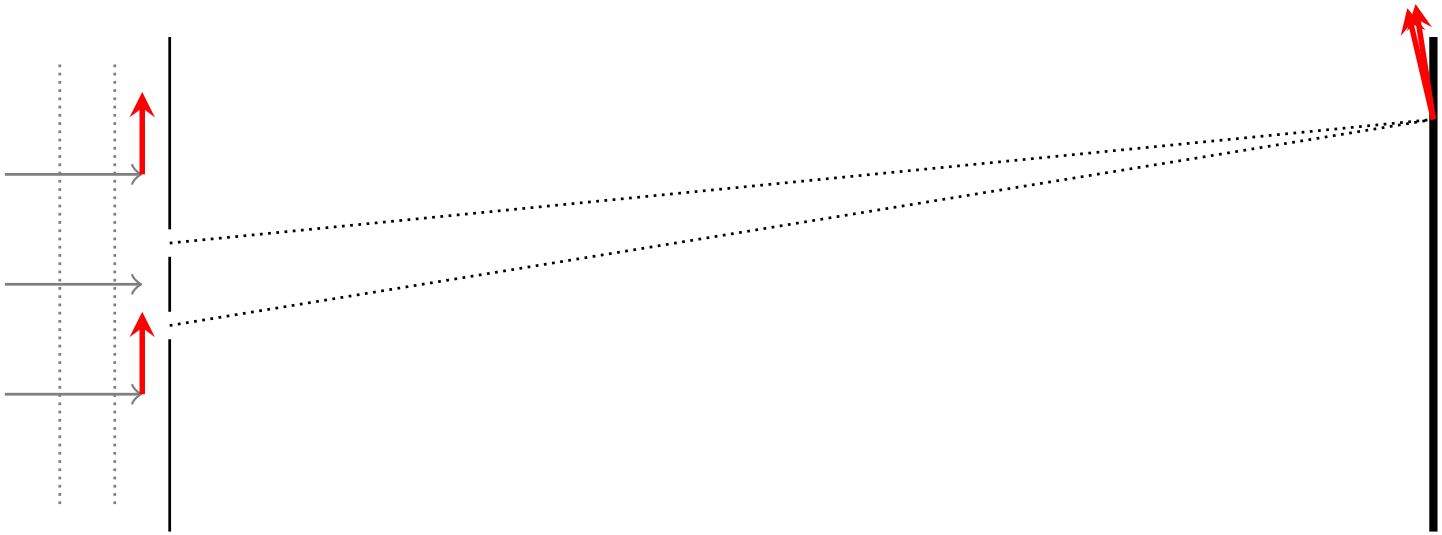
- Champs transversaux
- Directions non parallèles
- Approximation scalaire impossible

Approximation des grandes distances

- L'écran est loin
- devant l'écartement des trous



Approximation des grandes distances



- L'écran est loin
- Les angles sont faibles : les rayons sont proches de l'axe
- Approximation paraxiale

II L'expérience d'Young

4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

Interférences et cohérences

Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les φ sont aléatoires, constantes pendant T_C

Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$ à la référence de phase

Cohérence temporelle — $\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$ pas aléatoire

- $|(-r_1/c) - (-r_2/c)| < T_C$
- $|r_2 - r_1| < L_C$
- Différence de marche plus petite que la longueur de cohérence

Interférences et cohérences

Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les φ sont aléatoires, constantes pendant T_C

Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$ à la référence de phase

Cohérence temporelle — $\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$ pas aléatoire

- $|(-r_1/c) - (-r_2/c)| < T_C$
- $|r_2 - r_1| < L_C$
- Différence de marche plus petite que la longueur de cohérence

Interférences et cohérences

Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les φ sont aléatoires, constantes pendant T_C

Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$ à la référence de phase

Cohérence temporelle — $\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$ pas aléatoire

- $|(t - r_1/c) - (t - r_2/c)| < T_C$
- $|r_2 - r_1| < L_C$
- Différence de marche plus petite que la longueur de cohérence

Interférences et cohérences

Rappel : formule des interférences

- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1 \mathcal{I}_2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$
- Les φ sont aléatoires, constantes pendant T_C

Retard dû à la propagation

- $\varphi_1(t) = \varphi(t - r_1/c)$
- $\varphi_2(t) = \varphi(t - r_2/c)$
- avec $\varphi = \tilde{\varphi}(t)$ à la référence de phase

Cohérence temporelle — $\varphi_1(t) - \varphi_2(t)$ pas aléatoire

- $|(-r_1/c) - (-r_2/c)| < T_C$
- $|r_2 - r_1| < L_C$
- Différence de marche plus petite que la longueur de cohérence

II L'expérience d'Young

4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

Les approximations de l'Optique Physique

Grandes distances

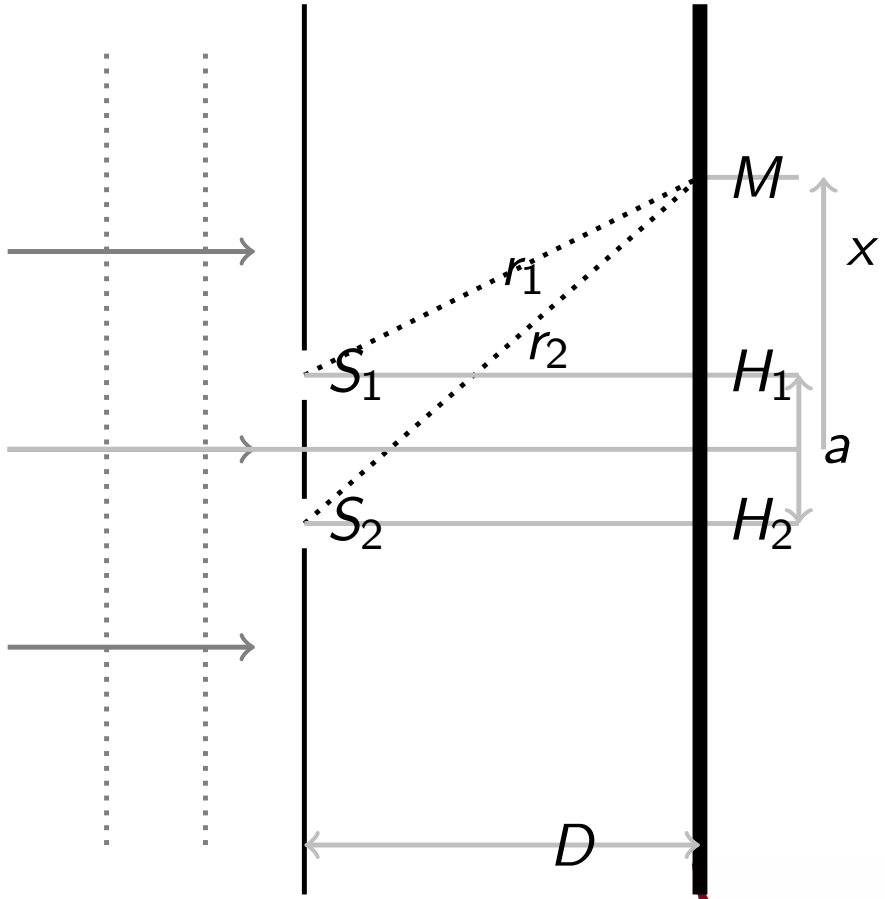
Écran loin $a \ll D$

Cohérence

$r_1 \approx r_2$ $x \ll D$

Simplifications. . .

Développement limité



Les approximations de l'Optique Physique

Grandes distances

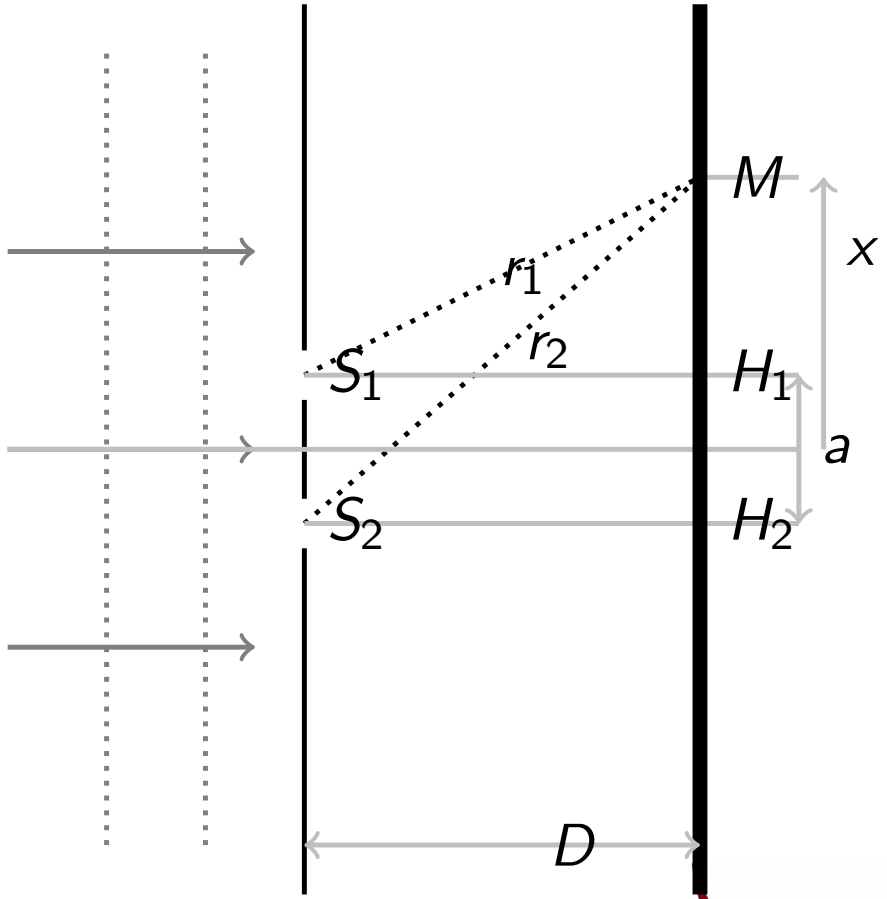
Écran loin $a \ll D$

Cohérence

$r_1 \approx r_2$ $x \ll D$

Simplifications. . .

Développement limité



Les approximations de l'Optique Physique

Grandes distances

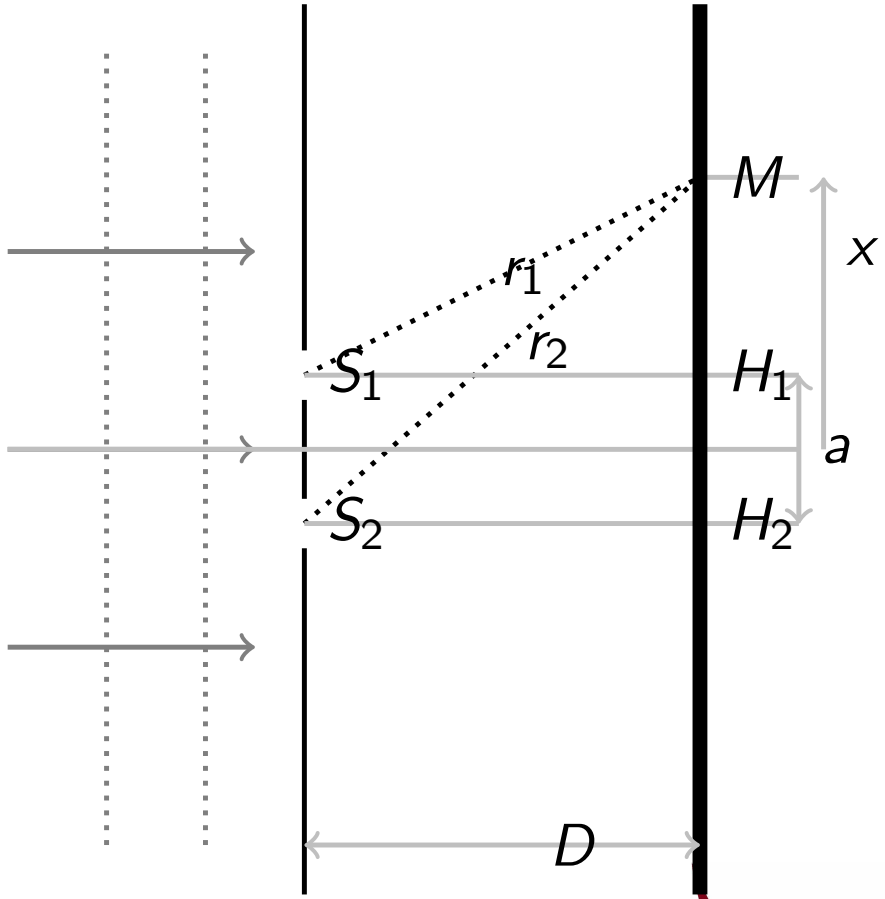
Écran loin $a \ll D$

Cohérence

$r_1 \approx r_2$ $x \ll D$

Simplifications. . .

Développement limité



Reprenons le calcul

Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de $\sqrt{\epsilon+1}$ autour de $\epsilon = 0$ à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour $a \ll D$ et $x \ll D$

- Factorisation par D
- Développement de $\sqrt{\epsilon+1}$ pour $\frac{a}{D} \ll 1$ et $\frac{x}{D} \ll 1$

- $r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$

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

Reprenons le calcul

Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de $\sqrt{\epsilon+1}$ autour de $\epsilon = 0$ à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour $a \ll D$ et $x \ll D$

- Factorisation par D
- Développement de $\sqrt{\epsilon+1}$ pour $\frac{a}{D} \ll 1$ et $\frac{x}{D} \ll 1$

- $r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$

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

Reprenons le calcul

Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de $\sqrt{\epsilon+1}$ autour de $\epsilon = 0$ à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour $a \ll D$ et $x \ll D$

- Factorisation par D
- Développement de $\sqrt{\epsilon+1}$ pour $\frac{a}{D} \ll 1$ et $\frac{x}{D} \ll 1$

- $r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$

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

Reprenons le calcul

Différence de marche trouvée précédemment

$$\delta = r_2 - r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2} - \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$$

Développement limité de $\sqrt{\epsilon+1}$ autour de $\epsilon = 0$ à l'ordre 1

$$\sqrt{\epsilon+1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$$

Développement limité pour $a \ll D$ et $x \ll D$

- Factorisation par D
- Développement de $\sqrt{\epsilon+1}$ pour $\frac{a}{D} \ll 1$ et $\frac{x}{D} \ll 1$

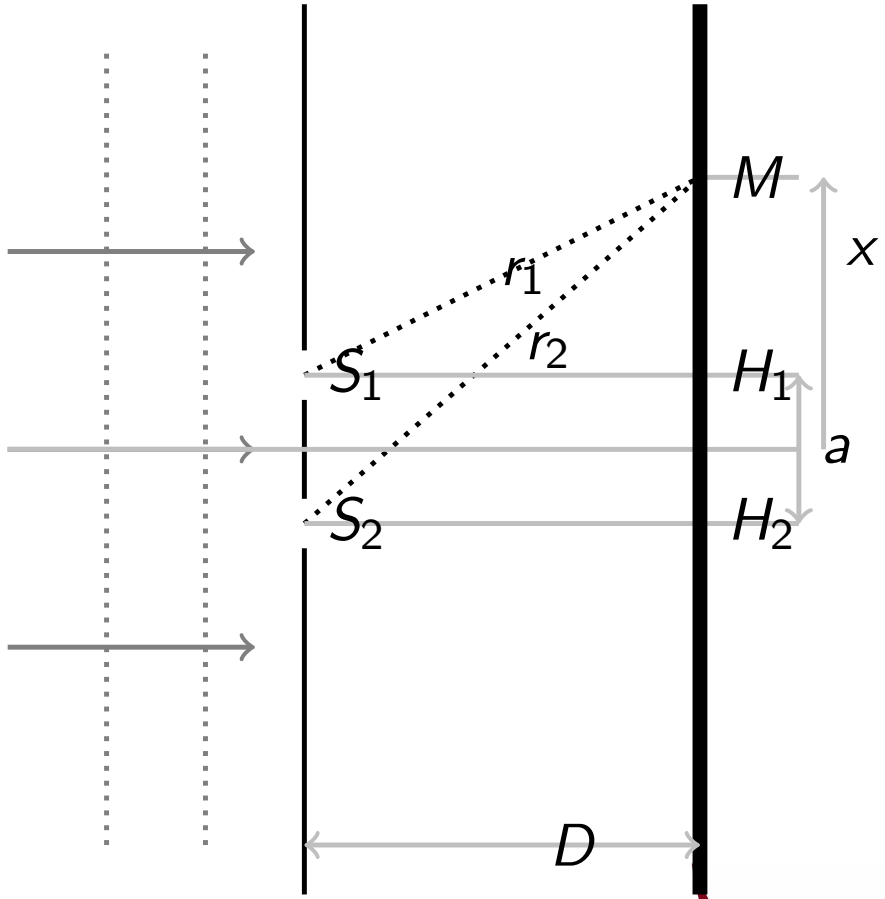
- $r_1 \approx D + \frac{a^2}{8D} - \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2}{8D} + \frac{ax}{2D} + \frac{x^2}{2D}$

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

Expression de l'intensité sur l'écran

Intensité au point M

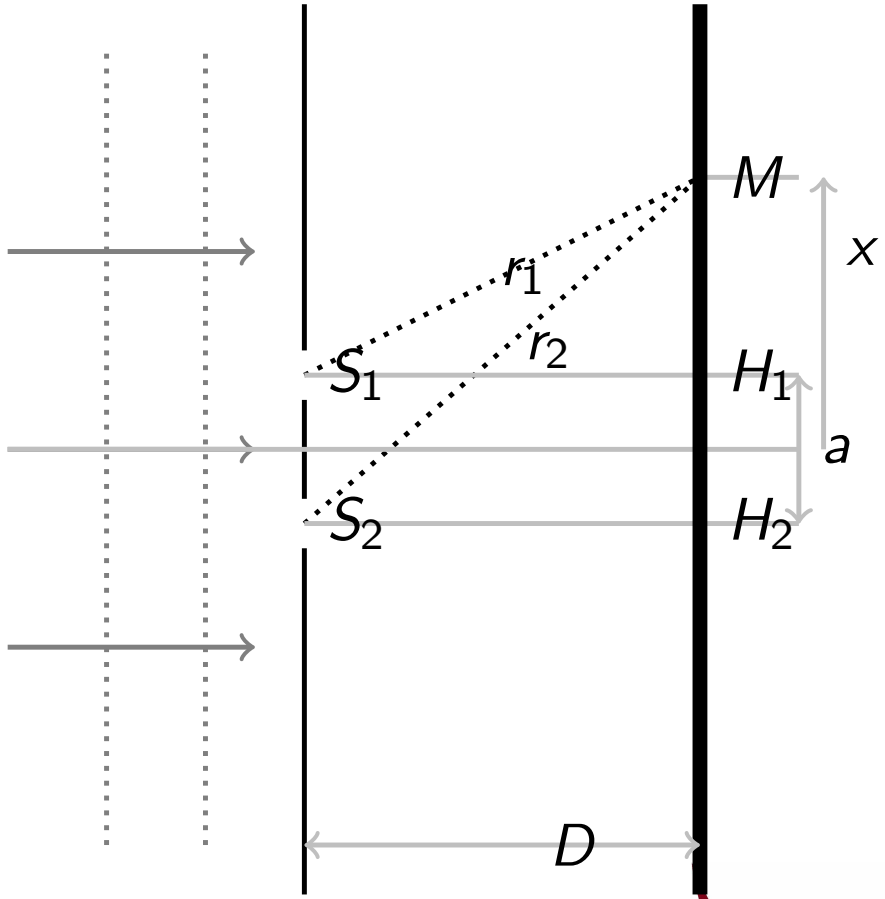
$$2\mathcal{I}\left(1+\cos\left(k\delta\right)\right)$$



Expression de l'intensité sur l'écran

Intensité au point M

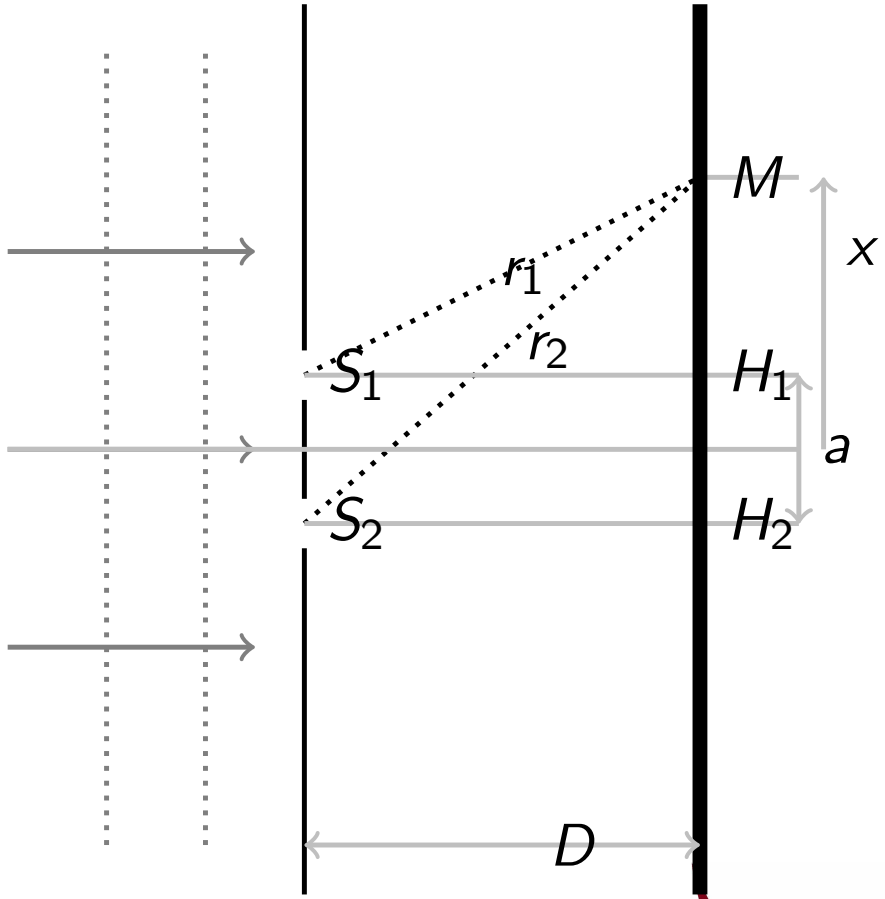
$$2\mathcal{I}\left(1+\cos\left(k\frac{ax}{D}\right)\right)$$



Expression de l'intensité sur l'écran

Intensité au point M

$$2\mathcal{I}\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\frac{ax}{D}\right)\right)$$



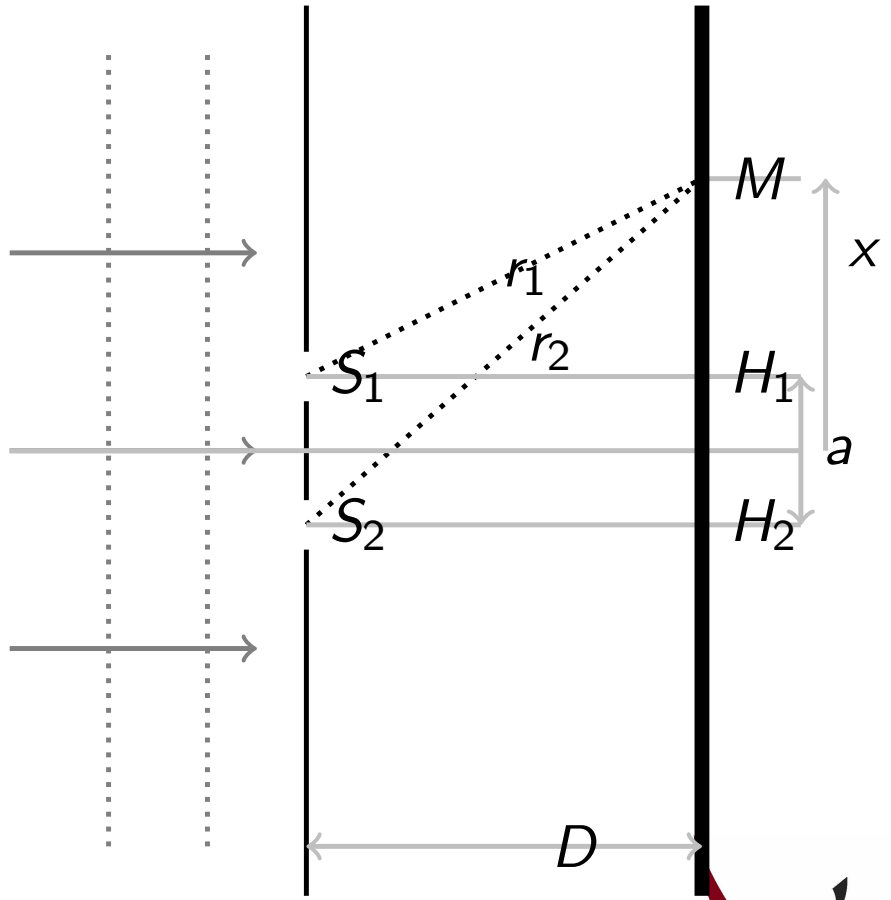
On a oublié la troisième dimension

Un oubli qui ne change rien

y pointe vers vous

Différence de marche

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2 + y^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2 + y^2}$
- D.L. $(x, y, a) \ll D$
- $\delta \approx \frac{ax}{D}$



Interférences lumineuses sur l'écran

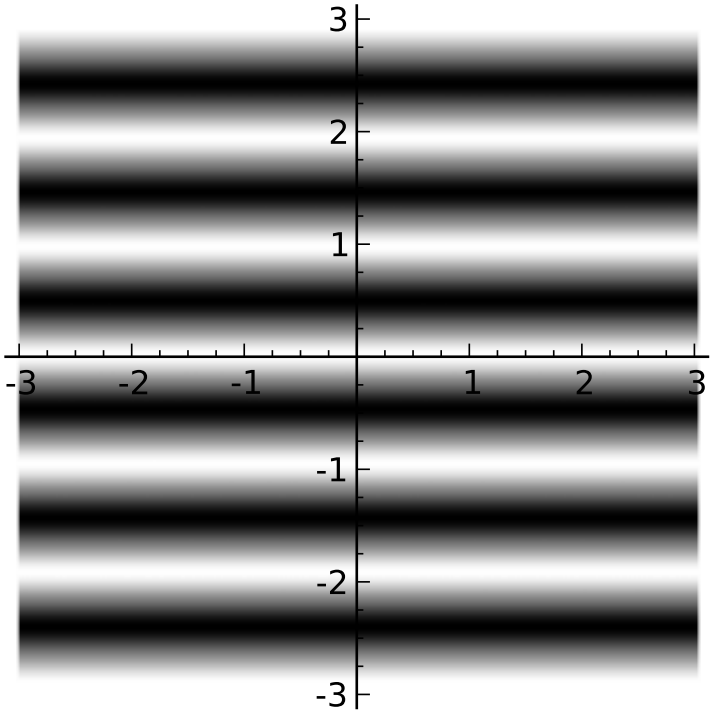
Franges, interfrange...

Intensité lumineuse sur l'écran

$$2\mathcal{I}\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\frac{ax}{D}\right)\right)$$

Interfrange

- Période spatiale
- Espacement des maxima
- ici : $\Lambda\frac{D}{a}$



Interférences lumineuses sur l'écran

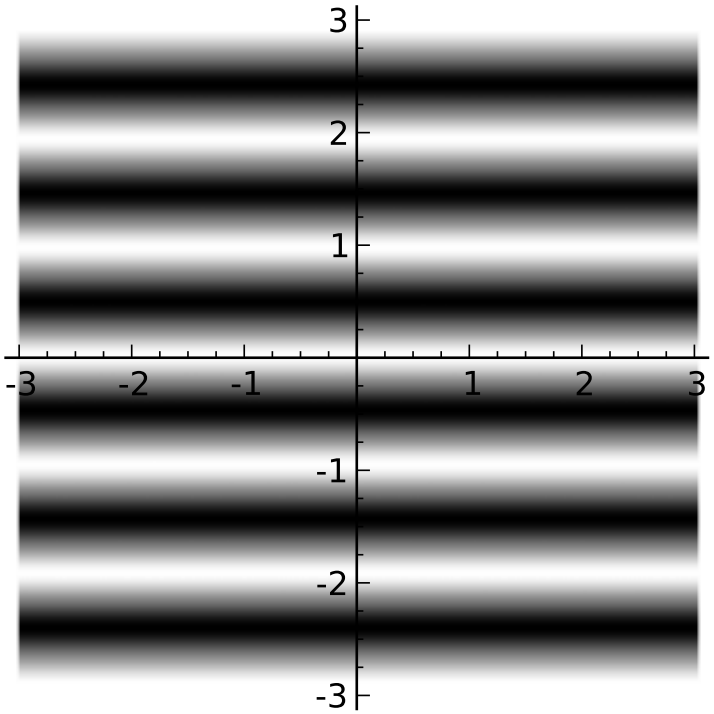
Franges, interfrange...

Intensité lumineuse sur l'écran

$$2\mathcal{I}\left(1+\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\frac{ax}{D}\right)\right)$$

Interfrange

- Période spatiale
- Espacement des maxima
- ici : $\Lambda\frac{D}{a}$



II L'expérience d'Young

4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

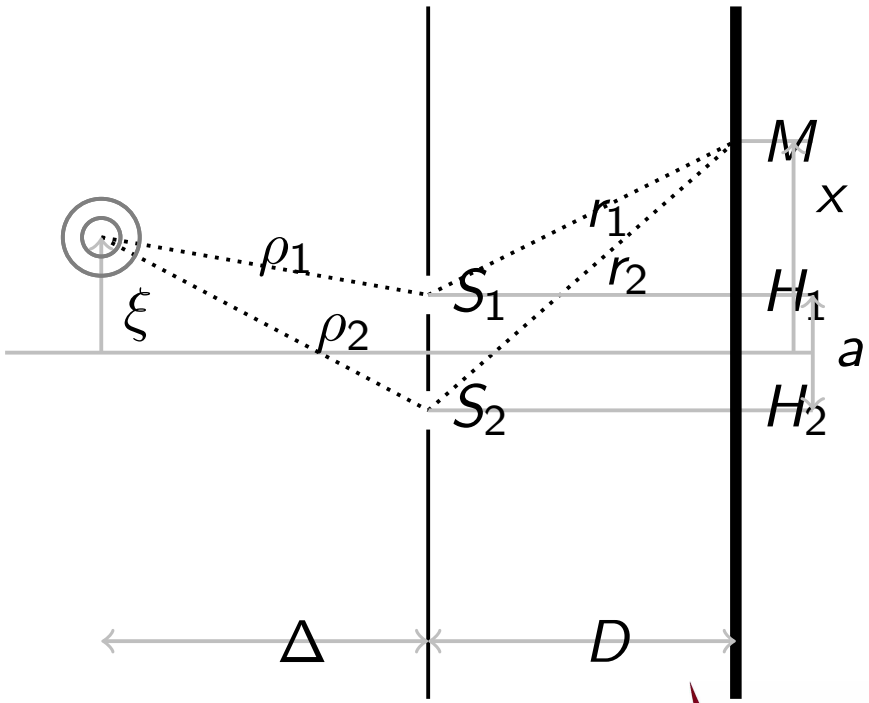
Expérience d'Young avec une source ponctuelle

Origine des phase

- Les trous ne sont plus en phase
- On prend la source

Différence de marche

- $\delta = (\rho_2 + r_2) - (\rho_1 + r_1)$



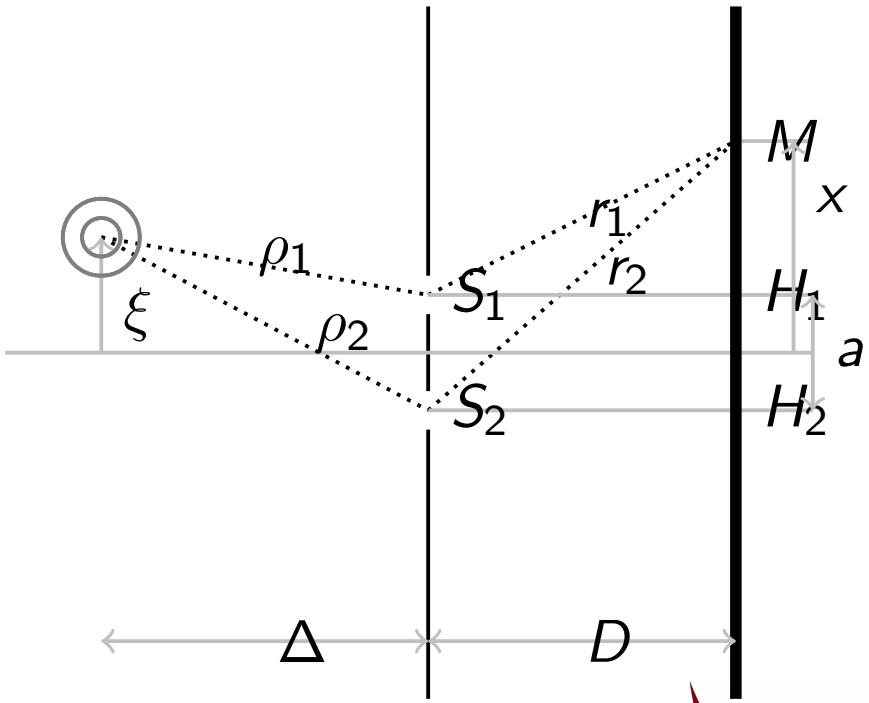
Expérience d'Young avec une source ponctuelle

Origine des phase

- Les trous ne sont plus en phase
- On prend la source

Différence de marche

- $\delta = (\rho_2 + r_2) - (\rho_1 + r_1)$



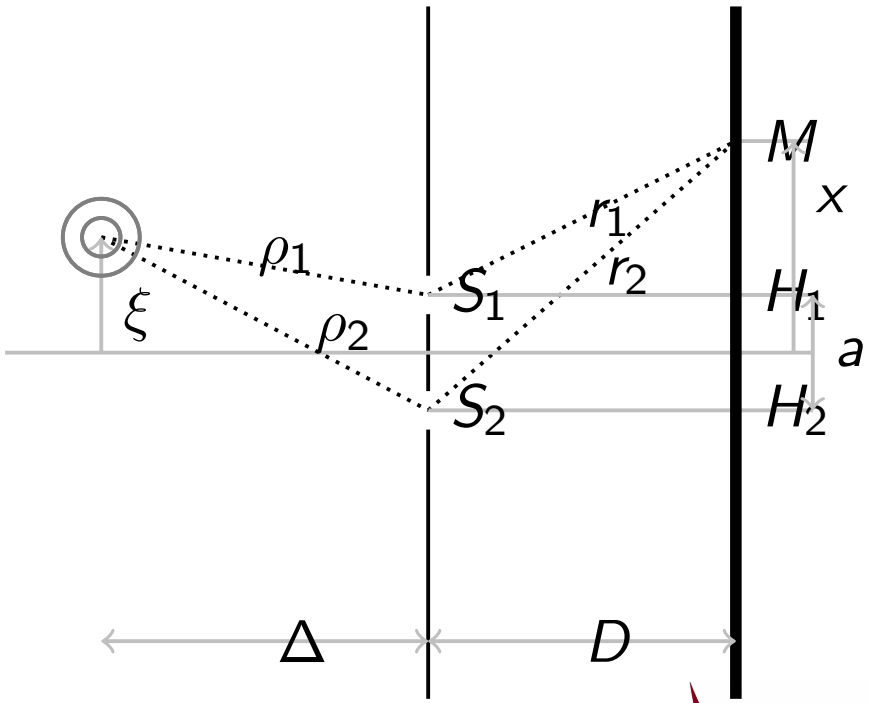
Expérience d'Young avec une source ponctuelle

Origine des phase

- Les trous ne sont plus en phase
- On prend la source

Différence de marche

- $\delta = (r_2 - r_1) + (\rho_2 - \rho_1)$



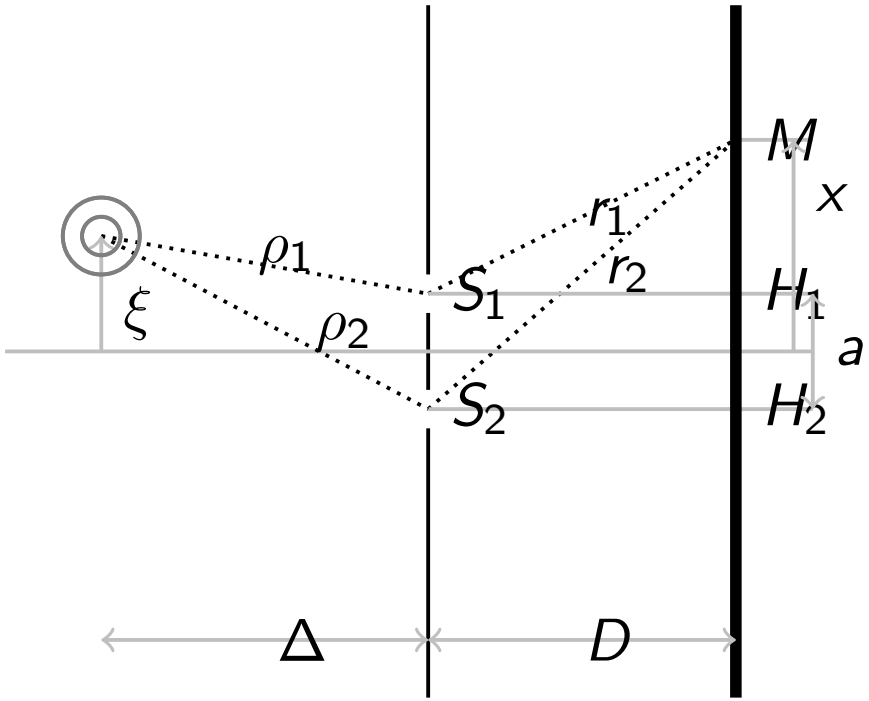
Calcul direct

Déjà calculés

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2}$

A calculer

- $\rho_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2\xi)^2 + \Delta^2}$
- $\rho_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2\xi)^2 + \Delta^2}$



D.L. $x,\xi,a \ll D$

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

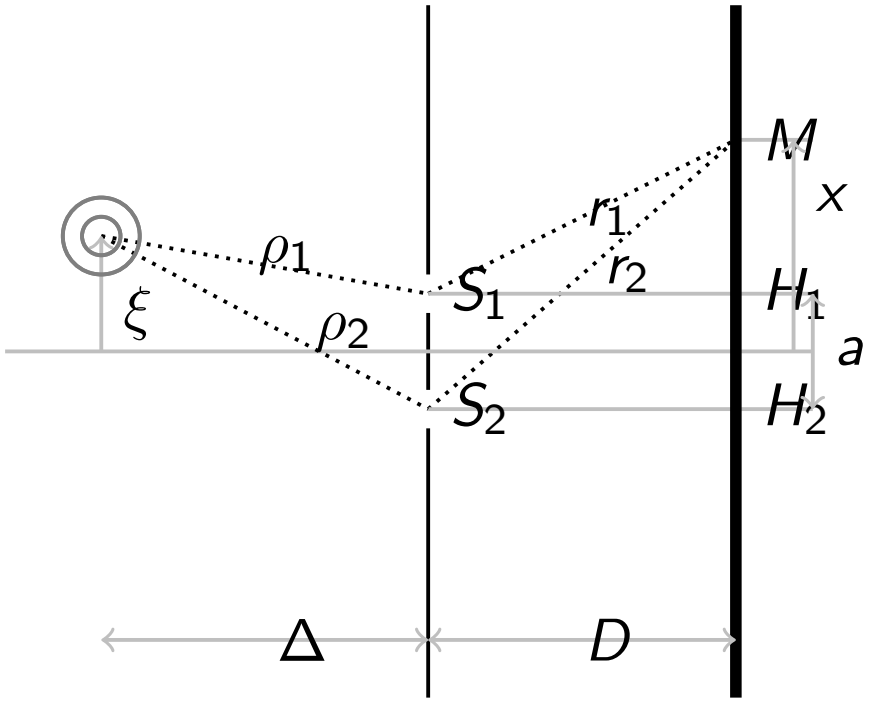
Calcul direct

Déjà calculés

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2}$

A calculer

- $\rho_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2\xi)^2 + \Delta^2}$
- $\rho_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2\xi)^2 + \Delta^2}$



D.L. $x,\xi,a \ll D$

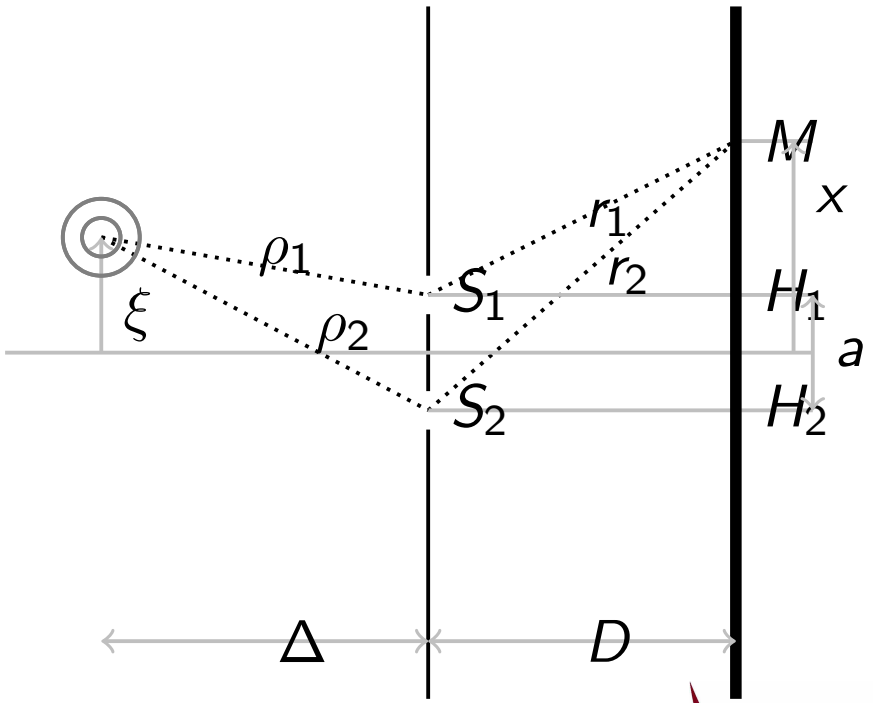
$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

On aurait pu se passer du calcul

Géométries identiques à droite et à gauche du masque

D.L. $x,\xi,a \ll D$

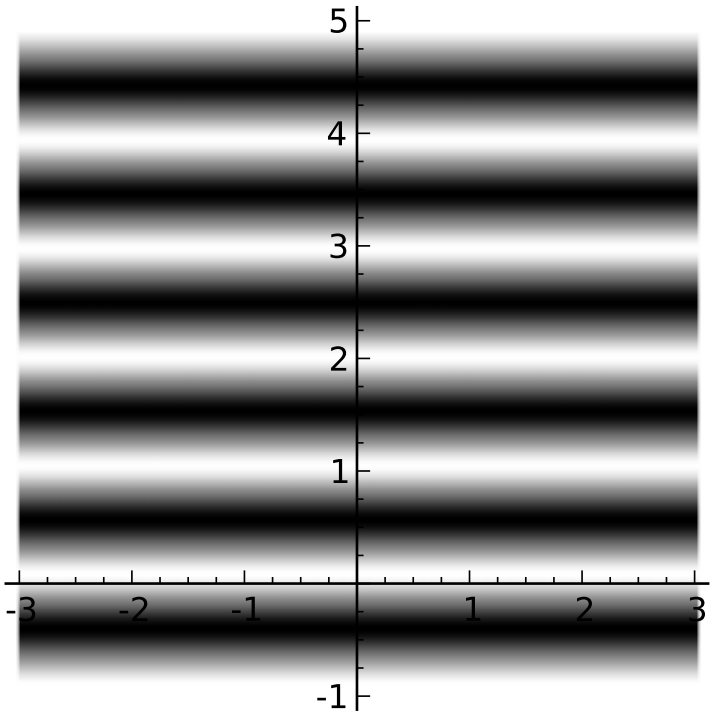
$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

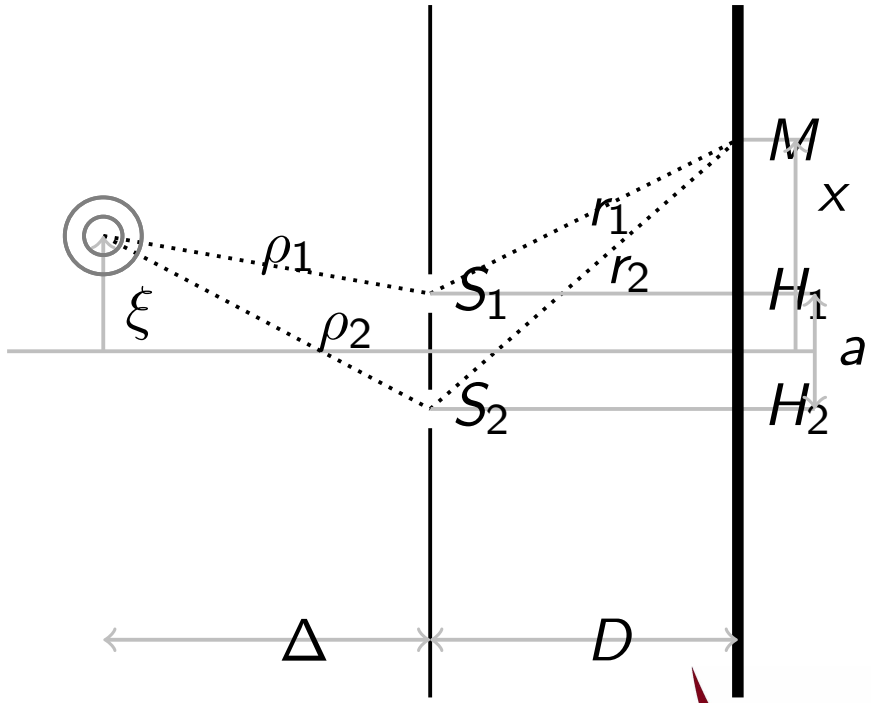


Observation

D.L. $x,\xi,a \ll D$

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$





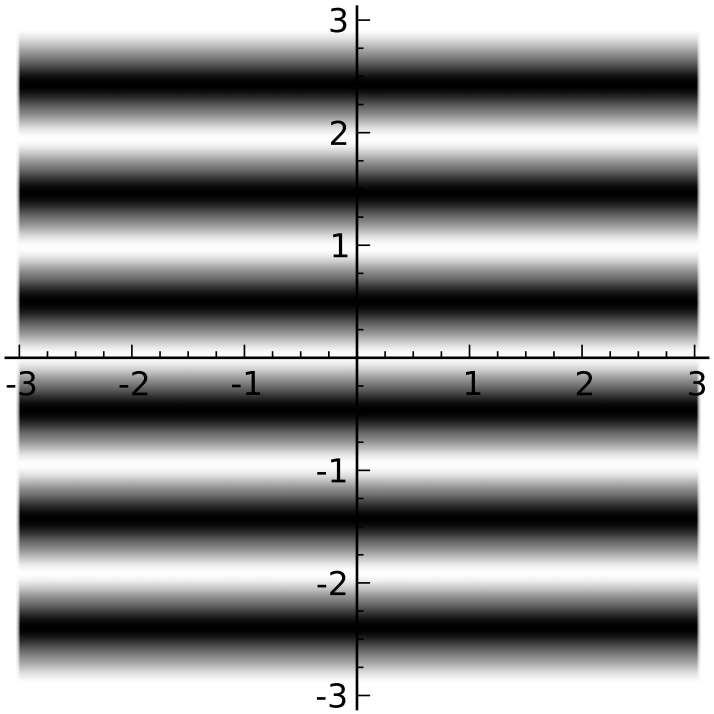
II L'expérience d'Young

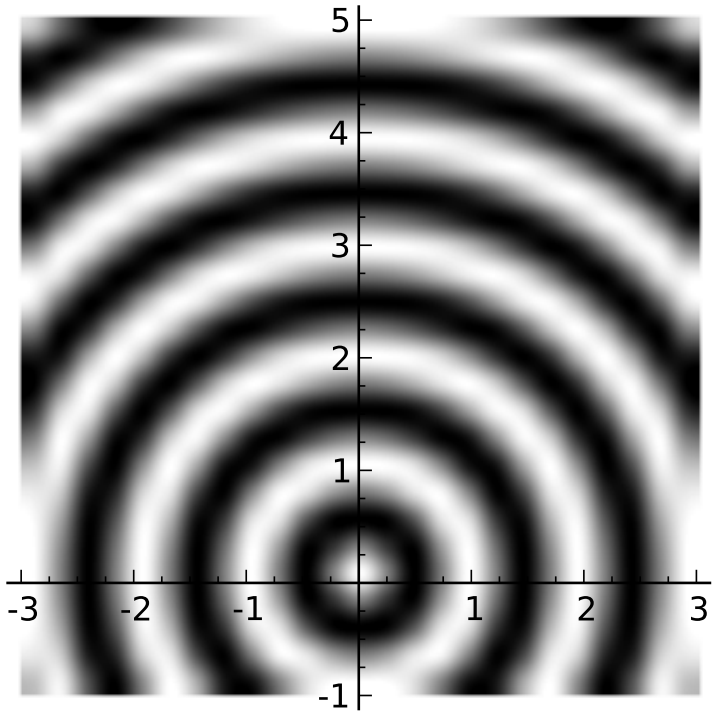
4 L'expérience d'Young
- Expérience et observation
- Interprétation par le déphasage
- Calcul de la figure d'interférence

5 Les hypothèses de l'optique physique
- Approximation des grandes distances
- Approximation liée à la cohérence

6 Le calcul approché
- L'expérience que nous venons de voir
- Et si on mettait une source ponctuelle ?
- Franges, interfrange, ordres des franges

Franges





Périodicité de la figure d'interférence

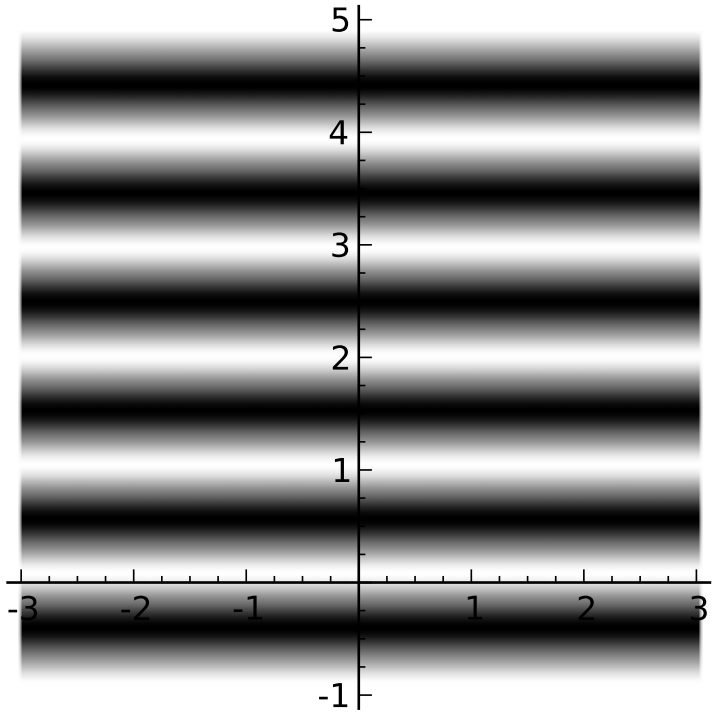
Interfrange

Différence de marche

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

Interfrange

- Période spatiale
- Espace entre deux maxima
- Ici : $i = \Lambda \frac{D}{a}$



Ordre des franges

Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes : δ multiple de Λ

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(k\delta)$$

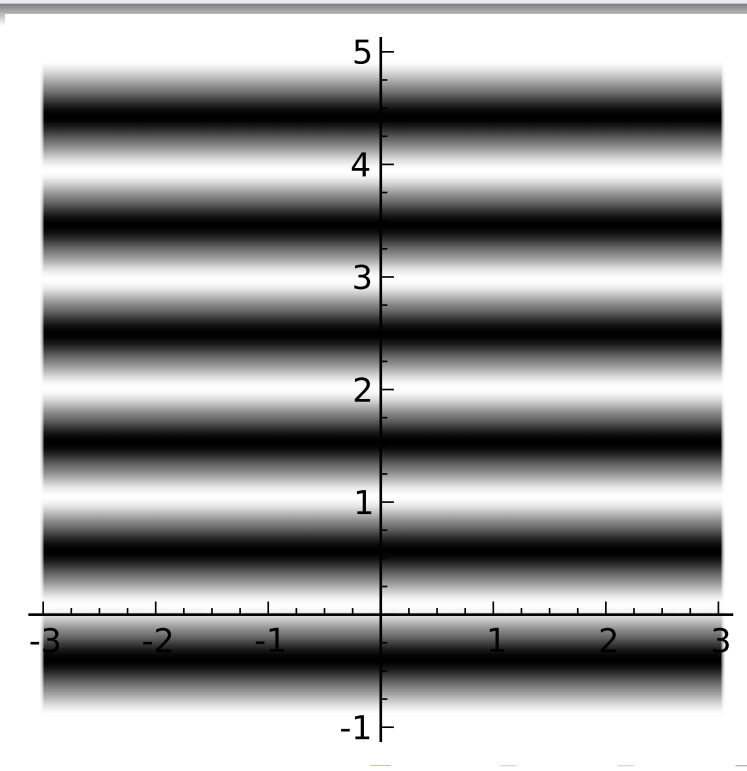
- Ordre p : $\delta = p\Lambda, \quad p \in \mathbb{Z}$

Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$

Quand p varie de 1

- δ varie de Λ
- $\Delta\varphi$ varie de 2π



Ordre des franges

Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes : δ multiple de Λ

  $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\delta\right)$
- Ordre p : $\delta = p\Lambda, \quad p \in \mathbb{Z}$

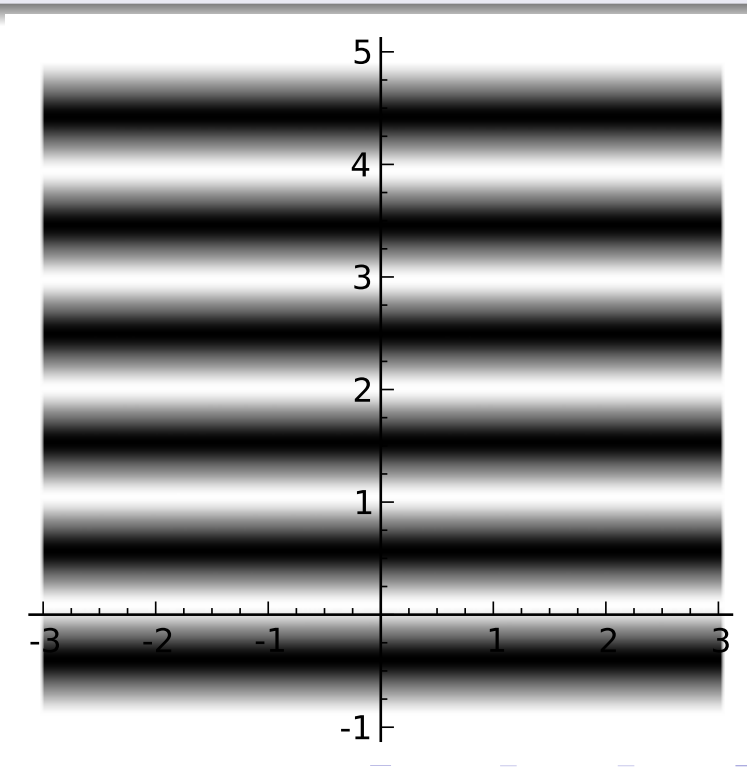
Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est

  $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$

Quand p varie de 1

- δ varie de Λ
- $\Delta\varphi$ varie de 2π



Ordre des franges

Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes : δ multiple de Λ

  $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(2\pi\frac{\delta}{\Lambda}\right)$
- Ordre p : $\delta = p\Lambda, \quad p \in \mathbb{Z}$

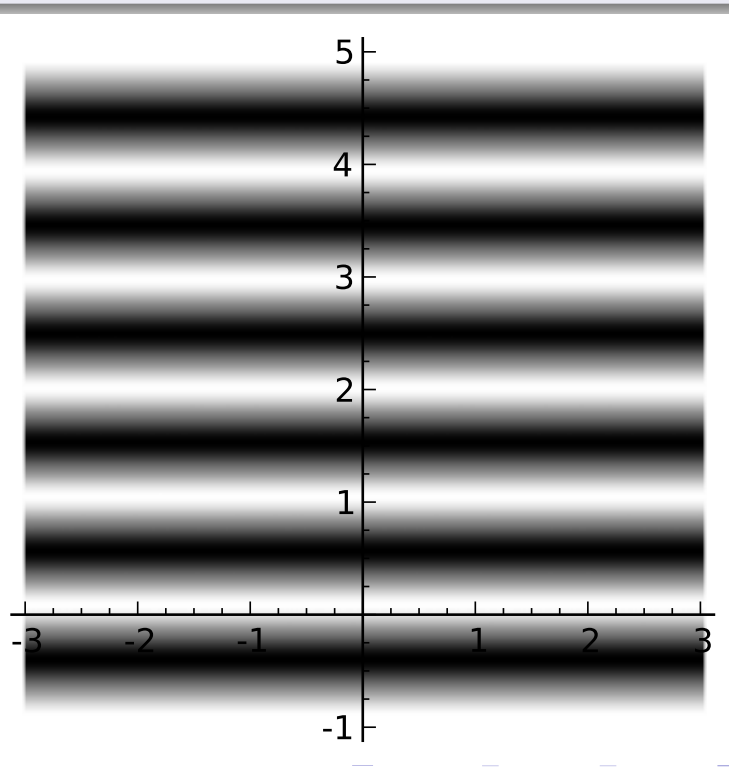
Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est

  $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$

Quand p varie de 1

- δ varie de Λ
- $\Delta\varphi$ varie de 2π



Ordre des franges

Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes : δ multiple de Λ

  $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(2\pi p)$
- Ordre p : $\delta = p\Lambda, \quad p \in \mathbb{Z}$

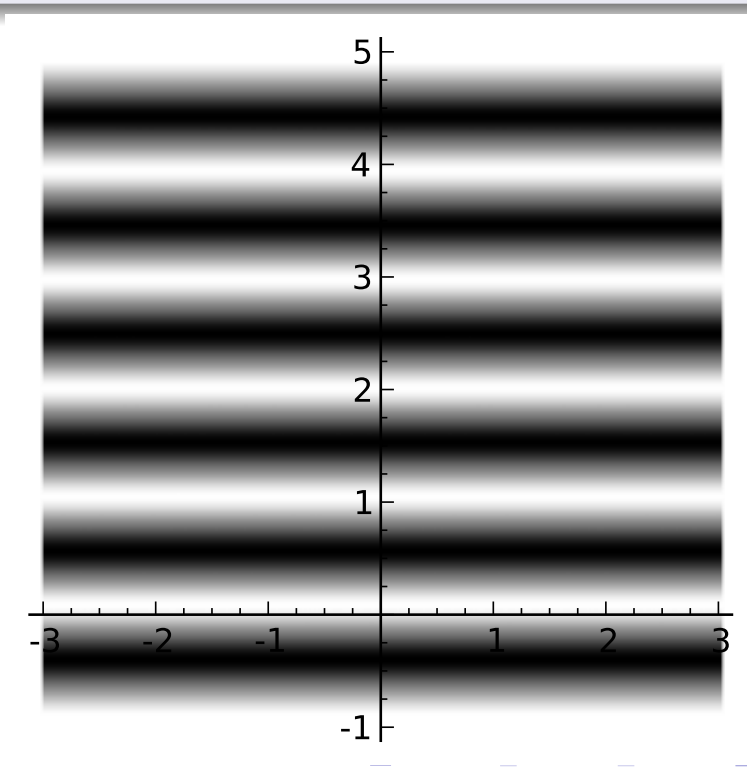
Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est

  $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$

Quand p varie de 1

- δ varie de Λ
- $\Delta\varphi$ varie de 2π



Ordre des franges

Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes : δ multiple de Λ

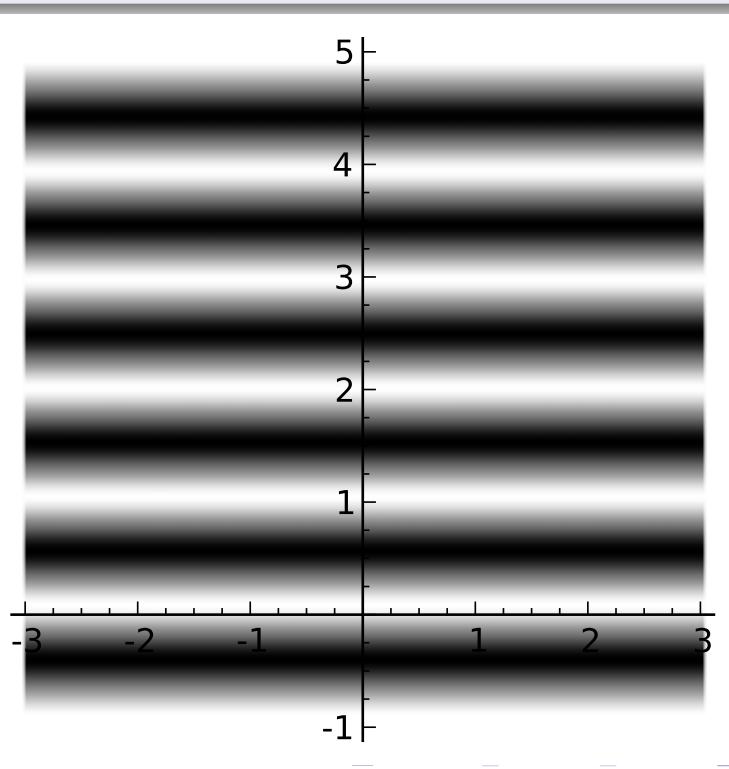
  $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(2\pi p)$
- Ordre p : $\delta = p\Lambda, \quad p \in \mathbb{Z}$

Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est
  $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$

Quand p varie de 1

- δ varie de Λ
- $\Delta\varphi$ varie de 2π



Ordre des franges

Franges brillantes, différence de marche et longueur d'onde

- Franges brillantes : δ multiple de Λ

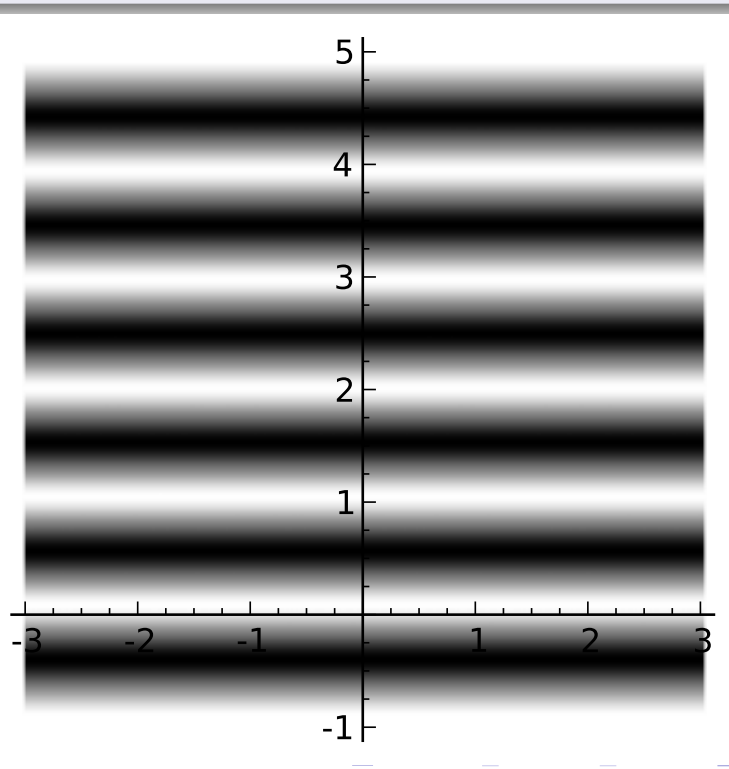
  $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos(2\pi p)$
- Ordre p : $\delta = p\Lambda, \quad p \in \mathbb{Z}$

Ici

- $\delta = \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$
- L'ordre est
  $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$

Quand p varie de 1

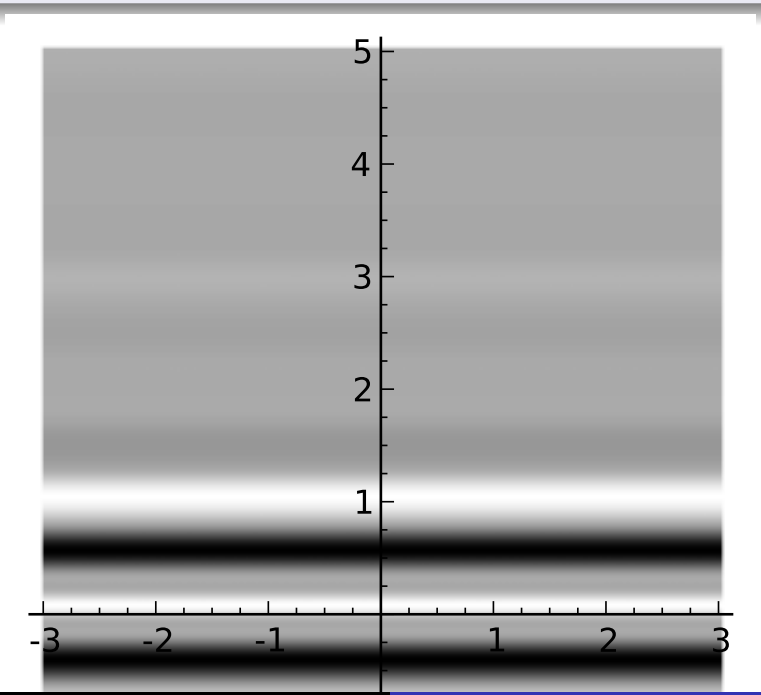
- δ varie de Λ
- $\Delta\varphi$ varie de 2π



Cas particulier de la frange brillante d'ordre 0

C'est la frange pour un déphasage nul

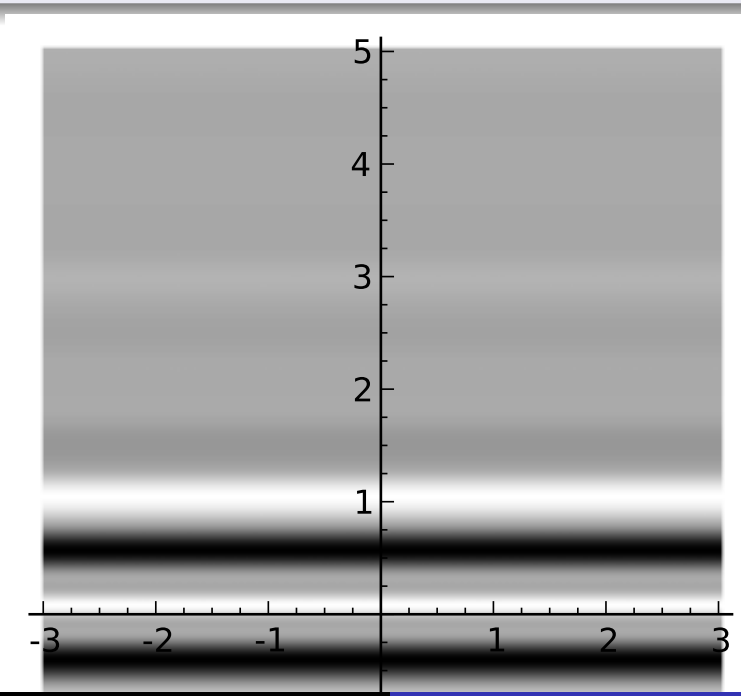
- Différence de marche nulle
- Les trains d'onde se superposent exactement
- Le contraste est le meilleur
- C'est la frange la plus brillante



Cas particulier de la frange brillante d'ordre 0

C'est la frange pour un déphasage nul

- Différence de marche nulle
- Les trains d'onde se superposent exactement
- Le contraste est le meilleur
- C'est la frange la plus brillante



Position des franges d'ordre N

Ordre 0

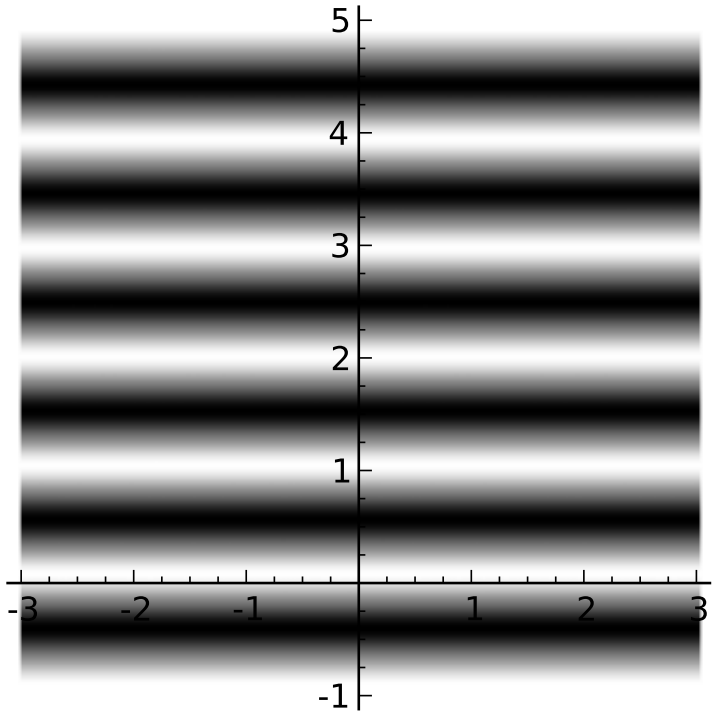
- $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$
- $p = 0 \Rightarrow \left[x = -\frac{D\xi}{\Delta}\right]$

Ordre N

$$x = \frac{D\Lambda N}{a} - \frac{D\xi}{\Delta}$$

Relation avec l'interfrange

- Interfrange $i = \Lambda\frac{D}{a}$
- $x = x_{p=0} + Ni$



Position des franges d'ordre N

Ordre 0

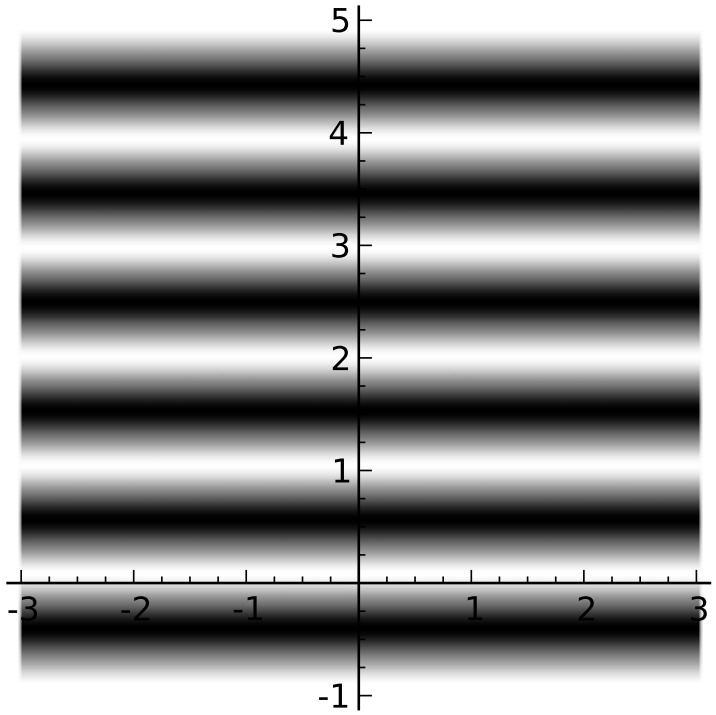
- $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$
- $p = 0 \Rightarrow \left[x = -\frac{D\xi}{\Delta}\right]$

Ordre N

$$x = \frac{D\Lambda N}{a} - \frac{D\xi}{\Delta}$$

Relation avec l'interfrange

- Interfrange $i = \Lambda\frac{D}{a}$
- $x = x_{p=0} + Ni$



Position des franges d'ordre N

Ordre 0

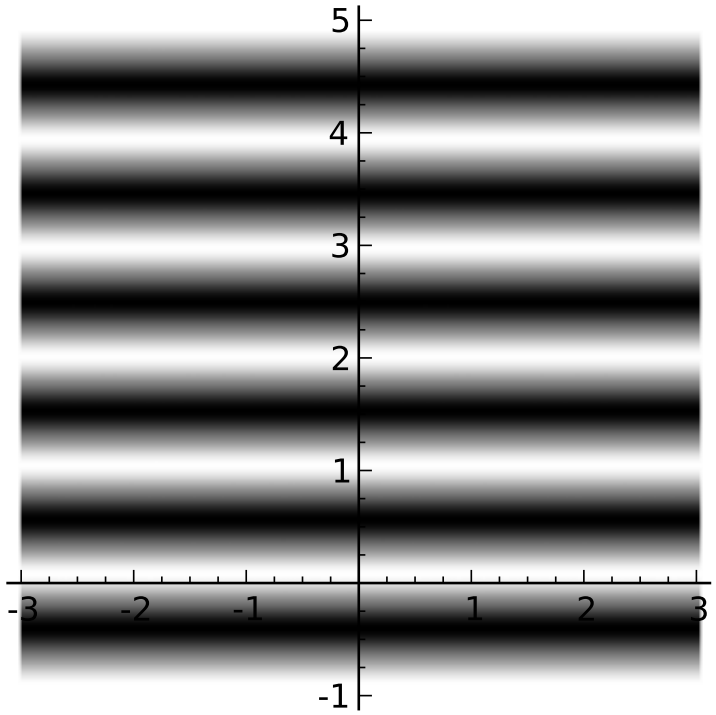
- $p = \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}\right)$
- $p = 0 \Rightarrow \left[x = -\frac{D\xi}{\Delta}\right]$

Ordre N

$$x = \frac{D\Lambda N}{a} - \frac{D\xi}{\Delta}$$

Relation avec l'interfrange

- Interfrange $i = \Lambda\frac{D}{a}$
- $x = x_{p=0} + Ni$



Partie III

Interférences entre deux ondes planes

III Interférences entre deux ondes planes

7 Calcul des interférences
- Franges tridimensionnelles
- Montages interférentiels

8 De la source ponctuelle à l'onde plane
- Un peu d'optique géométrique
- Interprétation Ondulatoire

9 Observation à l'infini
- Quand deux droites parallèles se coupent
- Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

III Interférences entre deux ondes planes

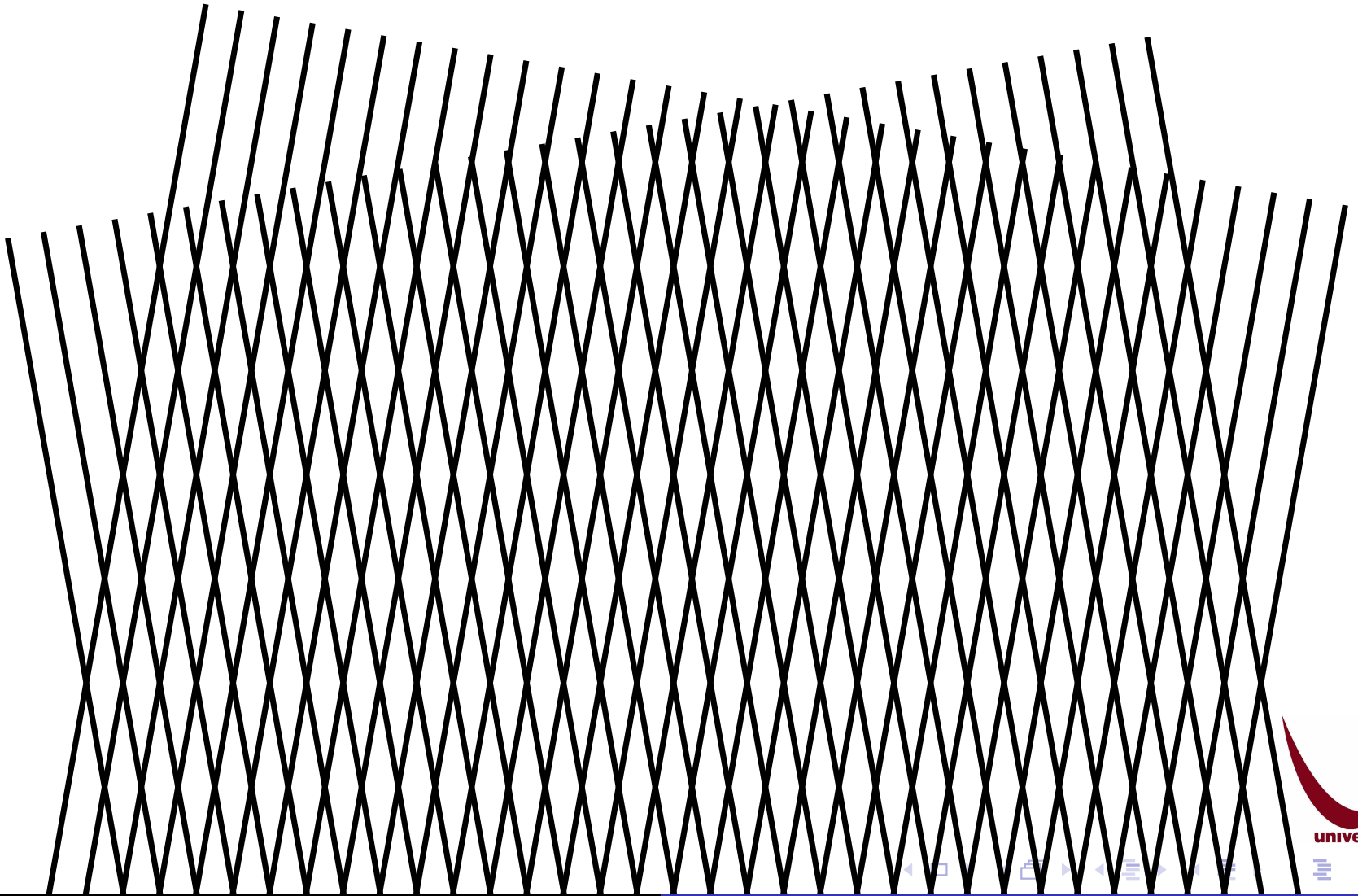
7 Calcul des interférences
- Franges tridimensionnelles
- Montages interférentiels

8 De la source ponctuelle à l'onde plane
- Un peu d'optique géométrique
- Interprétation Ondulatoire

9 Observation à l'infini
- Quand deux droites parallèles se coupent
- Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

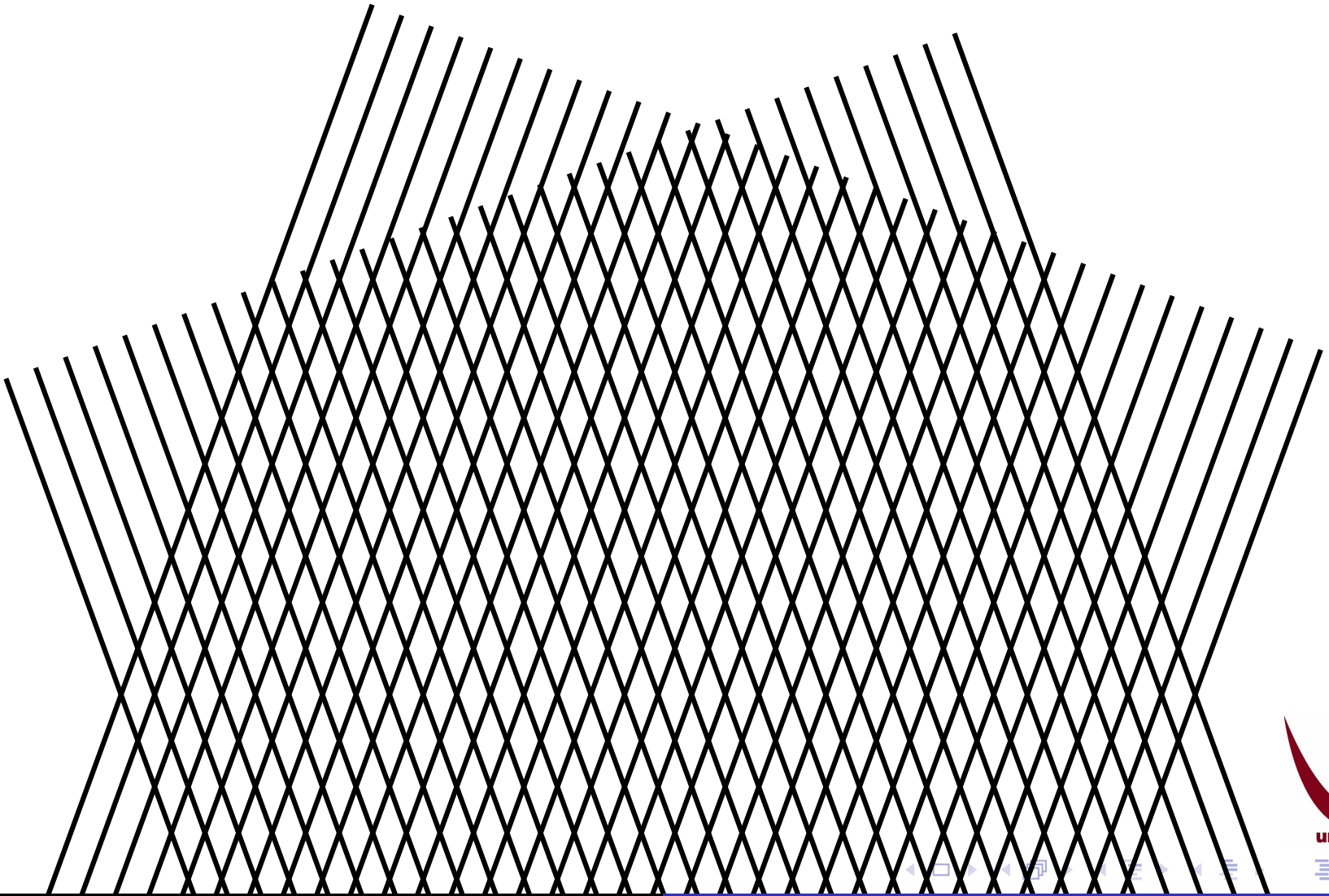
Forme des franges

L'intersection de deux familles de plans est une famille de plans



Forme des franges

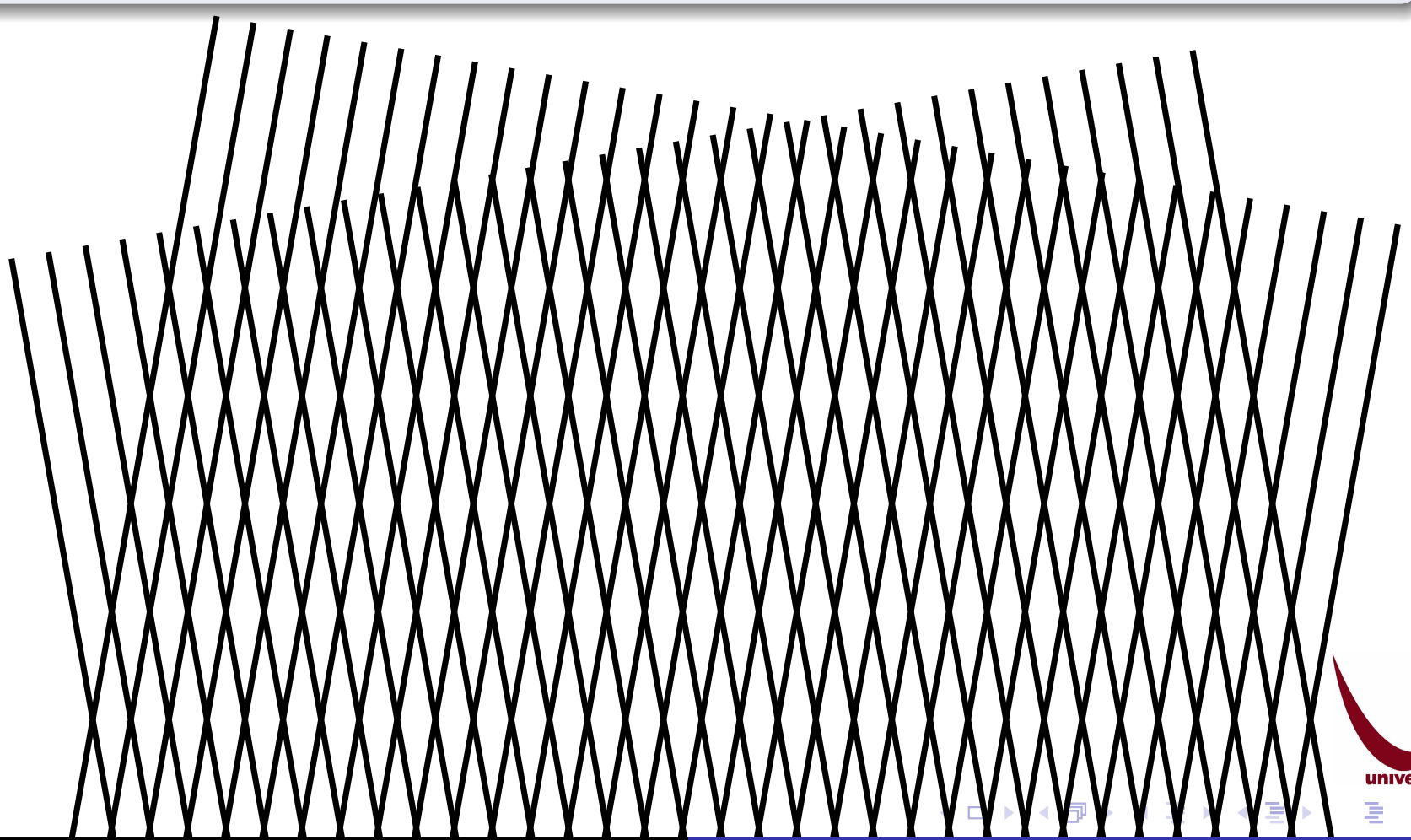
L'intersection de deux familles de plans est une famille de plans



Forme des franges

L'intersection de deux familles de plans est une famille de plans

L'interfrange dépend de l'angle entre les deux

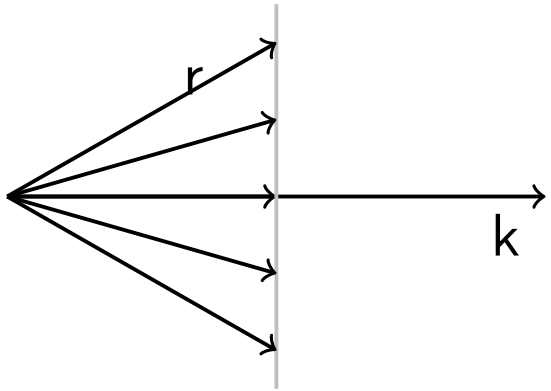


Description mathématique d'une onde plane

Quand le vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$ est quelconque

Fronts d'onde plans $\perp \overrightarrow{k}$

- Champ constant sur les plans
- $\left(\overrightarrow{k} \cdot \overrightarrow{r}\right)$ l'est



Amplitude complexe d'une onde plane de vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$

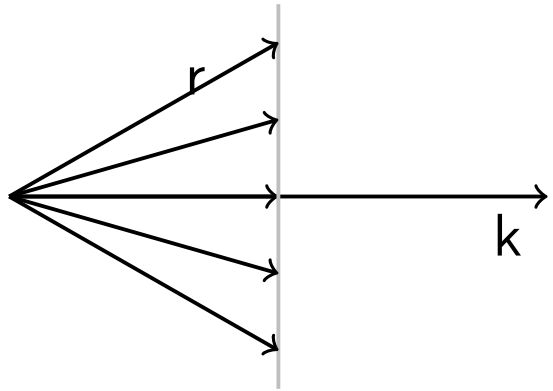
$$\mathcal{A}e^{i\left(\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_0\right)}$$

Description mathématique d'une onde plane

Quand le vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$ est quelconque

Fronts d'onde plans $\perp \overrightarrow{k}$

- Champ constant sur les plans
- $\left(\overrightarrow{k} \cdot \overrightarrow{r}\right)$ l'est



Amplitude complexe d'une onde plane de vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$

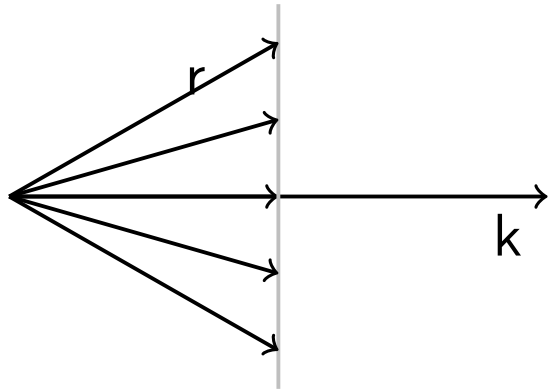
$$\mathcal{A}e^{i\left(\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_0\right)}$$

Description mathématique d'une onde plane

Quand le vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$ est quelconque

Fronts d'onde plans $\perp \overrightarrow{k}$

- Champ constant sur les plans
- $\left(\overrightarrow{k} \cdot \overrightarrow{r}\right)$ l'est



Amplitude complexe d'une onde plane de vecteur d'onde $\overrightarrow{k}$

$$\mathcal{A}e^{i\left(\overrightarrow{k}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_0\right)}$$

Interférences entre deux ondes planes

Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)}$

Interférences

$$\mathcal{I}_1+\mathcal{I}_2+2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)-\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)\right)$$

Interférences entre deux ondes planes

Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)}$

Interférences

$$\mathcal{I}_1+\mathcal{I}_2+2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)-\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)\right)$$

Interférences entre deux ondes planes

Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)}$

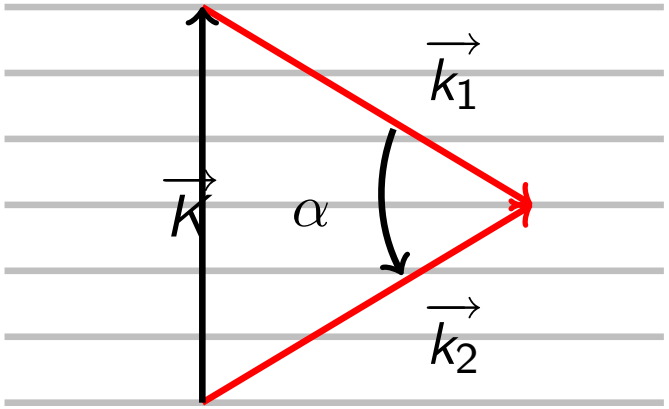
Interférences

$$\mathcal{I}_1+\mathcal{I}_2+2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\left(\overrightarrow{k_1}-\overrightarrow{k_2}\right)\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1-\varphi_2\right)$$

Interférences entre deux ondes planes

Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i\left(\vec{k_1}\cdot\vec{r}+\varphi_1\right)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i\left(\vec{k_2}\cdot\vec{r}+\varphi_2\right)}$



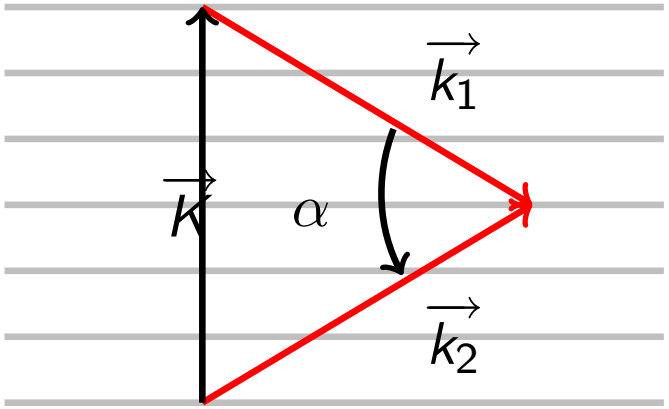
Interférences

- $\vec{K} = \vec{k_1} - \vec{k_2}$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\vec{K}\cdot\vec{r}+\varphi\right)$
- Plans parallèles $\perp \vec{K}$ espacés de $i_0 = 2\pi/\|\vec{K}\|$
- $\|\vec{K}\| = K = 2\|\vec{k}\|\sin(\alpha/2) = 2k\sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k\sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\Lambda}{\alpha}$

Interférences entre deux ondes planes

Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)}$



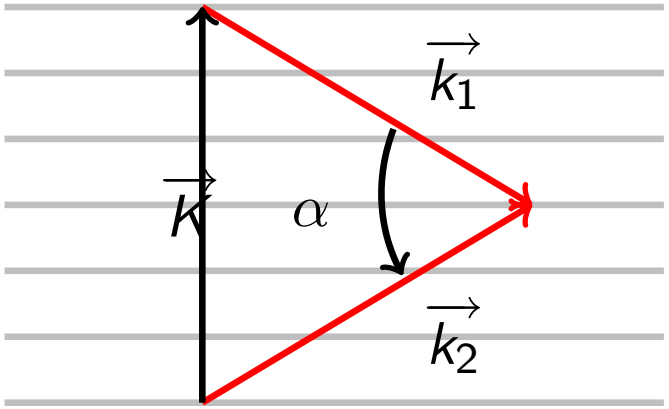
Interférences

- $\overrightarrow{K} = \overrightarrow{k_1} - \overrightarrow{k_2}$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\overrightarrow{K}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi\right)$
- Plans parallèles $\perp \overrightarrow{K}$ espacés de $i_0 = 2\pi/\|\overrightarrow{K}\|$
- $\|\overrightarrow{K}\| = K = 2\|\overrightarrow{k}\|\sin(\alpha/2) = 2k\sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k\sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\Lambda}{\alpha}$

Interférences entre deux ondes planes

Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)}$



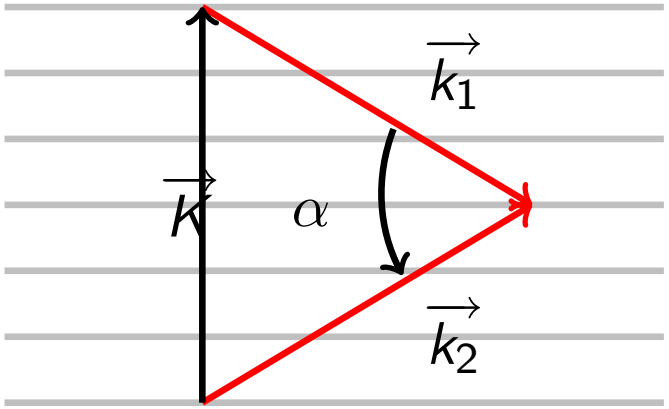
Interférences

- $\overrightarrow{K} = \overrightarrow{k_1} - \overrightarrow{k_2}$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\overrightarrow{K}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi\right)$
- Plans parallèles $\perp \overrightarrow{K}$ espacés de $i_0 = 2\pi/\|\overrightarrow{K}\|$
- $\|\overrightarrow{K}\| = K = 2\|\overrightarrow{k}\|\sin(\alpha/2) = 2k\sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k\sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\Lambda}{\alpha}$

Interférences entre deux ondes planes

Ondes planes

- $\mathcal{A}_1 e^{i\left(\overrightarrow{k_1}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_1\right)}$
- $\mathcal{A}_2 e^{i\left(\overrightarrow{k_2}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi_2\right)}$



Interférences

- $\overrightarrow{K} = \overrightarrow{k_1} - \overrightarrow{k_2}$
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\overrightarrow{K}\cdot\overrightarrow{r}+\varphi\right)$
- Plans parallèles $\perp \overrightarrow{K}$ espacés de $i_0 = 2\pi/\|\overrightarrow{K}\|$
- $\|\overrightarrow{K}\| = K = 2\|\overrightarrow{k}\|\sin(\alpha/2) = 2k\sin(\alpha/2)$
- $i_0 = \frac{\pi}{k\sin(\alpha/2)} \approx \frac{2\pi}{k\alpha} = \frac{\Lambda}{\alpha}$

Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est localement maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans toutes les directions
- Notamment vers l'œil

Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence tridimensionnelle

Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est localement maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans toutes les directions
- Notamment vers l'œil

Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence tridimensionnelle

Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est localement maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans toutes les directions
- Notamment vers l'œil

Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence tridimensionnelle

Comment *voir* les interférences

Il faut mettre un écran

Les franges claires sont des surfaces 3D invisibles

- Sur les franges claires, l'intensité est maximum
- Mais elle est localement maximum
- Elle n'arrive pas jusqu'à l'œil

Rôle d'un écran

- Un écran capte la lumière locale
- Il la ré-émet dans toutes les directions
- Notamment vers l'œil

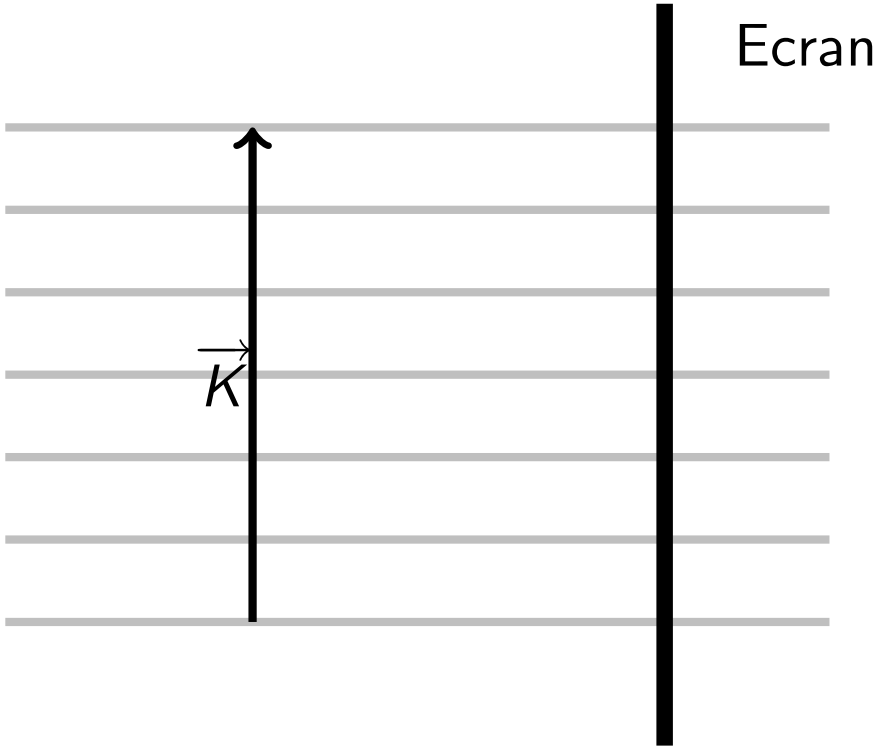
Interférences observées sur un écran 2D

Intersection entre l'écran et la figure d'interférence tridimensionnelle

Position de l'écran

Écran contenant $\overrightarrow{K}$

- Franges rectilignes
- Interfrange $i_0 = 2\pi/K$



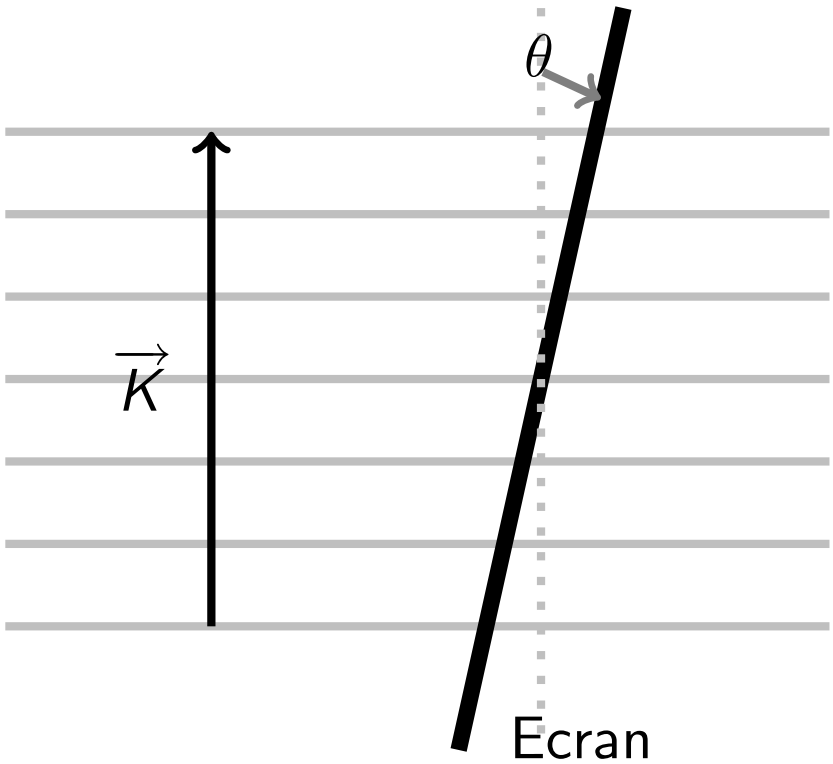
Position de l'écran

Écran contenant $\overrightarrow{K}$

- Franges rectilignes
- Interfrange $i_0 = 2\pi/K$

Écran ne contenant pas $\overrightarrow{K}$

- Angle θ avec $\overrightarrow{K}$
- Franges rectilignes
- Interfrange $i = i_0/\cos(\theta) = \frac{2\pi}{K\cos(\theta)}$



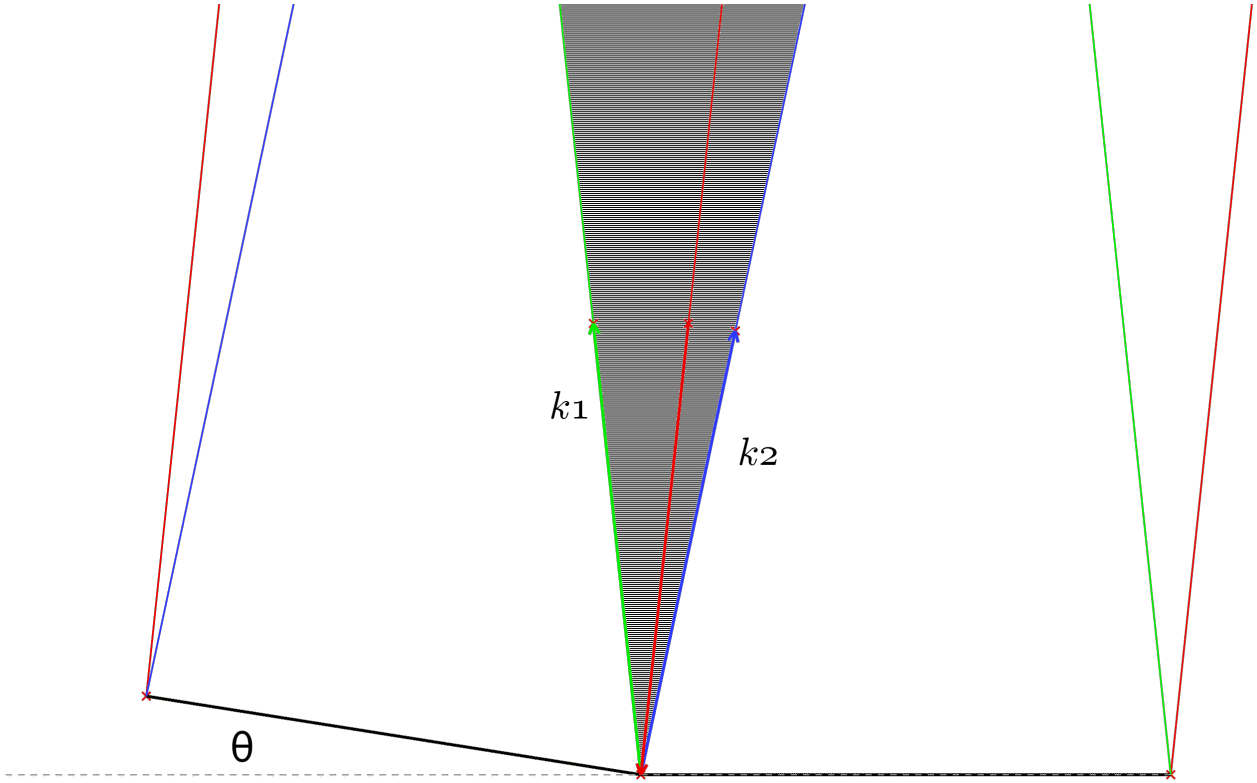
III Interférences entre deux ondes planes

7 Calcul des interférences
- Franges tridimensionnelles
- Montages interférentiels

8 De la source ponctuelle à l'onde plane
- Un peu d'optique géométrique
- Interprétation Ondulatoire

9 Observation à l'infini
- Quand deux droites parallèles se coupent
- Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

Miroirs de Fresnel



2 ondes planes réfléchies

$$\widehat{\overrightarrow{k_1}\,\overrightarrow{k_2}} = 2\theta \qquad \overrightarrow{K} = \overrightarrow{k_2} - \overrightarrow{k_1} \qquad i_0 \approx \frac{\pi}{k\theta} = \frac{\Lambda}{2\theta}$$

Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

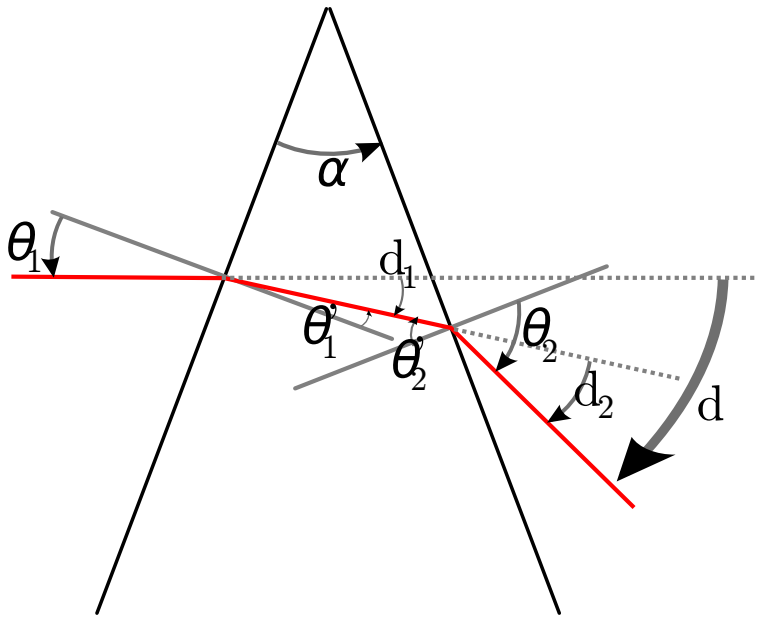
Somme des angles

$$\alpha + \left(\frac{\pi}{2} - \theta'_1\right) + \left(\frac{\pi}{2} + \theta'_2\right) = \pi$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$1 \sin(\theta_i) = n \sin(\theta'_i)$$

Déviation



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

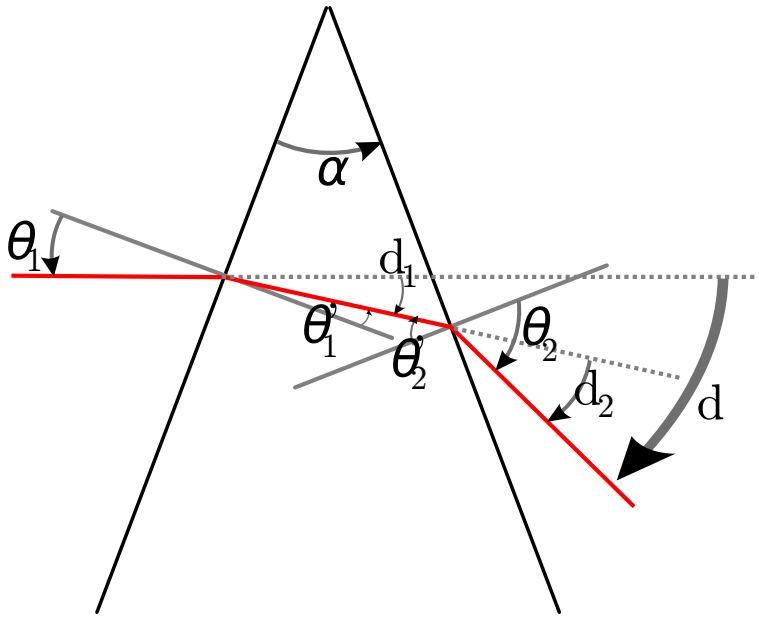
Somme des angles

$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$1 \sin(\theta_i) = n \sin(\theta'_i)$$

Déviation



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

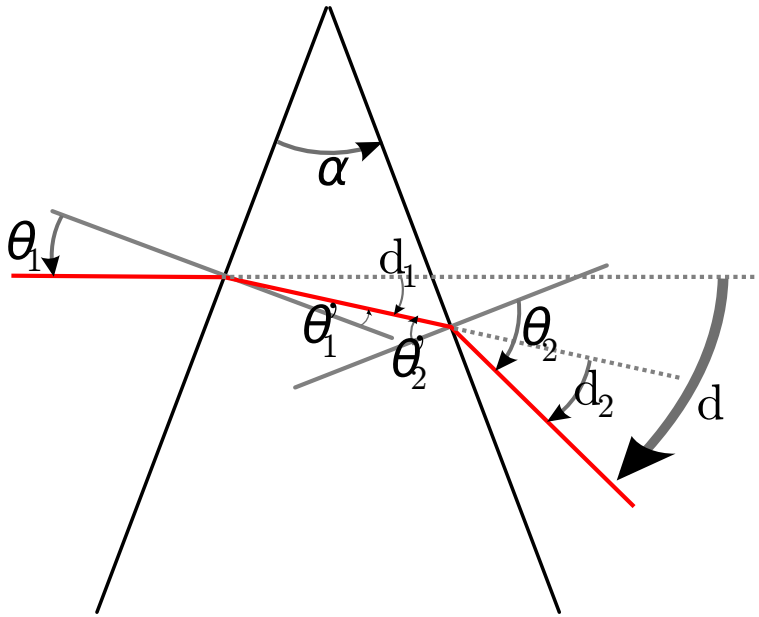
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$1 \sin(\theta_i) = n \sin(\theta'_i)$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

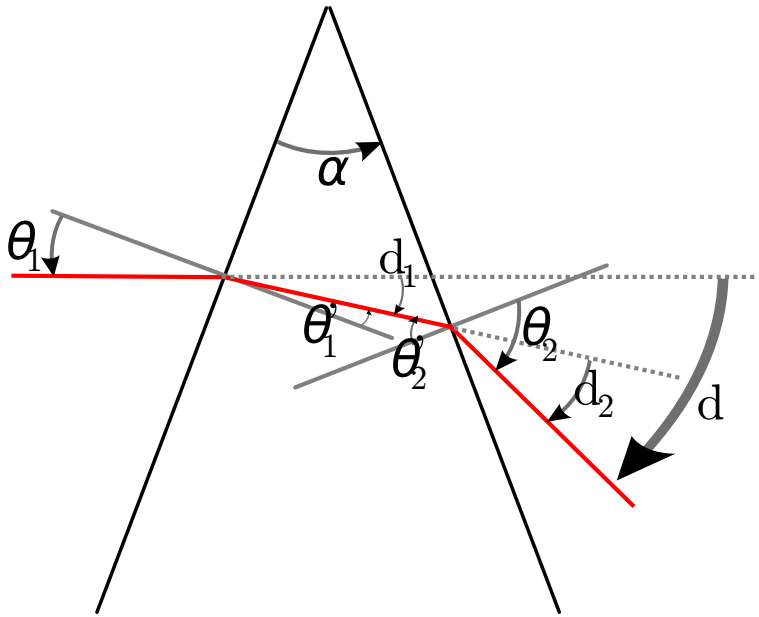
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

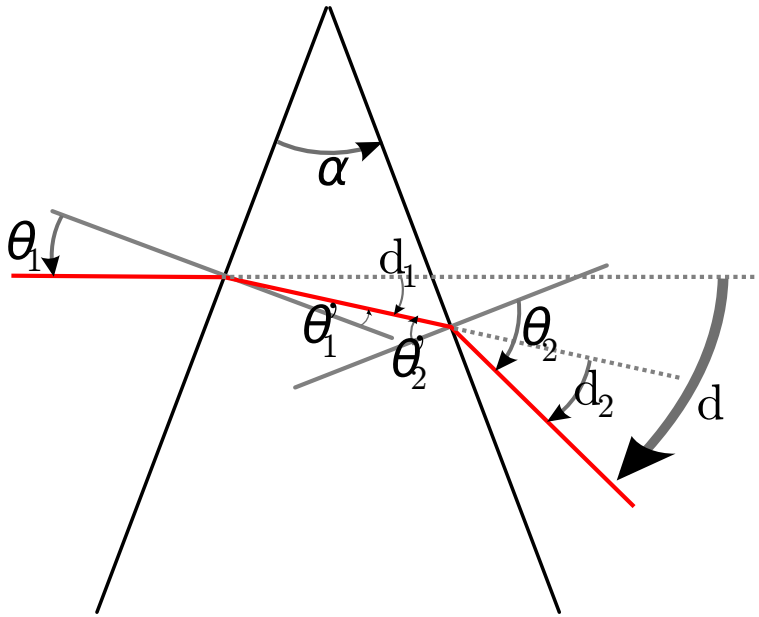
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

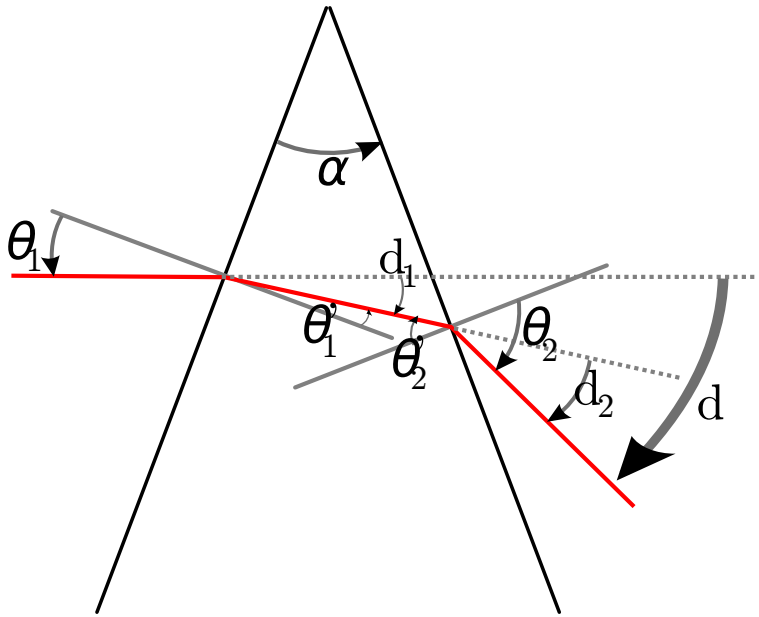
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

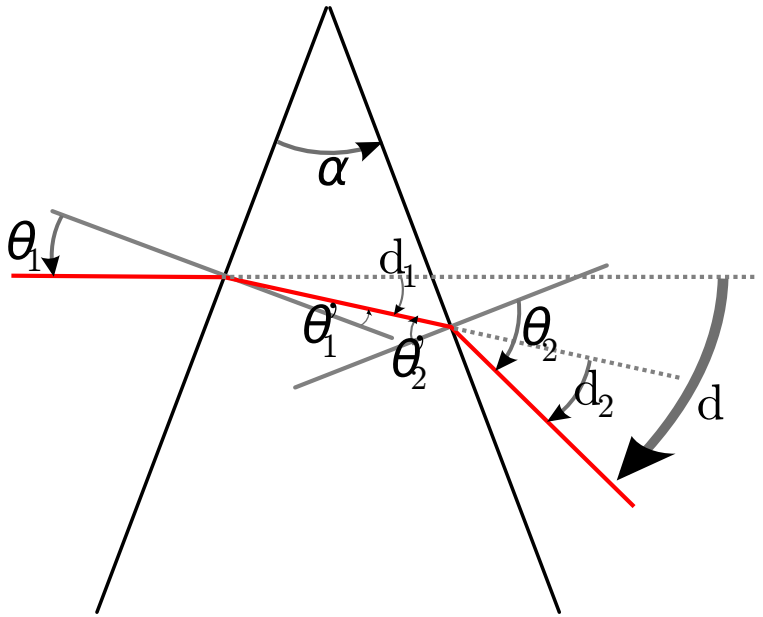
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = d_1 + d_2$



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

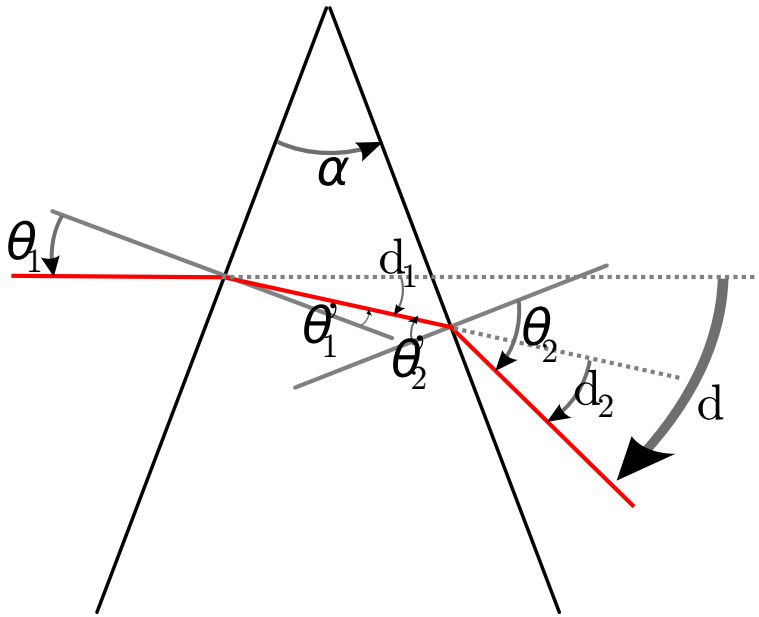
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = \theta'_1 (1 - n) + \theta'_2 (n - 1)$



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

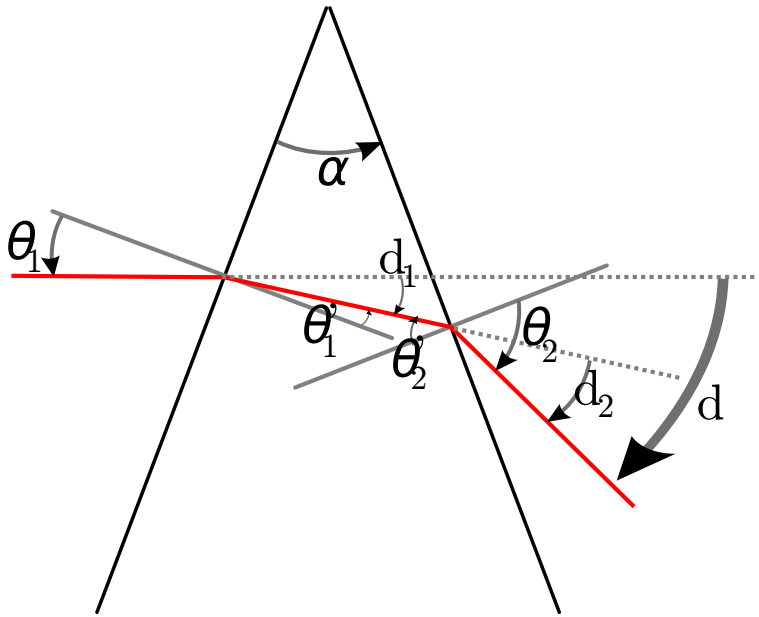
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = \theta'_1 (1 - n) + (\theta'_1 - \alpha)(n - 1)$



Déviation par un prisme

Préambule au bi-prisme de Fresnel

Somme des angles

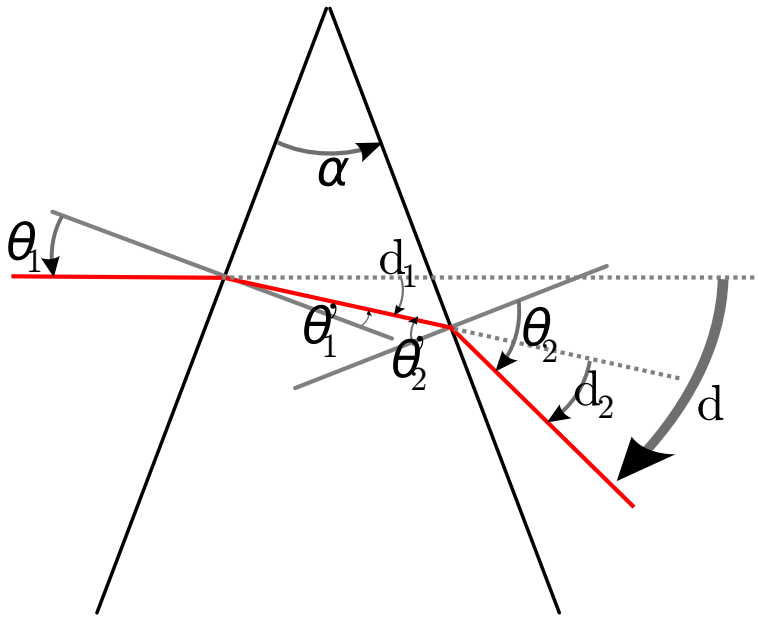
$$\alpha = \theta'_1 - \theta'_2$$

Descartes $\alpha \ll 1$

$$\theta_i = n\theta'_i$$

Déviation

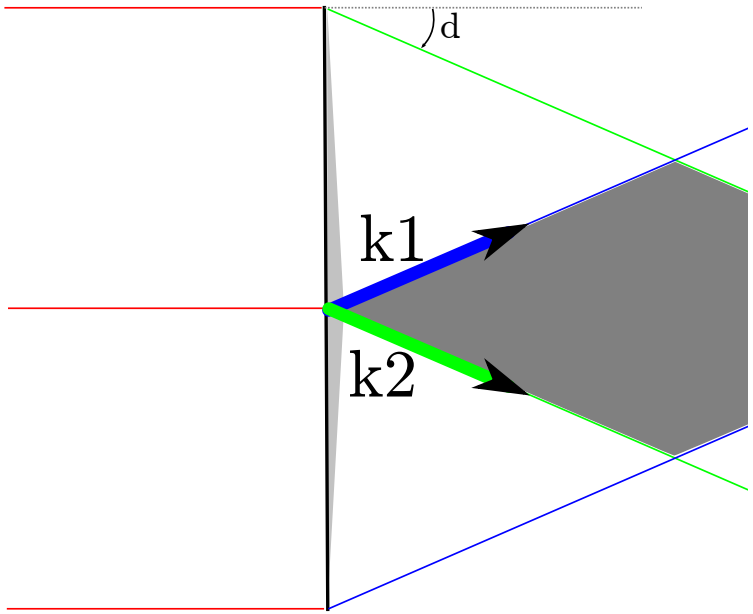
- $d_1 = \theta'_1 - \theta_1$
- $d_2 = \theta_2 - \theta'_2$
- $d_1 = \theta'_1 (1 - n)$
- $d_2 = \theta'_2 (n - 1)$
- $d = \alpha (1 - n)$



Bi-prisme de Fresnel

2 ondes planes réfléchies

- $\widehat{\overrightarrow{k_1}\,\overrightarrow{k_2}} = 2d$
- $\overrightarrow{K} = \overrightarrow{k_2} - \overrightarrow{k_1}$
- $i_0 \approx \frac{\pi}{kd} = \frac{\Lambda}{2d}$



III Interférences entre deux ondes planes

7 Calcul des interférences
- Franges tridimensionnelles
- Montages interférentiels

8 De la source ponctuelle à l'onde plane
- Un peu d'optique géométrique
- Interprétation Ondulatoire

9 Observation à l'infini
- Quand deux droites parallèles se coupent
- Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

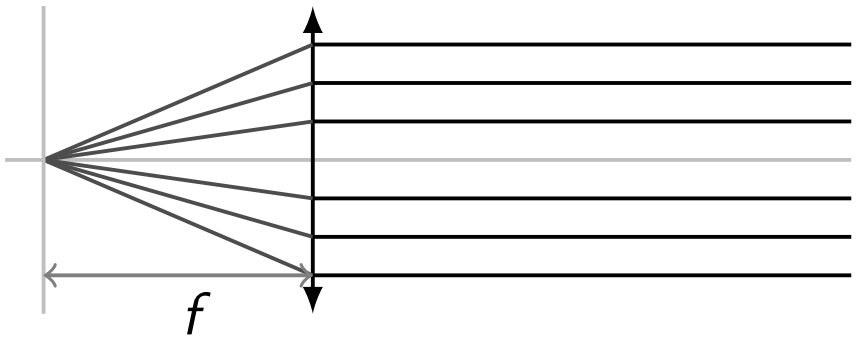
Montage simplissime à une lentille

Source

- Source ponctuelle au foyer d'une lentille
- Rayons concentriques

Après la lentille

Rayons parallèles



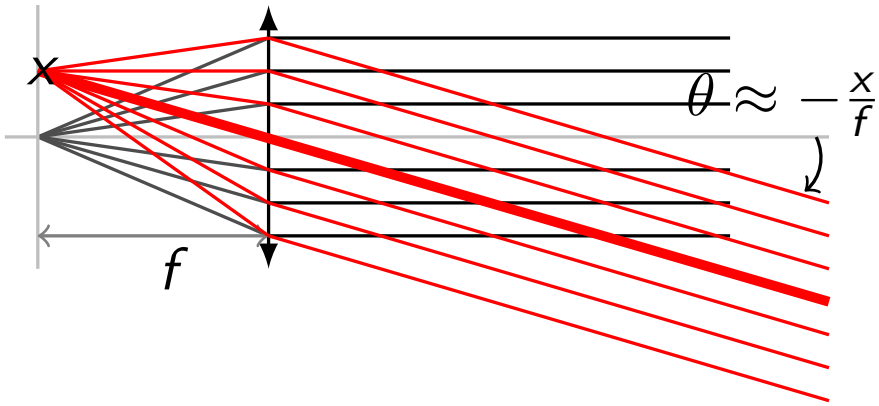
Déplacement de la source dans le plan normal

Source à la distance x de l'axe

- Source ponctuelle dans le plan focal
- Rayons concentriques

Après la lentille

- Rayons parallèles
- Déviés d'un angle θ
- $\tan(\theta) = -x/f$
- $\theta \approx -x/f$



Effet du déplacement de la source

Modification de l'angle des faisceaux

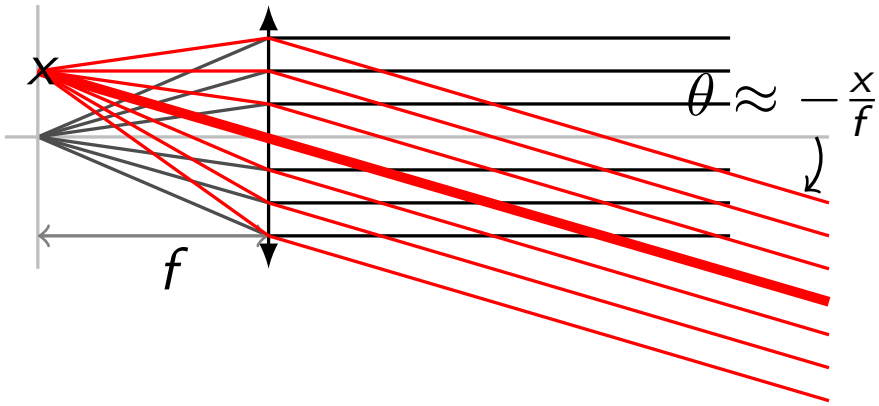
Déplacement de la source dans le plan normal

Source à la distance x de l'axe

- Source ponctuelle dans le plan focal
- Rayons concentriques

Après la lentille

- Rayons parallèles
- Déviés d'un angle θ
- $\tan(\theta) = -x/f$
- $\theta \approx -x/f$



Effet du déplacement de la source

Modification de l'angle des faisceaux

III Interférences entre deux ondes planes

7 Calcul des interférences
- Franges tridimensionnelles
- Montages interférentiels

8 De la source ponctuelle à l'onde plane
- Un peu d'optique géométrique
- Interprétation Ondulatoire

9 Observation à l'infini
- Quand deux droites parallèles se coupent
- Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

Des ondes sphériques et des ondes planes

Relations entre rayons et fronts d'onde

- Rayons de l'optique géométrique : direction des vecteurs d'onde
- Fronts d'onde $\perp$ Vecteurs d'onde
- Fronts d'onde $\perp$ Rayons

Des ondes sphériques et des ondes planes

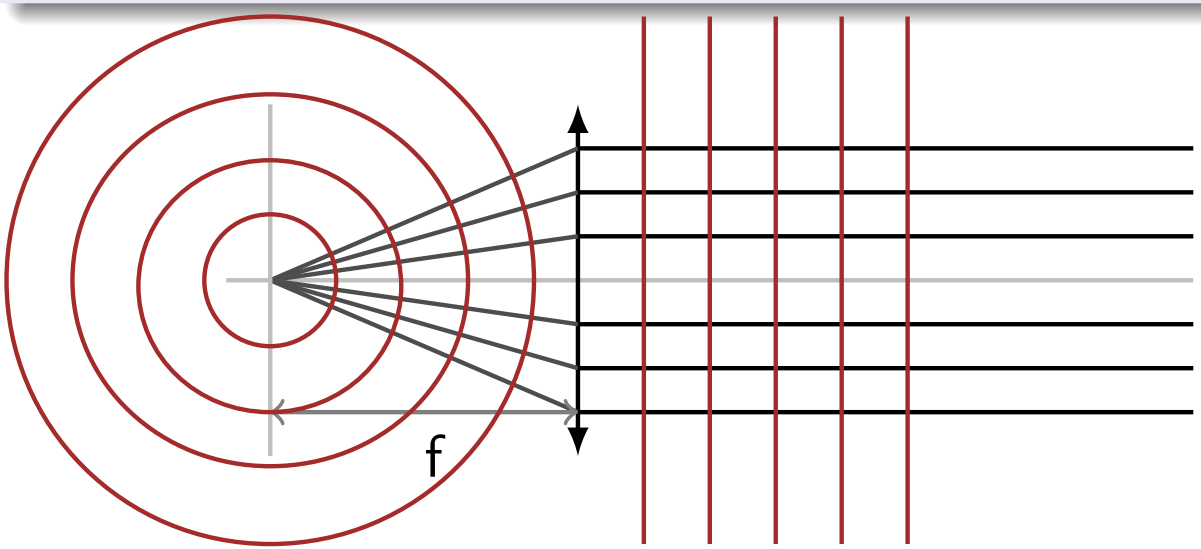
Relations entre rayons et fronts d'onde

- Rayons de l'optique géométrique : direction des vecteurs d'onde
- Fronts d'onde $\perp$ Vecteurs d'onde
- Fronts d'onde $\perp$ Rayons

Des ondes sphériques et des ondes planes

Relations entre rayons et fronts d'onde

- Rayons de l'optique géométrique : direction des vecteurs d'onde
- Fronts d'onde $\perp$ Vecteurs d'onde
- Fronts d'onde $\perp$ Rayons

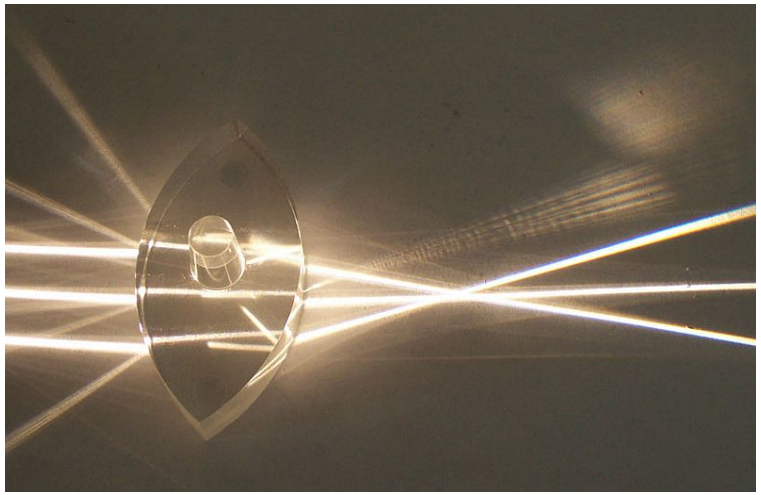


Comment la lentille rend elle l'onde sphérique plane ?

Pour comprendre le comportement de la phase

Forme de la lentille

- Elle est faite de verre
- Elle ralentit la lumière
- Elle est plus large au centre
- Ralentissement plus important
- Les bords *rattrapent* le centre

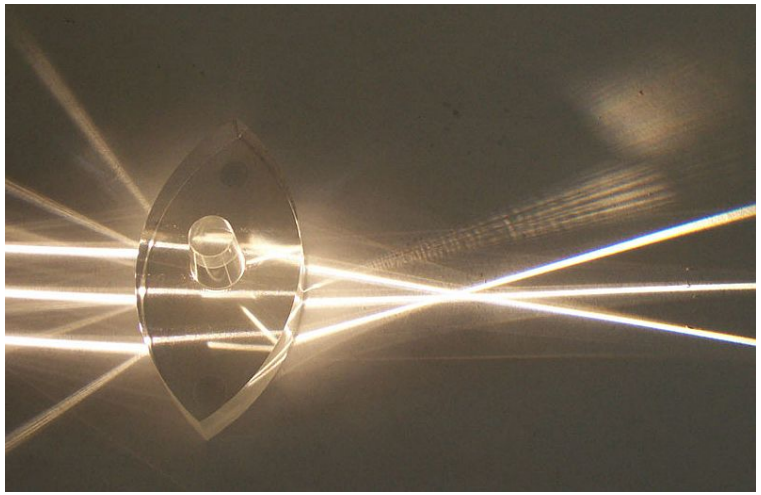


Comment la lentille rend elle l'onde sphérique plane ?

Pour comprendre le comportement de la phase

Forme de la lentille

- Elle est faite de verre
- Elle ralentit la lumière
- Elle est plus large au centre
- Ralentissement plus important
- Les bords *rattrapent* le centre

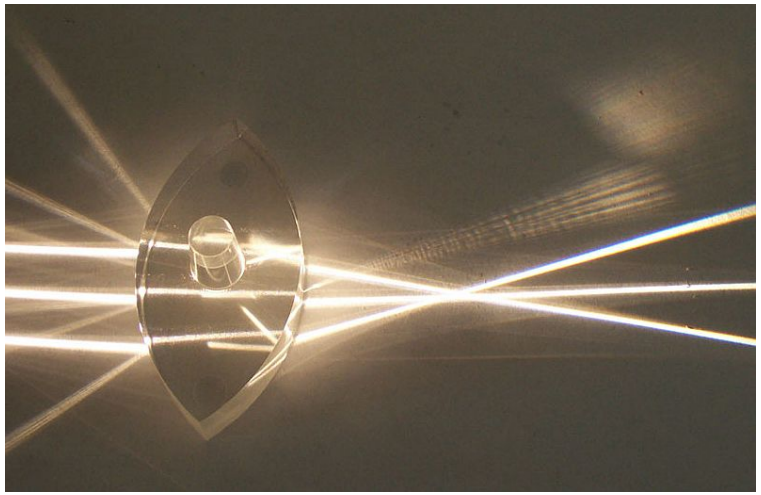


Comment la lentille rend elle l'onde sphérique plane ?

Pour comprendre le comportement de la phase

Forme de la lentille

- Elle est faite de verre
- Elle ralentit la lumière
- Elle est plus large au centre
- Ralentissement plus important
- Les bords *rattrapent* le centre



III Interférences entre deux ondes planes

7 Calcul des interférences
- Franges tridimensionnelles
- Montages interférentiels

8 De la source ponctuelle à l'onde plane
- Un peu d'optique géométrique
- Interprétation Ondulatoire

9 Observation à l'infini
- Quand deux droites parallèles se coupent
- Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

Observation à l'infini

Une digression sur le thème des ondes planes

Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aïde d'une lentille

Observation à l'infini

Une digression sur le thème des ondes planes

Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aide d'une lentille

Observation à l'infini

Une digression sur le thème des ondes planes

Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aide d'une lentille

Observation à l'infini

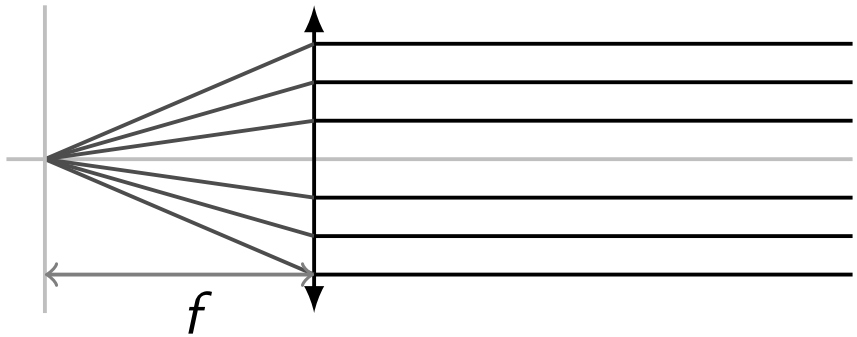
Une digression sur le thème des ondes planes

Observer à l'infini ?

- Grandes distances
- Faisceaux vraiment parallèles

Rapprocher l'infini

- Intersection de droites parallèles
- A l'aide d'une lentille



Détermination des phases respectives

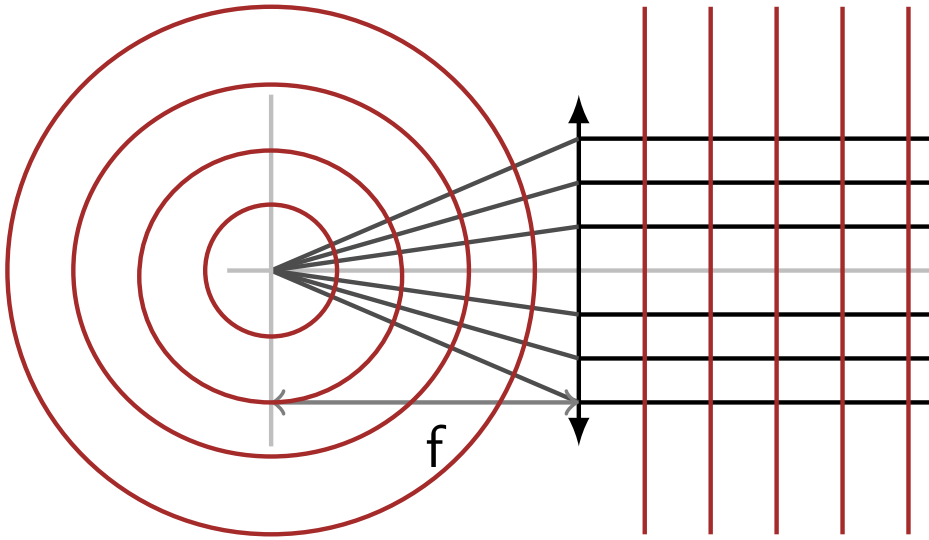
Faire comme si l'onde était plane. . .

Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant et après la lentille

Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde
- Un front d'onde bien choisi



Détermination des phases respectives

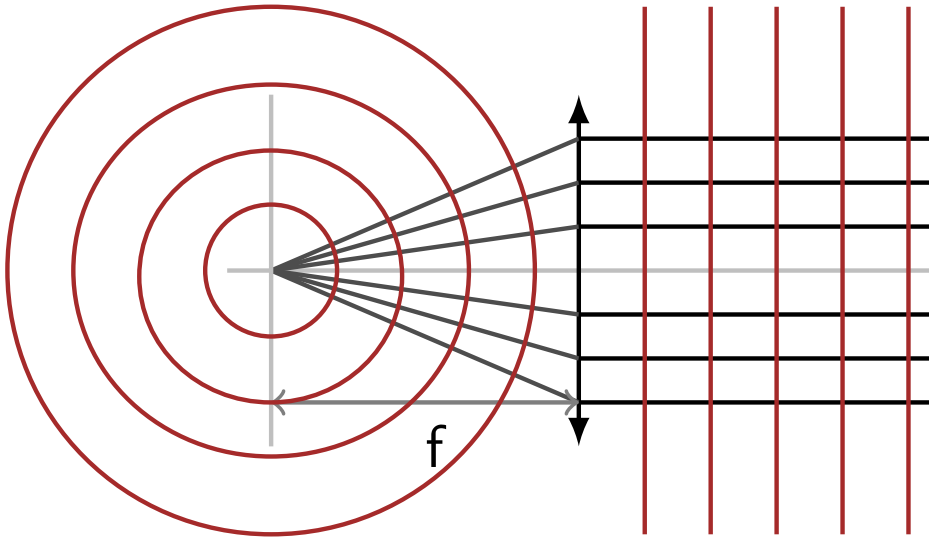
Faire comme si l'onde était plane. . .

Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant et après la lentille

Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde
- Un front d'onde bien choisi



Détermination des phases respectives

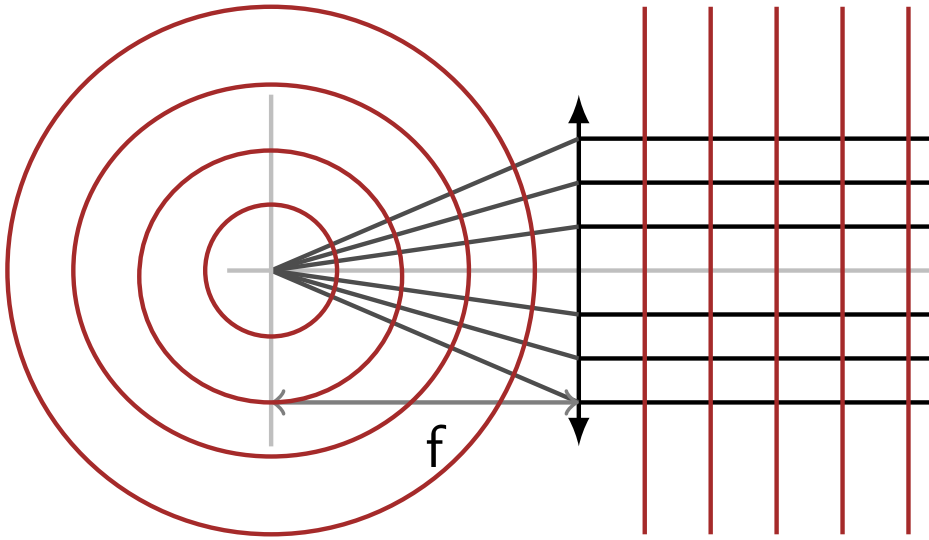
Faire comme si l'onde était plane. . .

Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant et après la lentille

Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde
- Un front d'onde bien choisi



Détermination des phases respectives

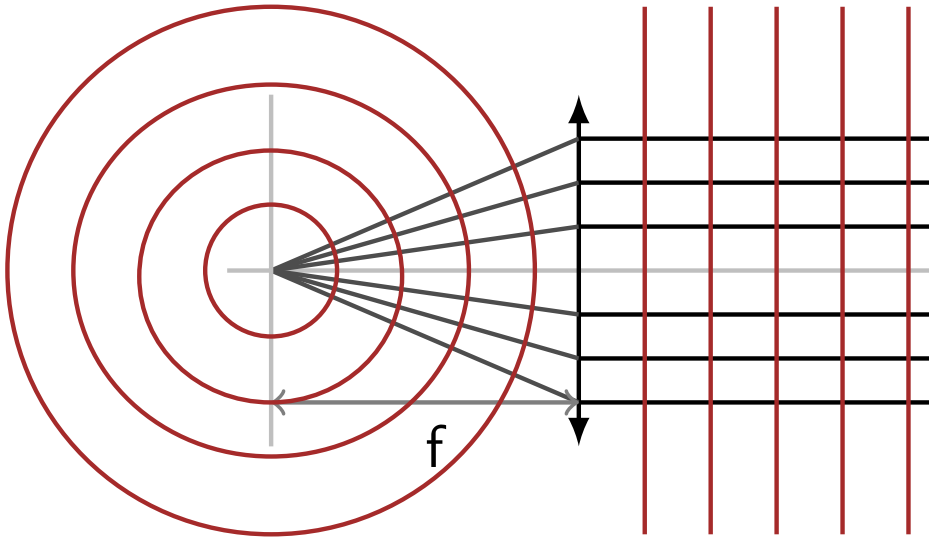
Faire comme si l'onde était plane. . .

Quelles phases au foyer ?

- Au foyer ?
- Sur les fronts d'onde !
- Avant et après la lentille

Les différences de phase ?

- Sur les fronts d'onde
- Un front d'onde bien choisi



III Interférences entre deux ondes planes

7 Calcul des interférences
- Franges tridimensionnelles
- Montages interférentiels

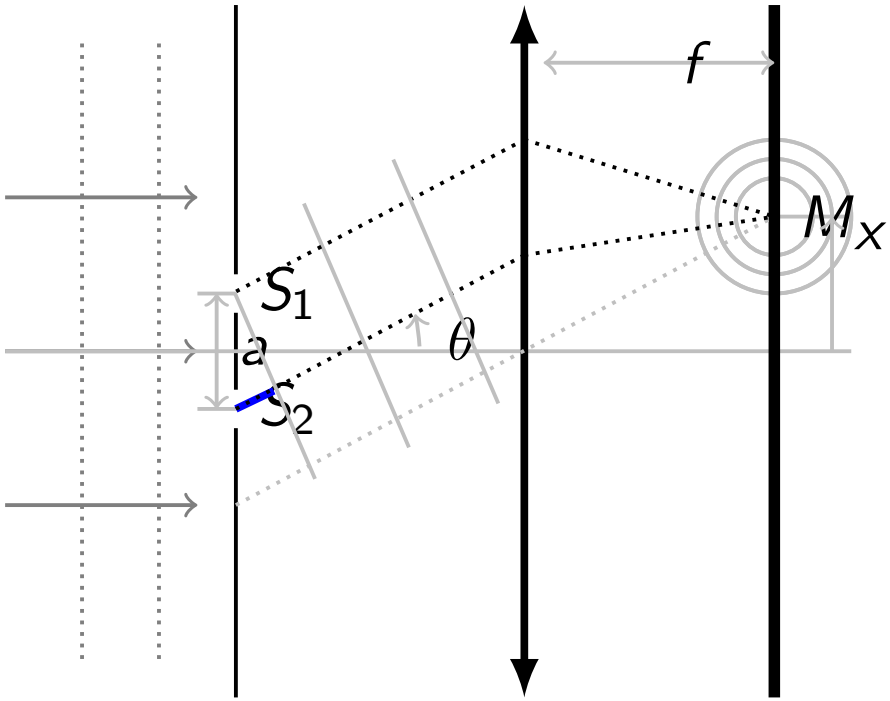
8 De la source ponctuelle à l'onde plane
- Un peu d'optique géométrique
- Interprétation Ondulatoire

9 Observation à l'infini
- Quand deux droites parallèles se coupent
- Exemple : Observation des trous d'Young à l'infini

Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

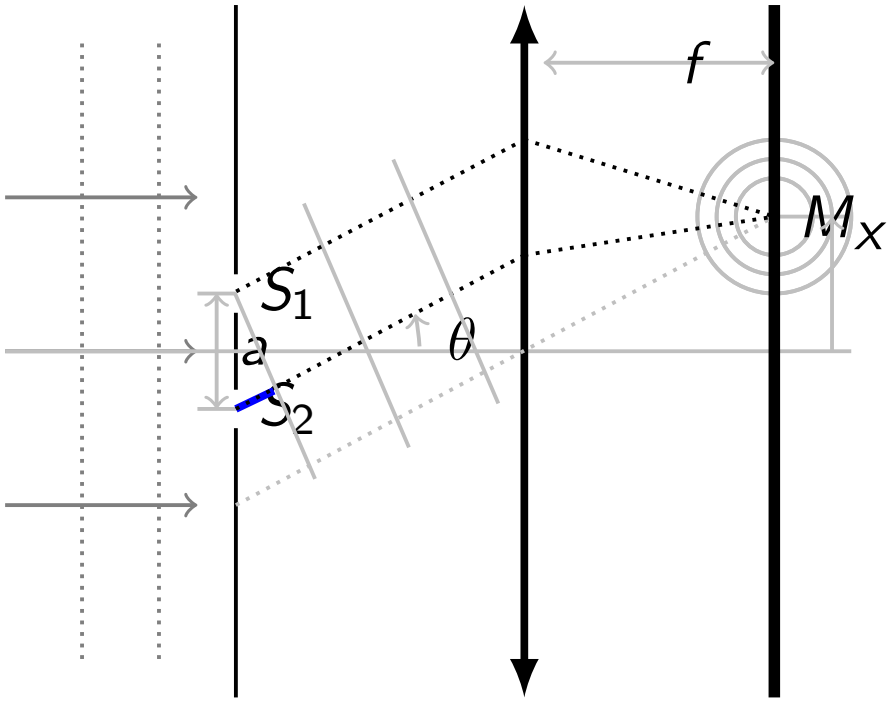
- δ sur l'écran ?
- δ sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta)$



Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

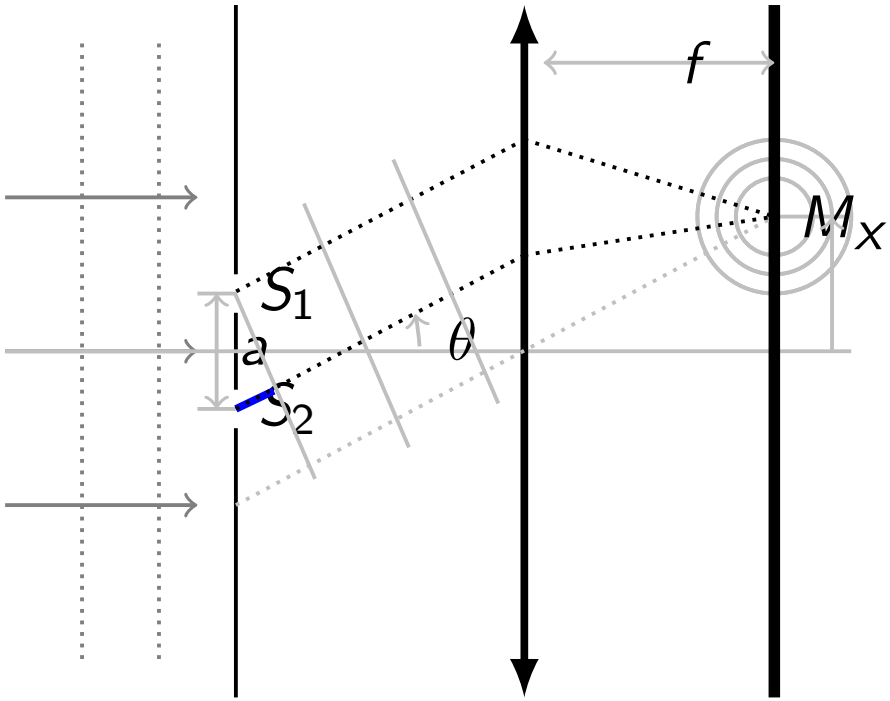
- δ sur l'écran ?
- δ sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta)$



Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

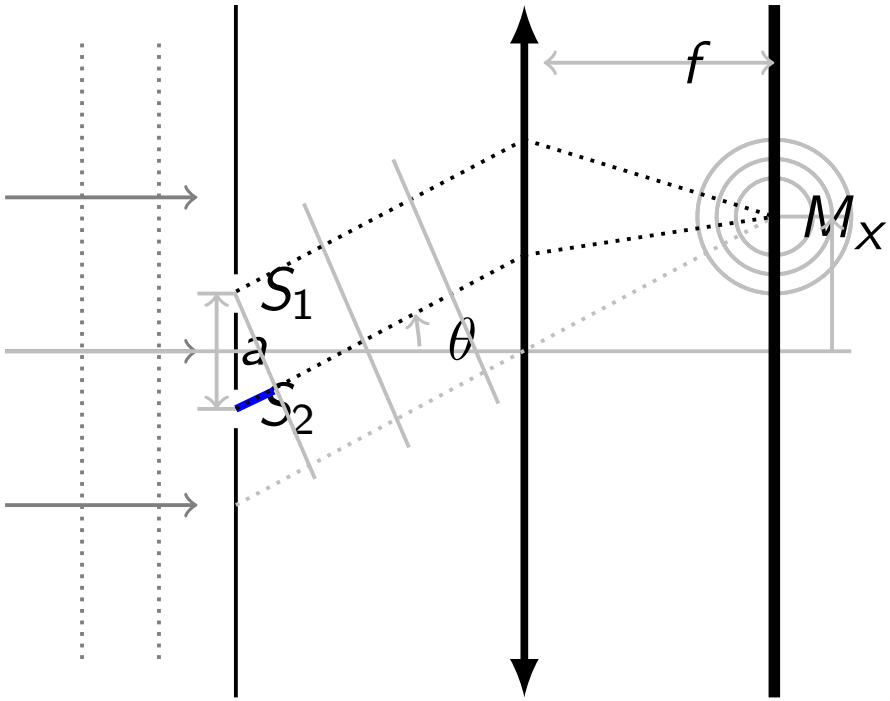
- δ sur l'écran ?
- δ sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta)$



Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

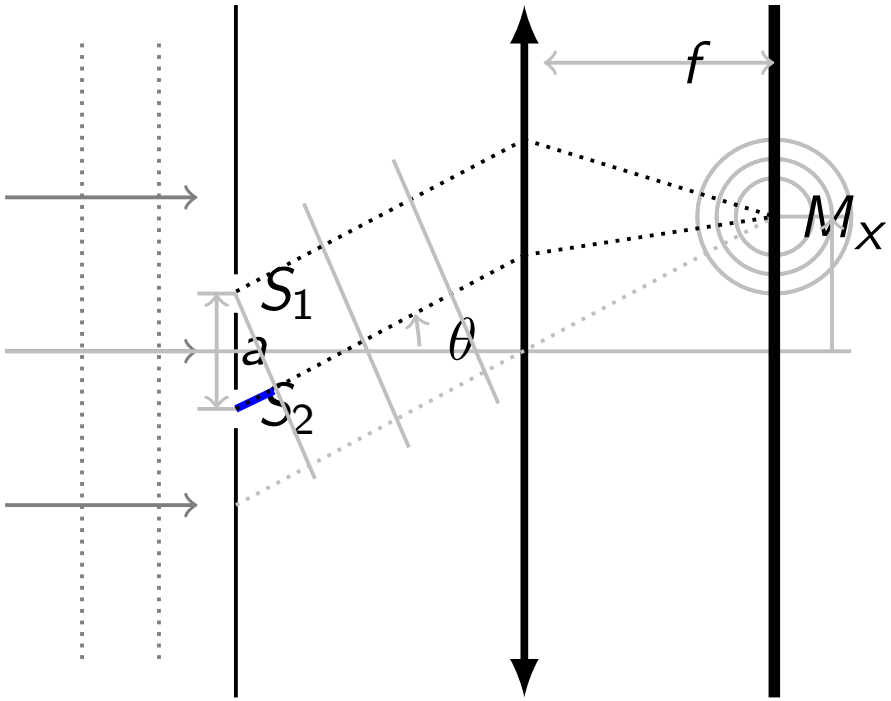
- δ sur l'écran ?
- δ sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta)$



Observation des trous d'Young à l'infini

Comme une onde plane

- δ sur l'écran ?
- δ sur un *front d'onde*
- Bien choisi !
- $\delta = a \sin(\theta) \approx a\frac{x}{f}$



Partie IV

Interférences entre deux ondes sphériques

IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

IV Interférences entre deux ondes sphériques

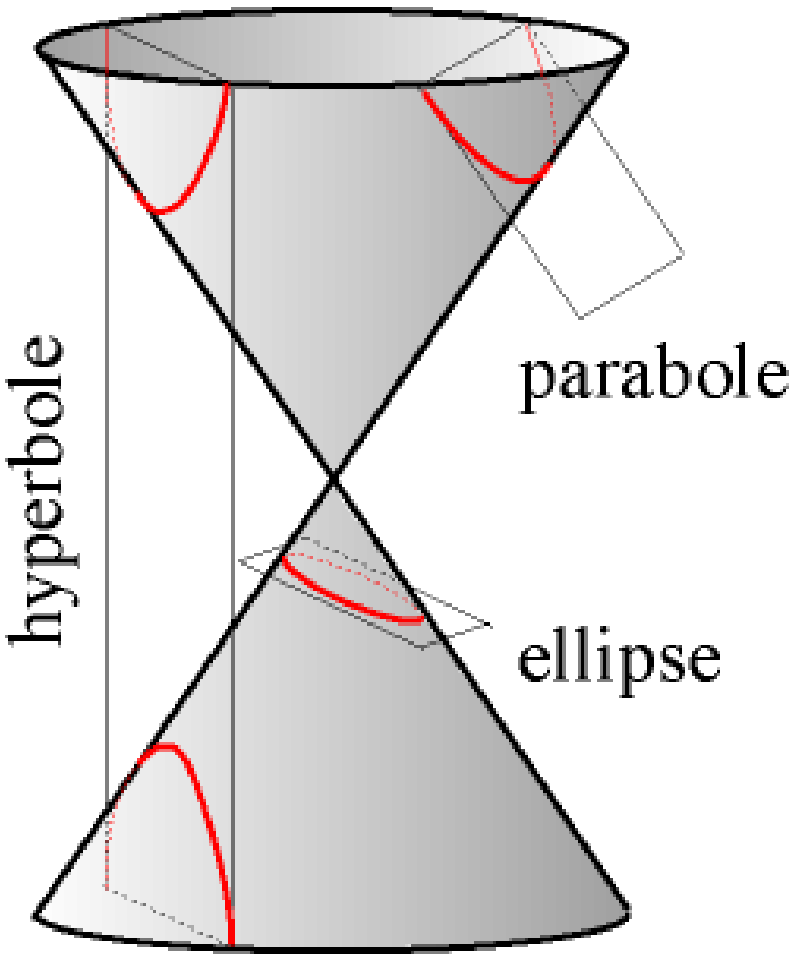
10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

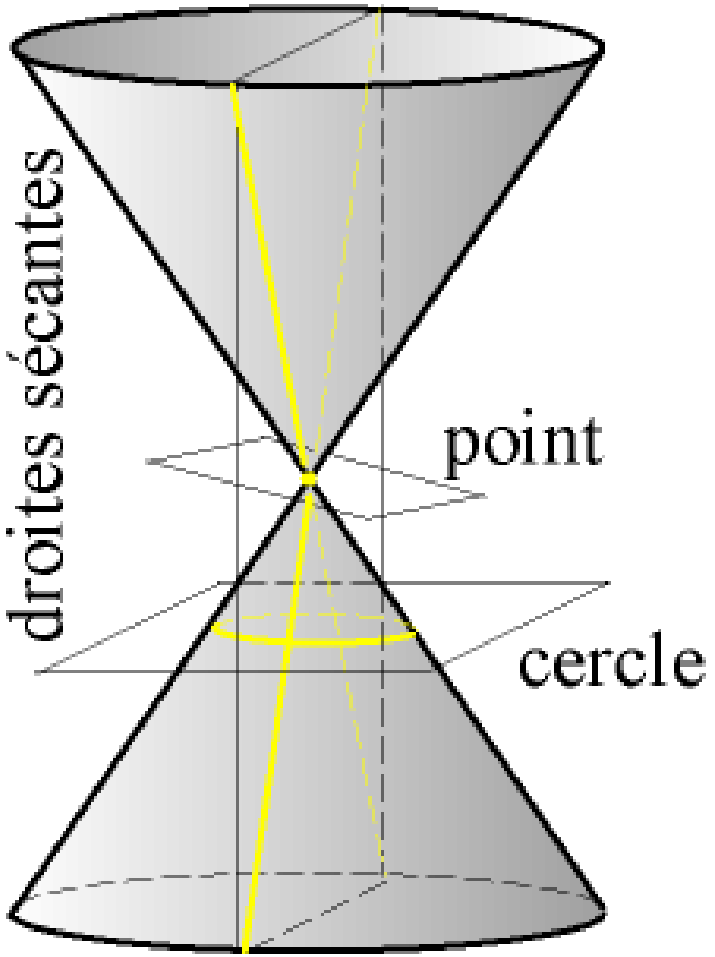
12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Préambule : les coniques

Des intersections entre un cône et un plan



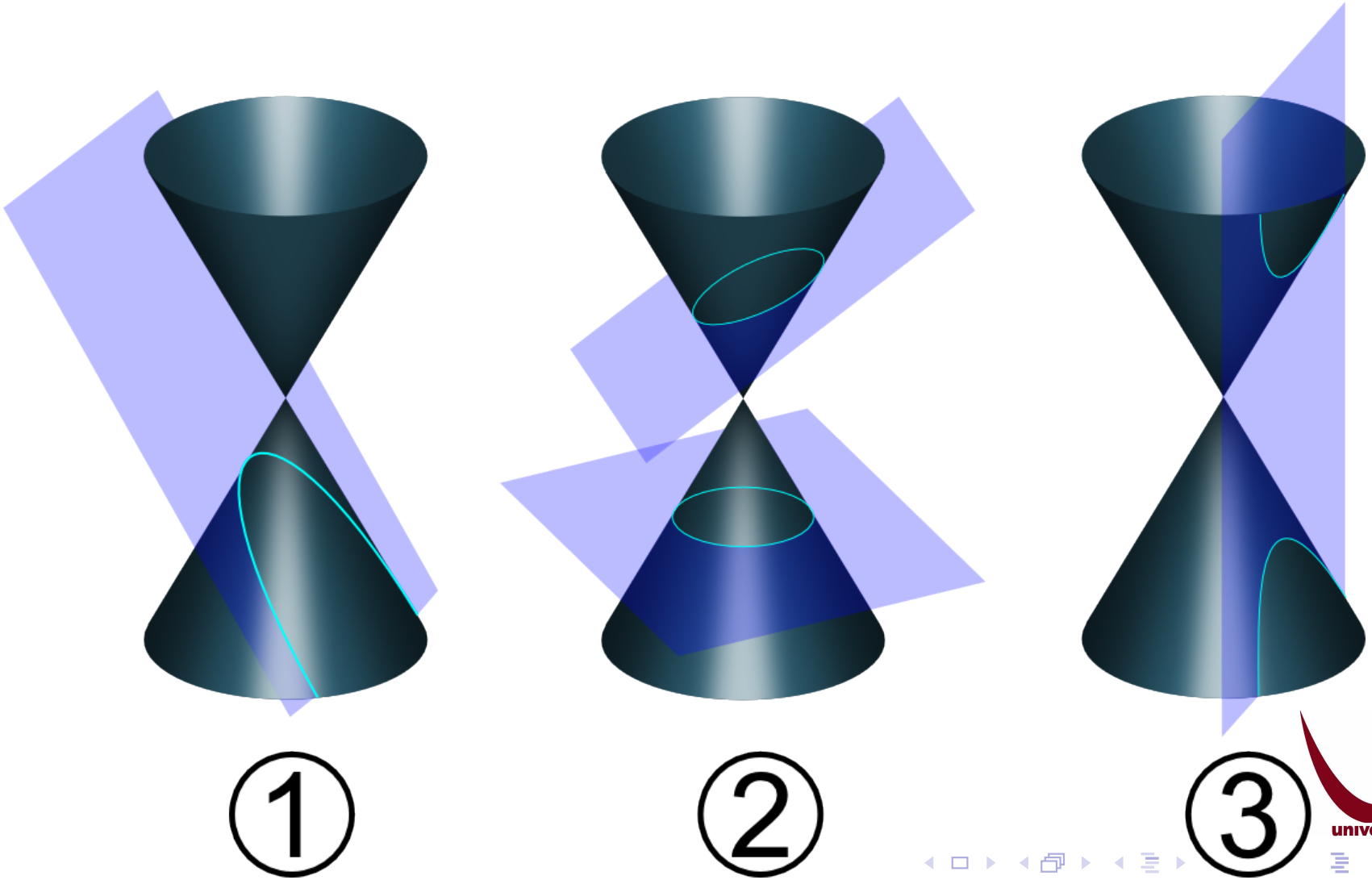
coniques propres



coniques dégénérées

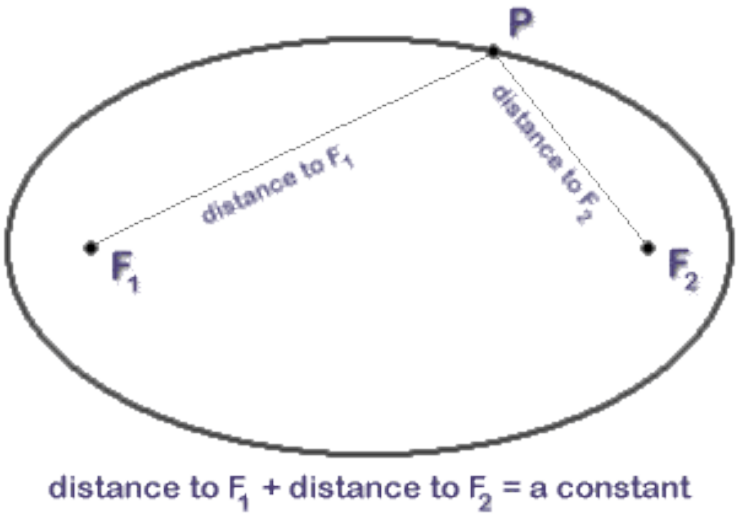
Des intersections entre un cône et un plan

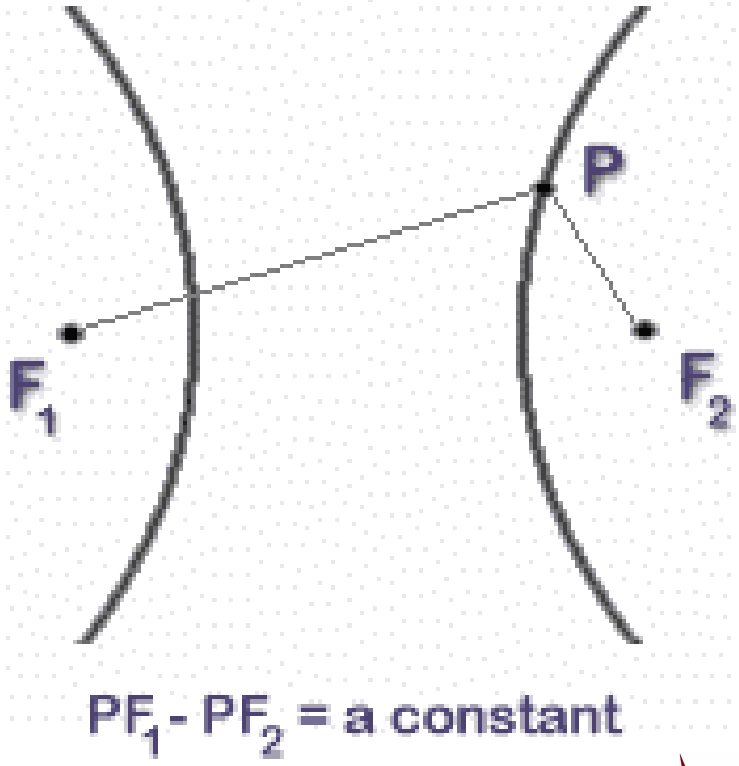
Une autre représentation



Définition des coniques par leurs foyers

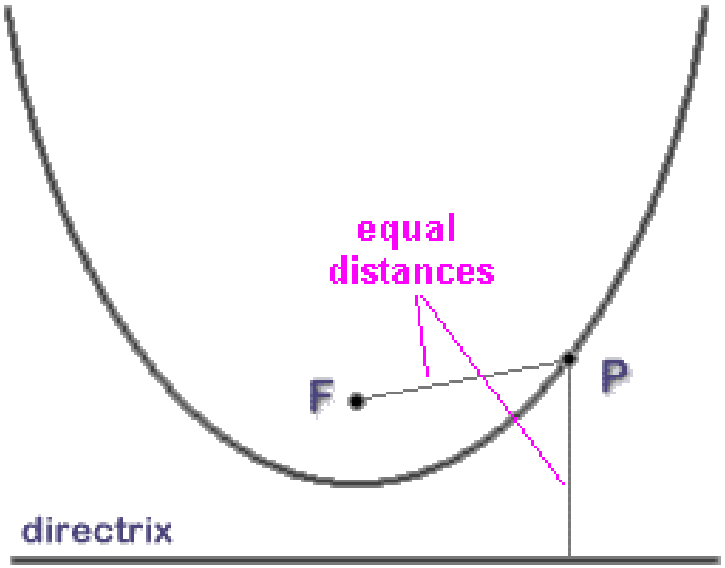
Ellipse et Hyperbole





Définition des coniques par leurs foyers

Ellipse et Hyperbole



Cas particulier de la parabole

Interférences de deux ondes sphériques

2 sources d'onde sphériques

- 2 sources ponctuelles
- Cohérentes et en phase
- Appelons les S_1 et S_2

Forme des franges

- Lieu du point M tel que la différence de marche δ soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange, $|S_1M - S_2M|$ est une constante

Interférences de deux ondes sphériques

2 sources d'onde sphériques

- 2 sources ponctuelles
- Cohérentes et en phase
- Appelons les S_1 et S_2

Forme des franges

- Lieu du point M tel que la différence de marche δ soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange, $|S_1M - S_2M|$ est une constante

Interférences de deux ondes sphériques

2 sources d'onde sphériques

- 2 sources ponctuelles
- Cohérentes et en phase
- Appelons les S_1 et S_2

Forme des franges

- Lieu du point M tel que la différence de marche δ soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange, $|S_1M - S_2M|$ est une constante

Interférences de deux ondes sphériques

2 sources d'onde sphériques

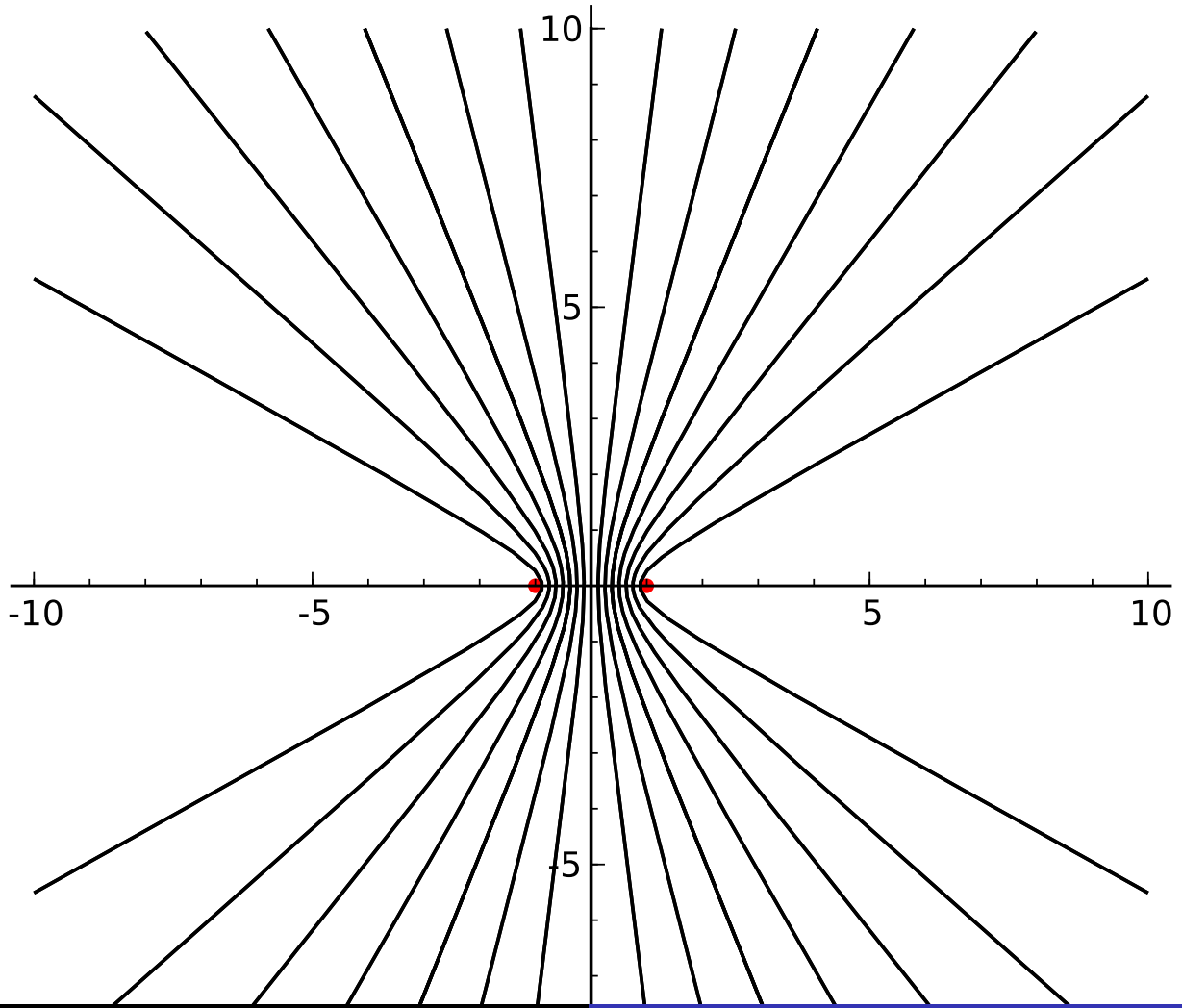
- 2 sources ponctuelles
- Cohérentes et en phase
- Appelons les S_1 et S_2

Forme des franges

- Lieu du point M tel que la différence de marche δ soit constante
- $\delta = |S_1M - S_2M|$
- Sur une frange, $|S_1M - S_2M|$ est une constante

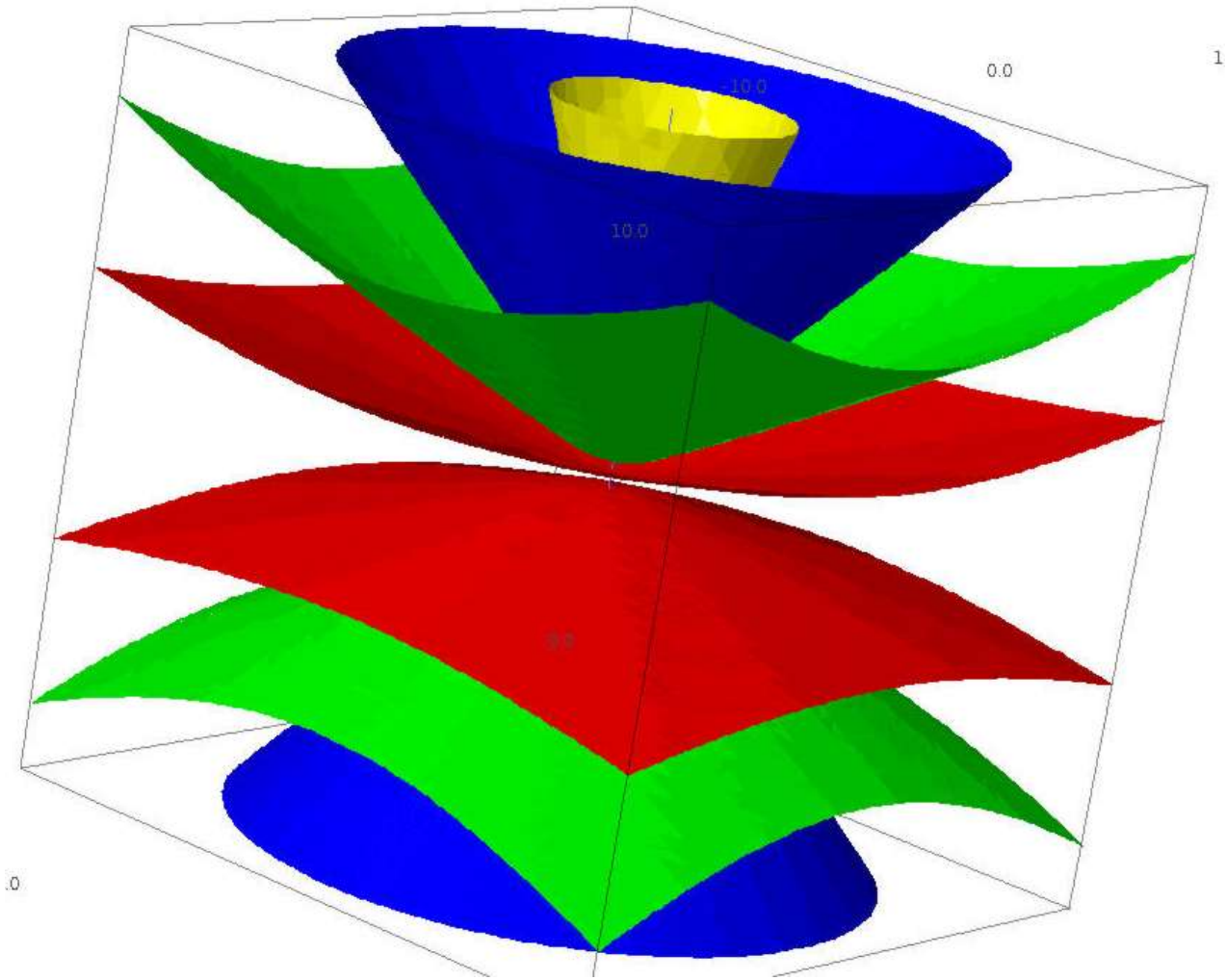
Dans un plan, des hyperboles

$\delta = |S_1M - S_2M|$ multiple de Λ

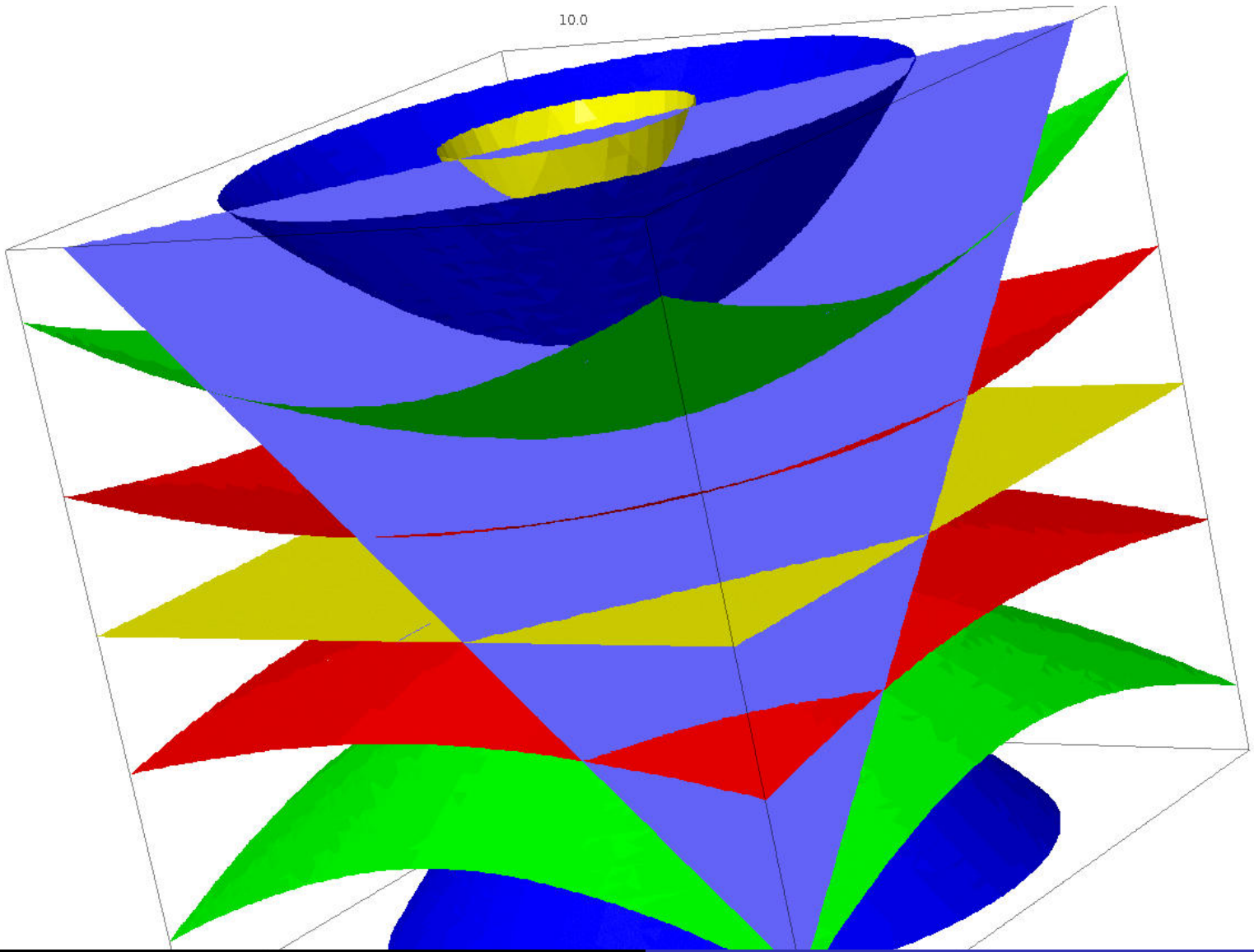


Dans l'espace, des hyperboloïdes de révolution

Axe de révolution : l'axe des source



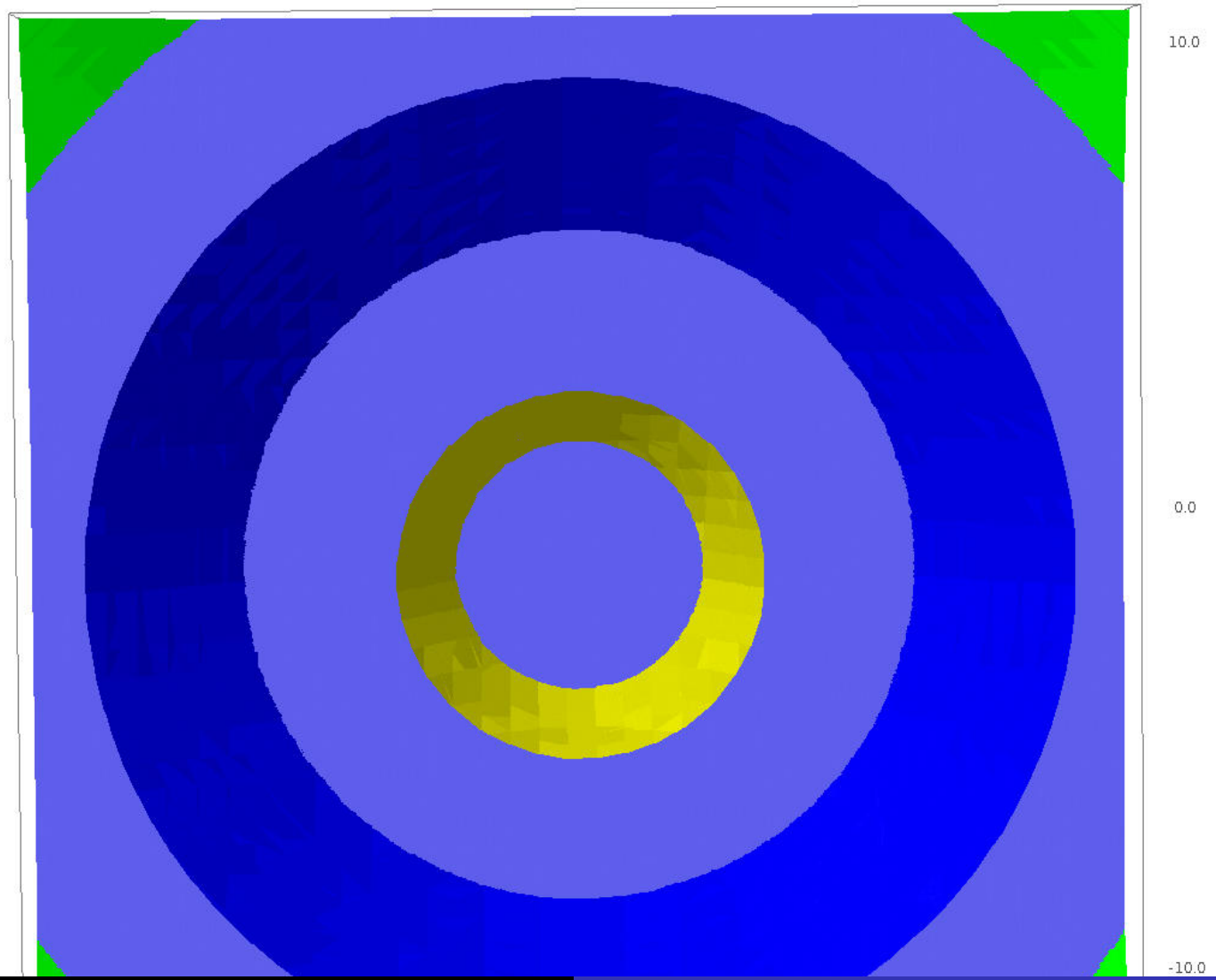
Intersection avec l'écran



Intersection avec l'écran

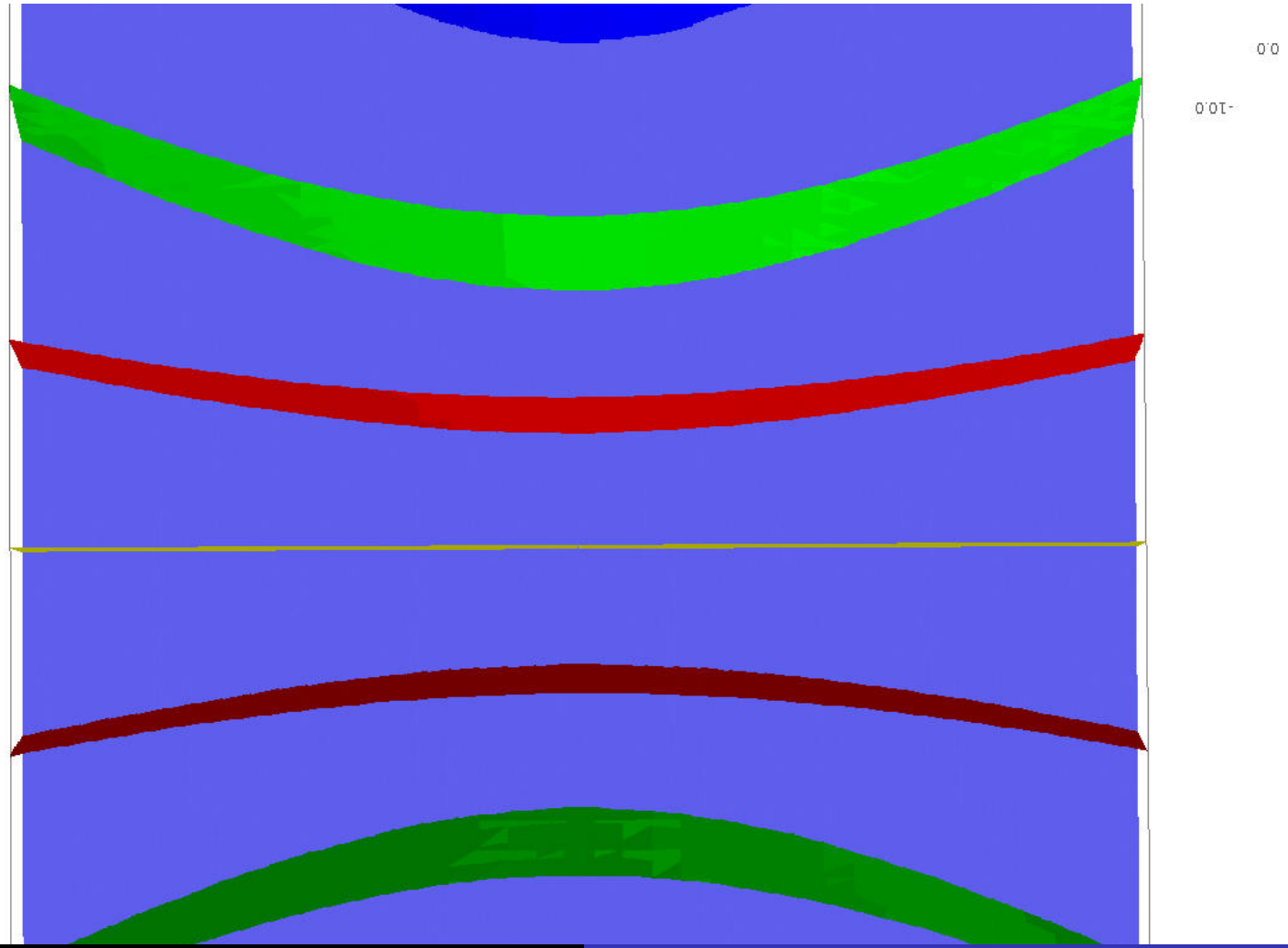
Écran perpendiculaire à l'axe des sources

Franges circulaires



Intersection avec l'écran

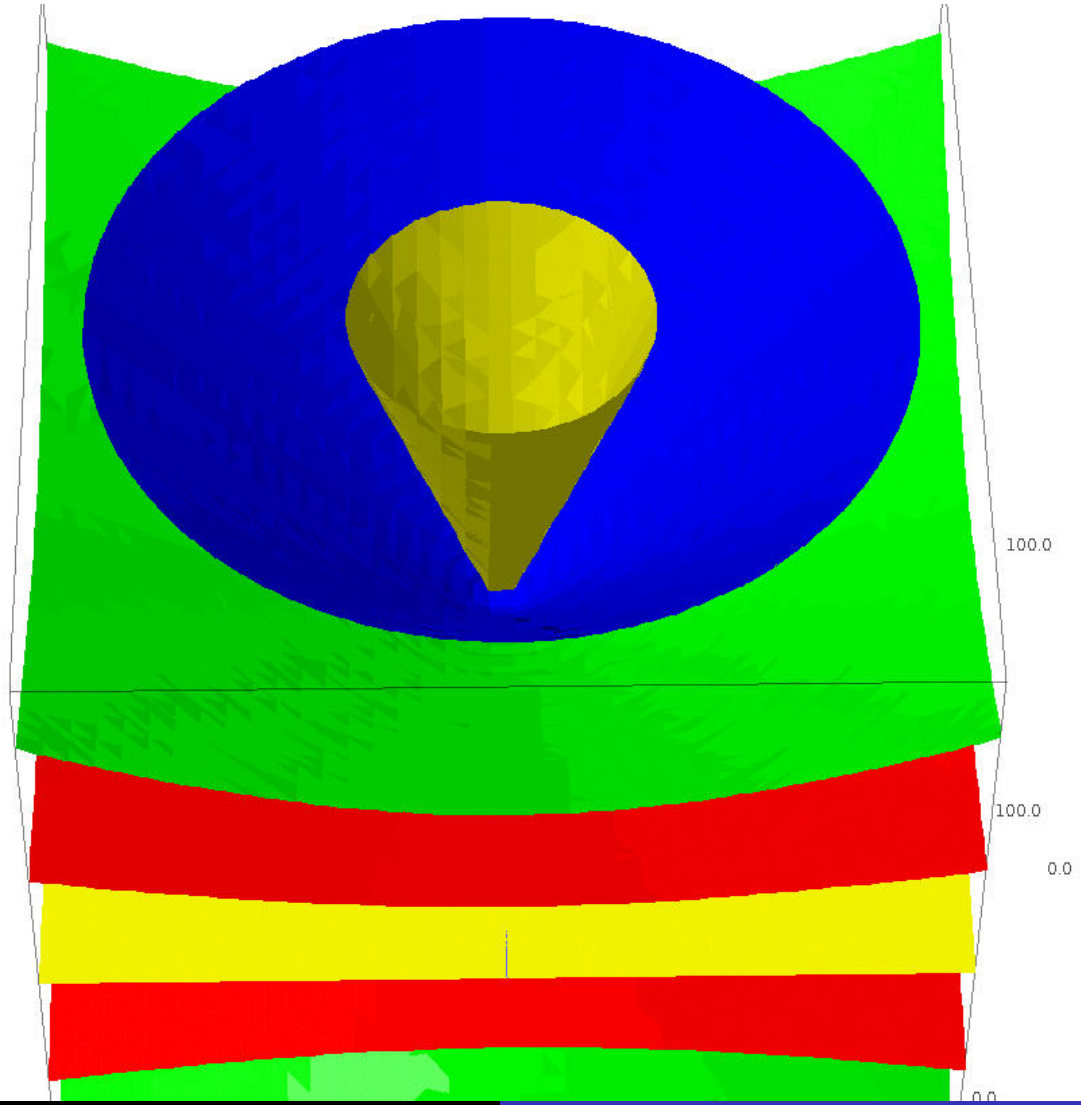
Écran parallèle à l'axe des sources



Approximation des grandes distances

Hyperboloïdes de révolution vus de loin

Des cônes



IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

L'expérience d'Young

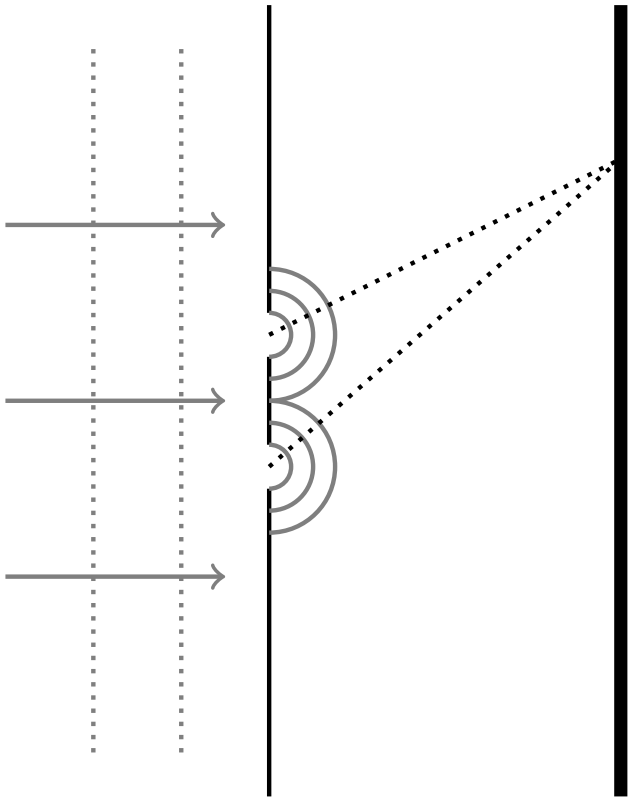
Les franges sont-elles rectilignes ?

Approximation des grandes distances

- Intersection cônes/plan
- Hyperboles

Approximation liée à la cohérence

- Zone d'observation réduite
- Vue sur les sommets des hyperboles
- Des quasi-droites



L'expérience d'Young

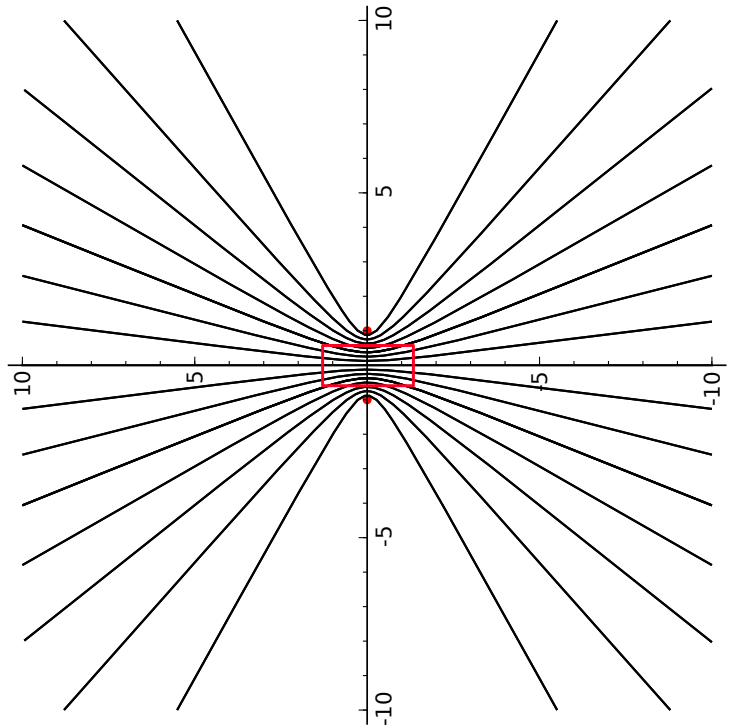
Les franges sont-elles rectilignes ?

Approximation des grandes distances

- Intersection cônes/plan
- Hyperboles

Approximation liée à la cohérence

- Zone d'observation réduite
- Vue sur les sommets des hyperboles
- Des quasi-droites



L'expérience d'Young

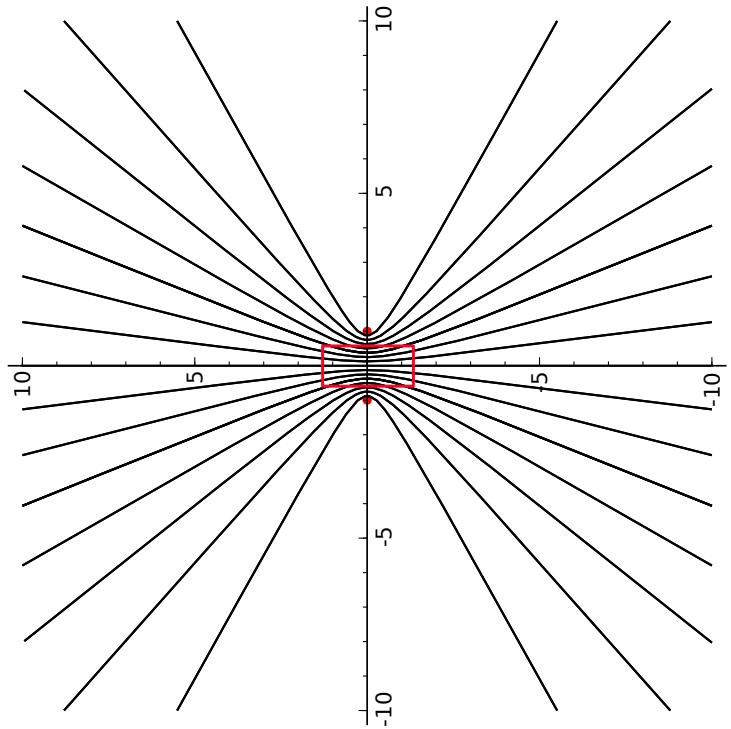
Les franges sont-elles rectilignes ?

Approximation des grandes distances

- Intersection cônes/plan
- Hyperboles

Approximation liée à la cohérence

- Zone d'observation réduite
- Vue sur les sommets des hyperboles
- Des quasi-droites



Interfrange déjà calculé

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

IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

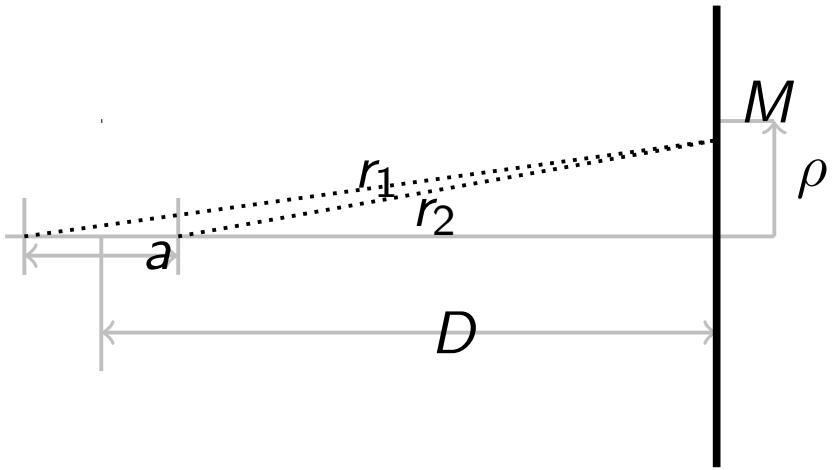
11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Franges circulaires : calcul de la répartition d'intensité

Distances

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D + a)^2 + \rho^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D - a)^2 + \rho^2}$



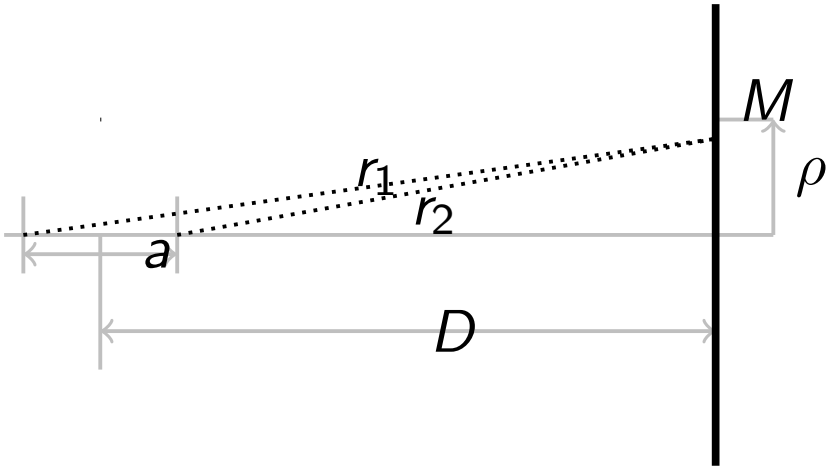
Approximation des grandes distances $(\rho, a) \ll D$

- $r_1 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} - \frac{a\rho^2}{4D^2} + \frac{1}{2}a$
- $r_2 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} + \frac{a\rho^2}{4D^2} - \frac{1}{2}a$
- $\delta = r_2 - r_1 \approx \frac{a\rho^2}{2D^2} - a$

Franges circulaires : calcul de la répartition d'intensité

Distances

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D + a)^2 + \rho^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D - a)^2 + \rho^2}$



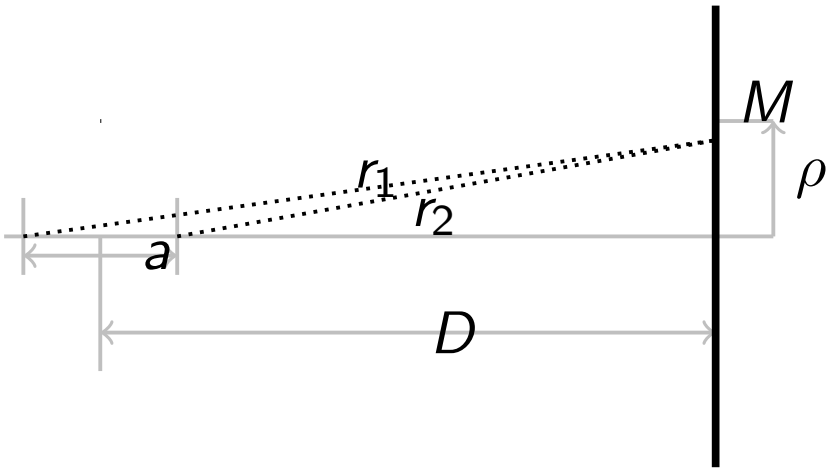
Approximation des grandes distances $(\rho, a) \ll D$

- Rappel : $\sqrt{\epsilon + 1} \approx \frac{1}{2}\epsilon + 1$
- Rappel : $(\epsilon + 1)^n \approx \epsilon n + 1$

Franges circulaires : calcul de la répartition d'intensité

Distances

- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D + a)^2 + \rho^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(2D - a)^2 + \rho^2}$



Approximation des grandes distances $(\rho, a) \ll D$

- $r_1 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} - \frac{a\rho^2}{4D^2} + \frac{1}{2}a$
- $r_2 \approx D + \frac{\rho^2}{2D} + \frac{a\rho^2}{4D^2} - \frac{1}{2}a$
- $\delta = r_2 - r_1 \approx \frac{a\rho^2}{2D^2} - a$

Franges d'interférence circulaires

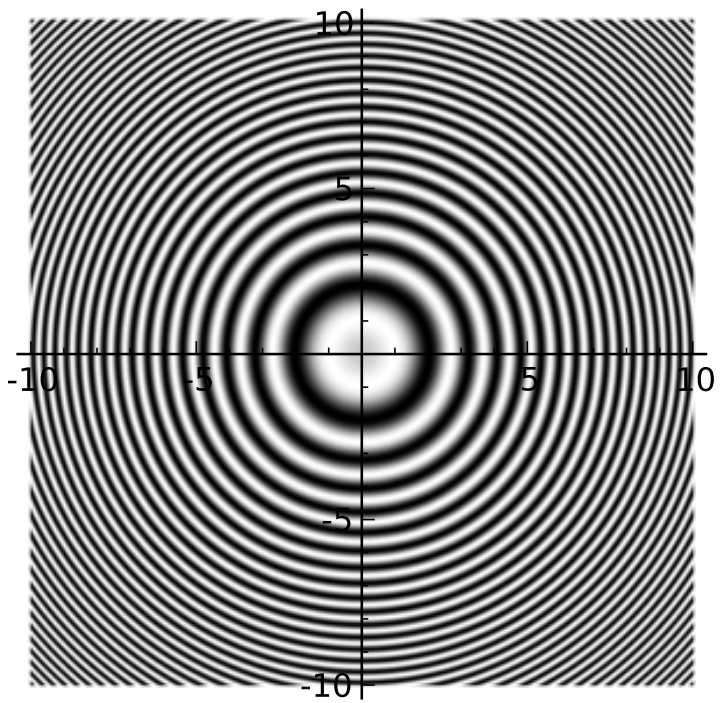
Expression

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(k\delta\right)$$

$$\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\left(\frac{a\rho^2}{2\,D^2} - a\right)\right)$$

Franges brillantes

- $\frac{1}{\Lambda}\left(\frac{a\rho^2}{2\,D^2} - a\right) \in \mathbb{Z}$
- $\frac{a\rho^2}{2\,D^2} - a = \Lambda N$
- $\rho = \sqrt{\frac{\Lambda N}{a} + 1}\sqrt{2}D$



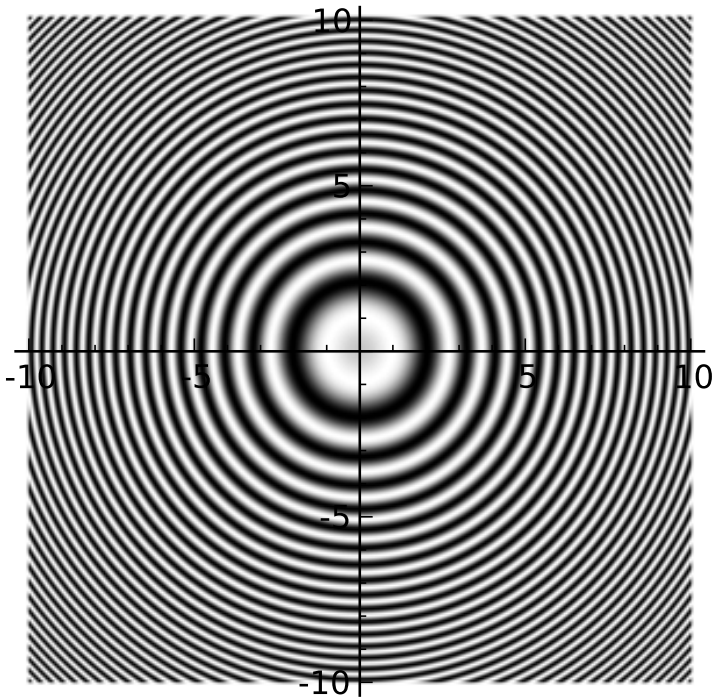
Calcul de l'interfrange

Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2\,D^2\Lambda} - \frac{a}{\Lambda}$
- Non Linéaire en ρ
- Interfrange variable

Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial p}{\partial \rho}$: augmentation de l'ordre par unité de ρ
- $\frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1}$ augmentation de ρ par unité d'ordre
- $\frac{d\rho}{dp} = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)^{-1} = \frac{D^2\Lambda}{a\rho}$



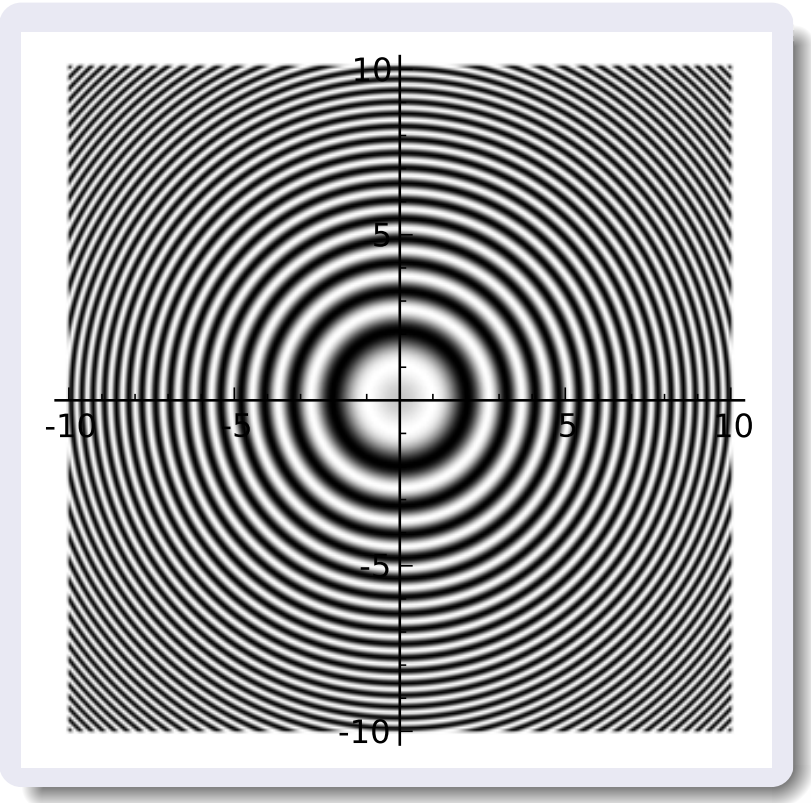
Calcul de l'interfrange

Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2\,D^2\Lambda} - \frac{a}{\Lambda}$
- Non Linéaire en ρ
- Interfrange variable

Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial p}{\partial \rho}$: augmentation de l'ordre par unité de ρ
- $\frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1}$ augmentation de ρ par unité d'ordre
- $i = \frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1} = \frac{D^2\Lambda}{a\rho}$



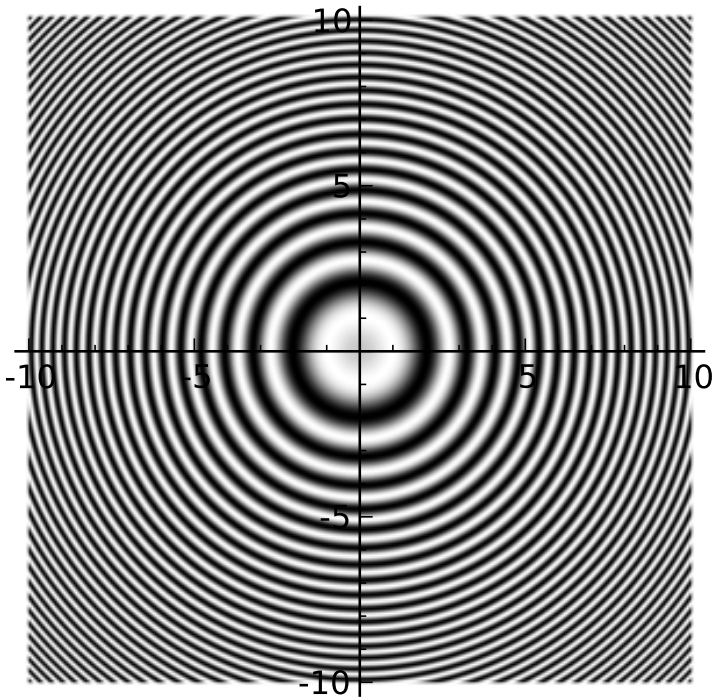
Calcul de l'interfrange

Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2\,D^2\Lambda} - \frac{a}{\Lambda}$
- Non Linéaire en ρ
- Interfrange variable

Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial p}{\partial \rho}$: augmentation de l'ordre par unité de ρ
- $\frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1}$ augmentation de ρ par unité d'ordre
- $i = \frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1} = \frac{D^2\Lambda}{a\rho}$



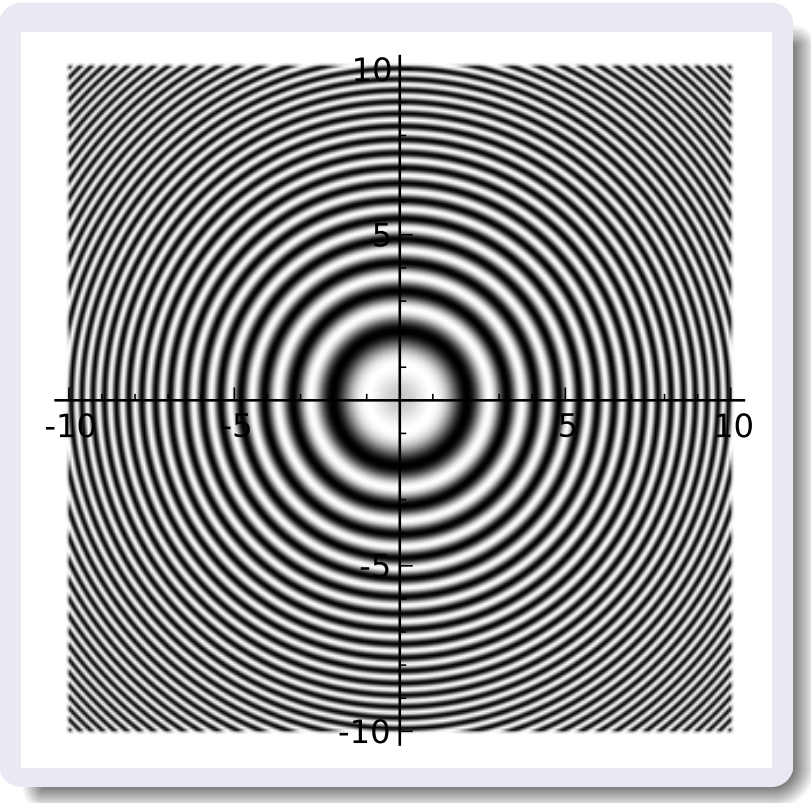
Calcul de l'interfrange

Ordre des franges

- $\frac{a\rho^2}{2\,D^2\Lambda} - \frac{a}{\Lambda}$
- Non Linéaire en ρ
- Interfrange variable

Calcul de l'interfrange

- $\frac{\partial p}{\partial \rho}$: augmentation de l'ordre par unité de ρ
- $\frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1}$ augmentation de ρ par unité d'ordre
- $i = \frac{\partial \rho}{\partial p} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)^{-1} = \frac{D^2\Lambda}{a\rho}$



IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Obtention de 2 sources cohérentes entre elles

Deux sources différentes sont incohérentes : il faut en faire 2 avec une seule

La division de front d'onde

- A l'aide de miroirs
- Placés en partie dans le faisceau

La division d'amplitude

Des lames semi-réfléchissantes feront l'affaire

Sources secondaires

- Des sources secondaires virtuelles sont créées
- Elles participent aux interférences

Obtention de 2 sources cohérentes entre elles

Deux sources différentes sont incohérentes : il faut en faire 2 avec une seule

La division de front d'onde

- A l'aide de miroirs
- Placés en partie dans le faisceau

La division d'amplitude

Des lames semi-réfléchissantes feront l'affaire

Sources secondaires

- Des sources secondaires virtuelles sont créées
- Elles participent aux interférences

Obtention de 2 sources cohérentes entre elles

Deux sources différentes sont incohérentes : il faut en faire 2 avec une seule

La division de front d'onde

- A l'aide de miroirs
- Placés en partie dans le faisceau

La division d'amplitude

Des lames semi-réfléchissantes feront l'affaire

Sources secondaires

- Des sources secondaires virtuelles sont créées
- Elles participent aux interférences

Des sources secondaires virtuelles

Comment un miroir crée une source virtuelle

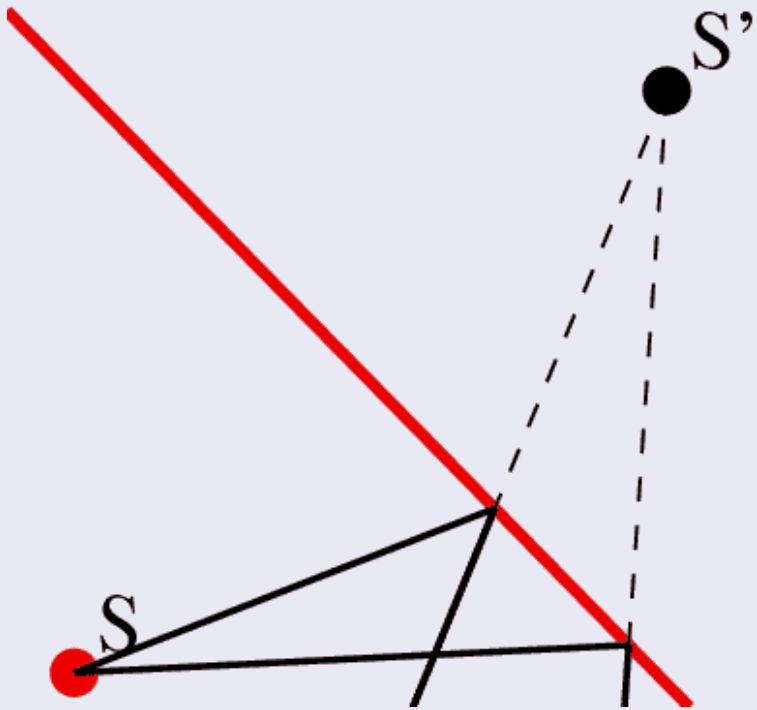
Réflexion sur un miroir

- Lois de Descartes
- Faisceaux semblent issus d'une autre source
- C'est une source secondaire virtuelle

Position de la source secondaire

- symétrique de la première
- par rapport au miroir

Miroir et source secondaire



Des sources secondaires virtuelles

Comment un miroir crée une source virtuelle

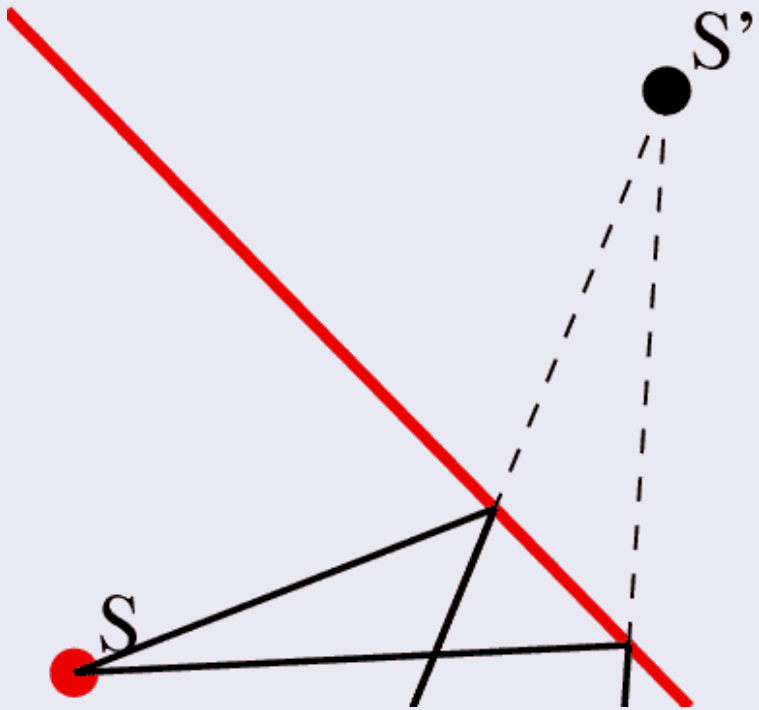
Réflexion sur un miroir

- Lois de Descartes
- Faisceaux semblent issus d'une autre source
- C'est une source secondaire virtuelle

Position de la source secondaire

- symétrique de la première
- par rapport au miroir

Miroir et source secondaire



Des sources secondaires virtuelles

Comment un miroir crée une source virtuelle

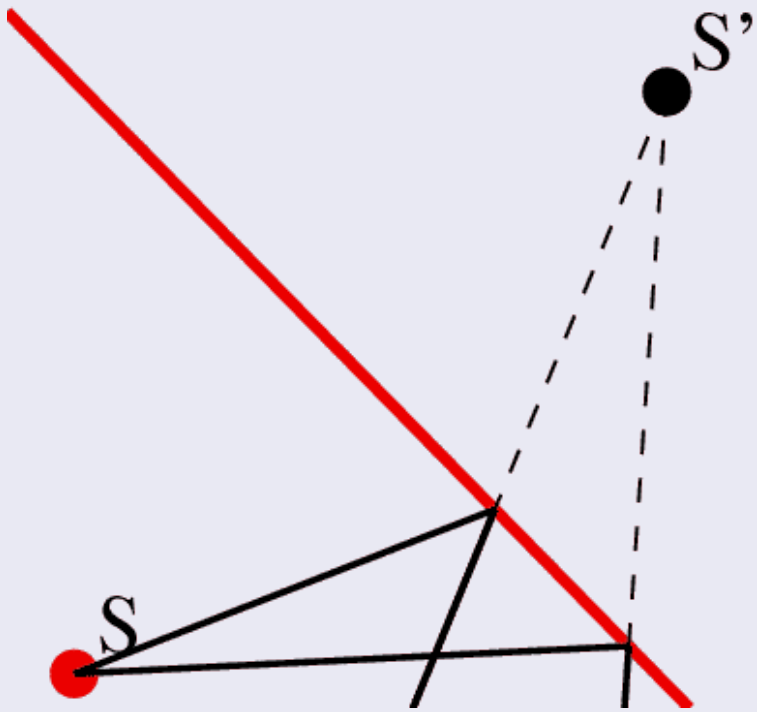
Réflexion sur un miroir

- Lois de Descartes
- Faisceaux semblent issus d'une autre source
- C'est une source secondaire virtuelle

Position de la source secondaire

- symétrique de la première
- par rapport au miroir

Miroir et source secondaire



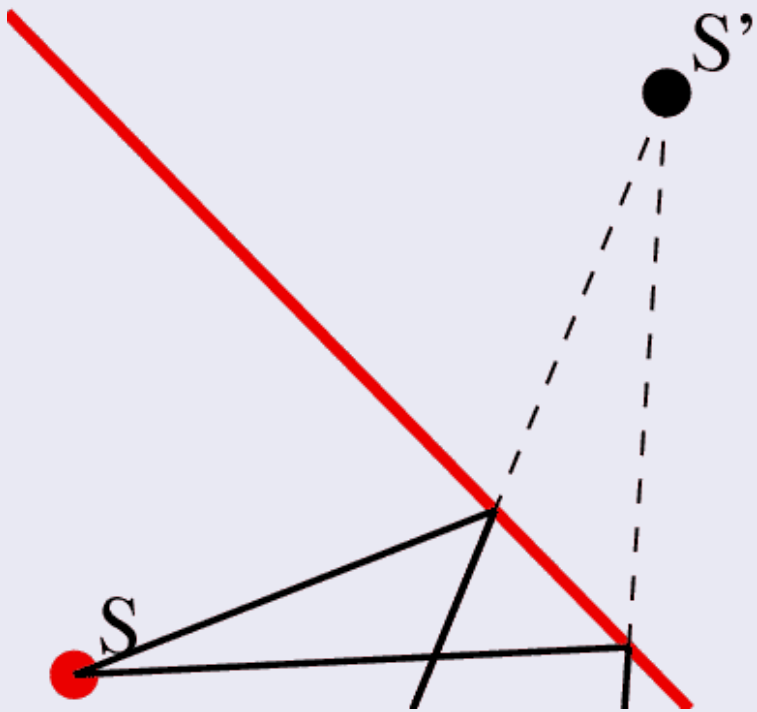
Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de π
- Trajet virtuel supplémentaire de $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé. . .
- Mais pas toujours

Miroir et source secondaire



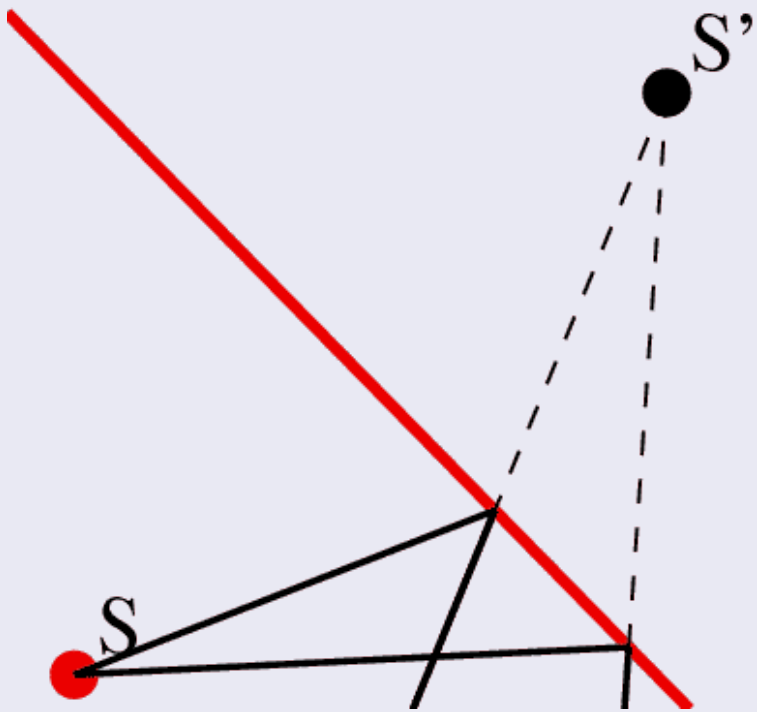
Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de π
- Trajet virtuel supplémentaire de $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé. . .
- Mais pas toujours

Miroir et source secondaire



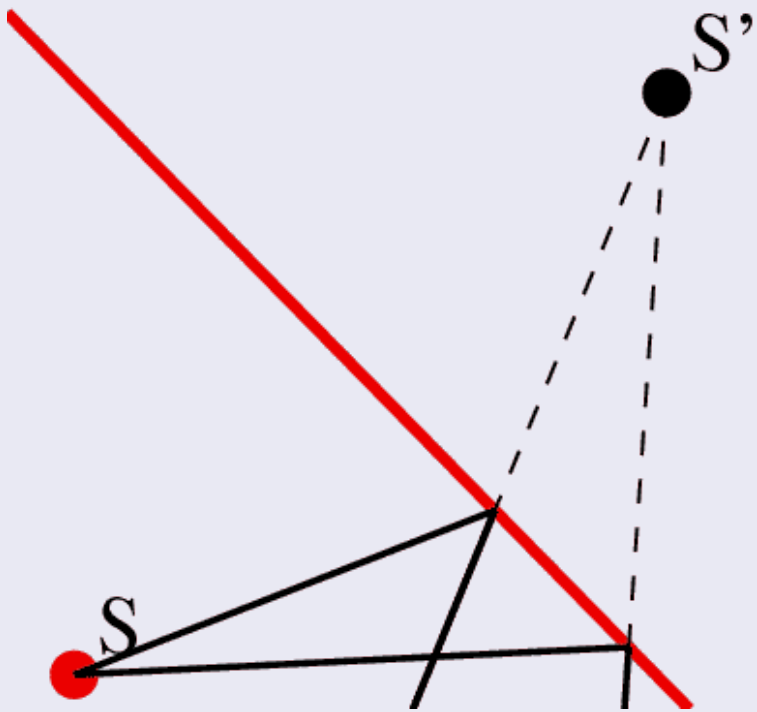
Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de π
- Trajet virtuel supplémentaire de $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé...
- Mais pas toujours

Miroir et source secondaire



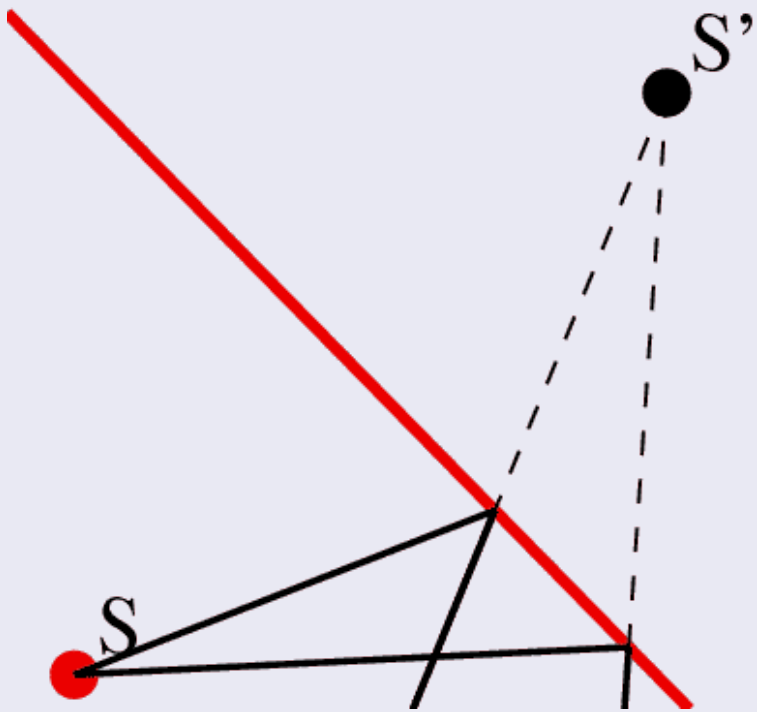
Attention au déphasage dû à la réflexion

Une réflexion introduit un déphasage d'une demi-période

A la réflexion

- Déphasage supplémentaire de π
- Trajet virtuel supplémentaire de $\Lambda/2$
- Souvent ignoré car compensé...
- Mais pas toujours

Miroir et source secondaire



Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

Nous savons déterminer. . .

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran parallèle à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran perpendiculaire à l'axe des sources
- la position des sources secondaires

Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

Nous savons déterminer. . .

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran parallèle à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran perpendiculaire à l'axe des sources
- la position des sources secondaires

Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

Nous savons déterminer. . .

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran parallèle à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran perpendiculaire à l'axe des sources
- la position des sources secondaires

Calcul de la forme des interférences

Ce que nous avons fait

Nous savons déterminer. . .

- la figure d'interférence 3D
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran parallèle à l'axe des sources
- les interférences, l'interfrange. . . sur un écran perpendiculaire à l'axe des sources
- la position des sources secondaires

Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à. . .

- Déterminer la position des 2 sources qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Déduire de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange. . .

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à. . .

- Déterminer la position des 2 sources qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Déduire de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange. . .

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à. . .

- Déterminer la position des 2 sources qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Déduire de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange. . .
  - UNE LIGNE DE CALCUL

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à...

- Déterminer la position des 2 sources qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Déduire de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange...
  - UNE LIGNE DE CALCUL

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

Calcul de la forme des interférences

Ce qu'il reste à faire

Dans une configuration donnée, il nous reste à...

- Déterminer la position des 2 sources qui interfèrent
- La distance qui les sépare
- La position de l'écran par rapport à l'axe des source
- Déduire de tout cela
  - la forme de la figure d'interférence
  - ses propriétés : interfrange...
  - UNE LIGNE DE CALCUL

Et si les deux sources ne sont pas en phase ?

IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

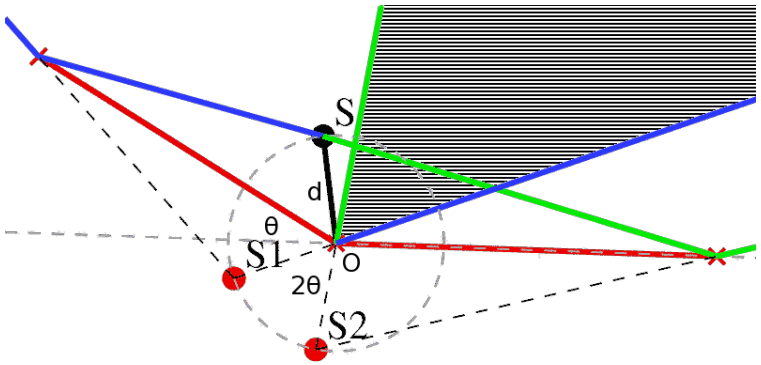
11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

Sources secondaires

- S_1 et S_2
- Symétriques de S
- Par rapport aux miroirs



Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$: angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$: angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$

Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

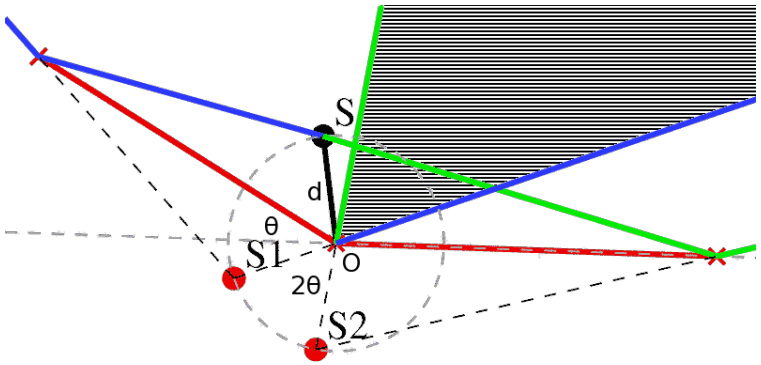
Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

Sources secondaires

- S_1 et S_2
- Symétriques de S
- Par rapport aux miroirs

Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$: angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$: angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

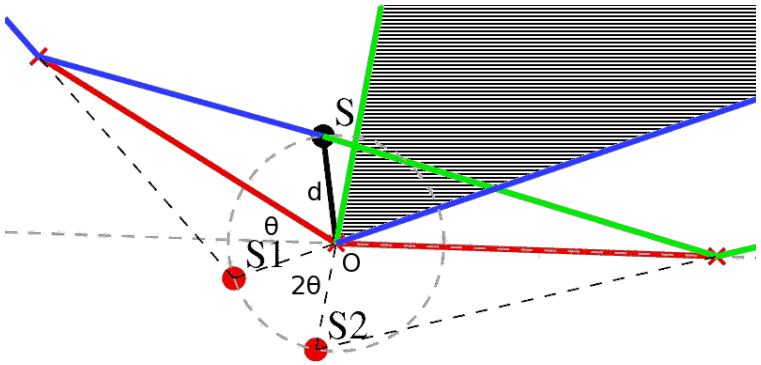
Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

Sources secondaires

- S_1 et S_2
- Symétriques de S
- Par rapport aux miroirs

Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$: angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$: angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

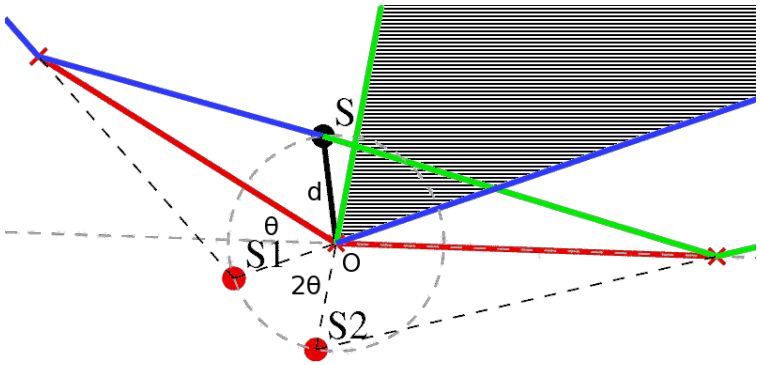
Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

Sources secondaires

- S_1 et S_2
- Symétriques de S
- Par rapport aux miroirs

Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$: angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$: angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$



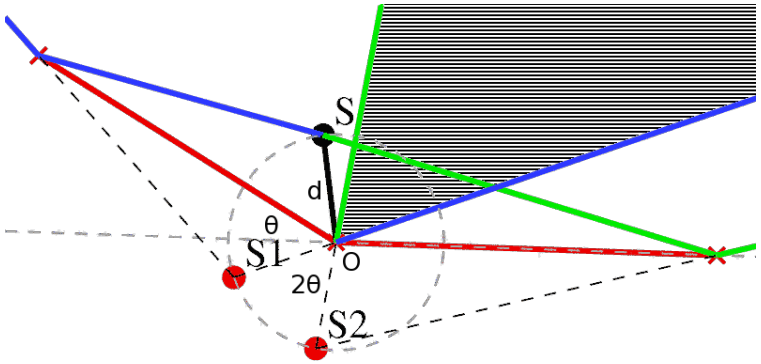
Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

Miroirs de Fresnel : division par réflexion partielle

Sources secondaires

- S_1 et S_2
- Symétriques de S
- Par rapport aux miroirs



Angles

- $\widehat{S_1SS_2} = \theta$: angle inscrit
- $\widehat{S_1OS_2}$: angle au centre
- $\widehat{S_1OS_2} = 2\widehat{S_1SS_2} = 2\theta$

Distances

- $\widehat{S_1S_2} = 2d\theta \approx S_1S_2$
- $S_1O = S_2O = d$

Il ne reste plus qu'à placer un écran

- Dans le champs d'interférence
- Parallèle à l'axe des sources

IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

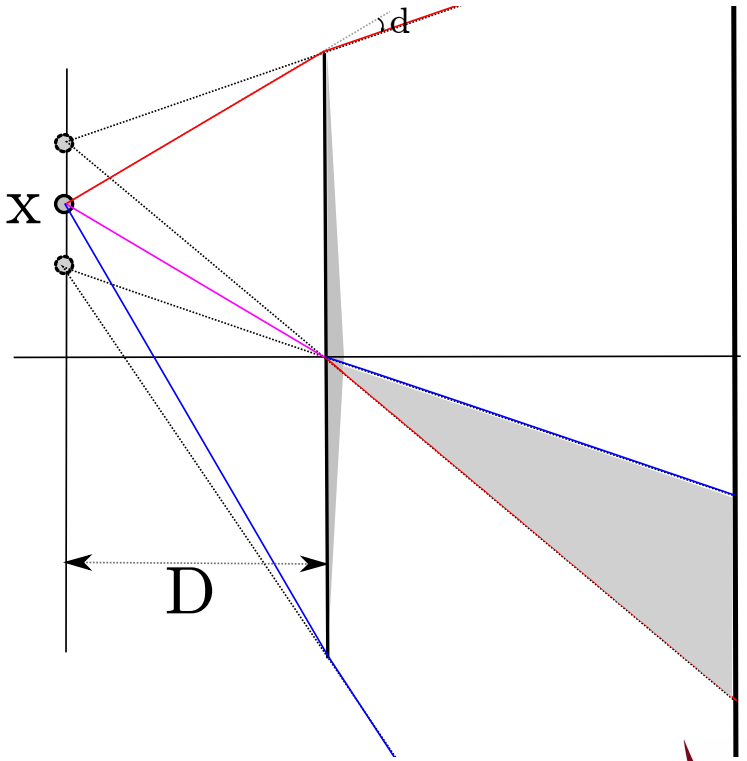
Détermination de la position des sources secondaires

Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- Grandes distances
- Abscisses identiques

Ordonnées

- Angle $\pm d$
- Ordonnée $\pm d \times D$



Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

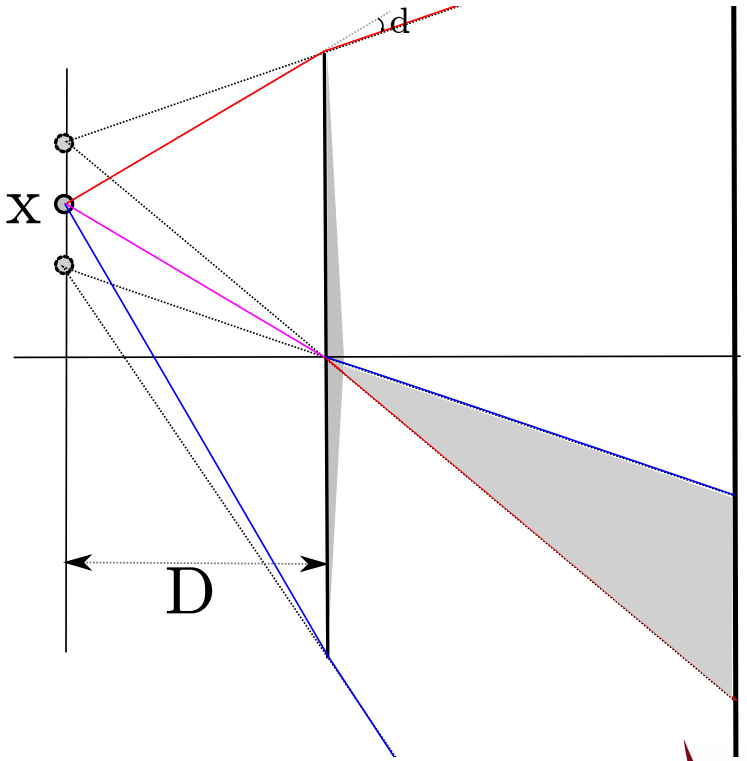
Détermination de la position des sources secondaires

Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- Grandes distances
- Abscisses identiques

Ordonnées

- Angle $\pm d$
- Ordonnée $\pm d \times D$



Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

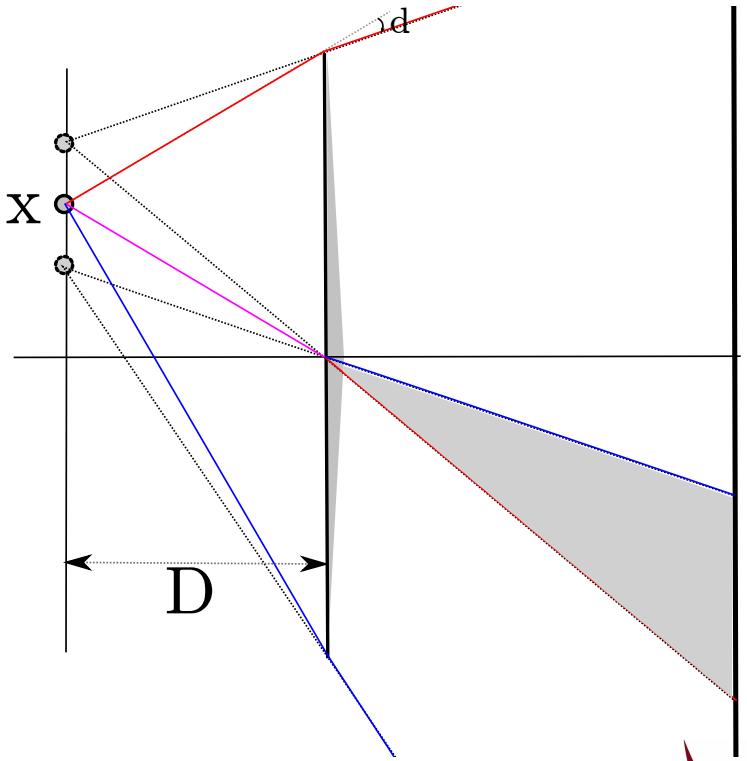
Détermination de la position des sources secondaires

Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- Grandes distances
- Abscisses identiques

Ordonnées

- Angle $\pm d$
- Ordonnée $\pm d \times D$



Bi-prisme de Fresnel éclairé par une onde sphérique

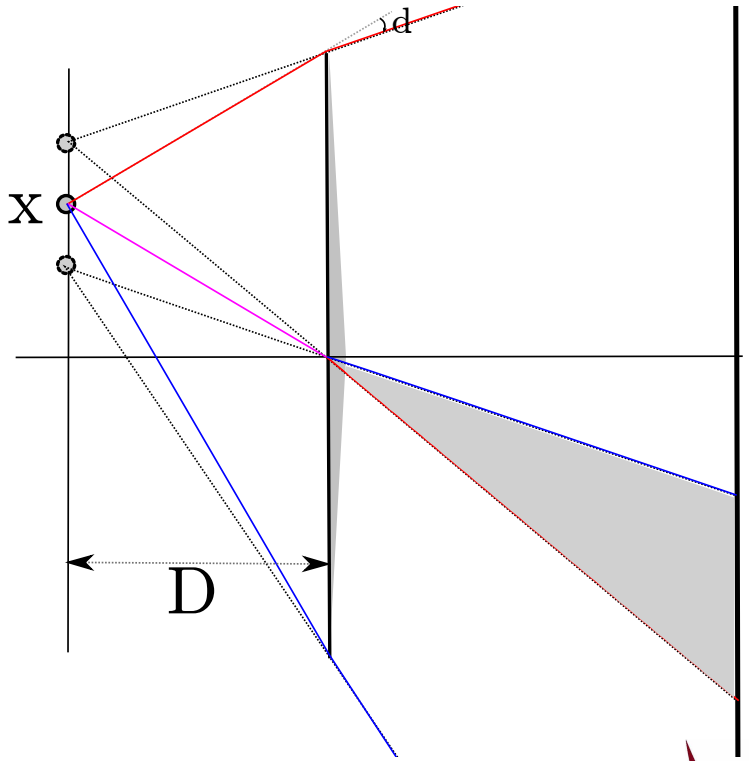
Détermination de la position des sources secondaires

Abscisses

- Déviation constante
- Angles conservés
- Distance au prisme constante
- Grandes distances
- Abscisses identiques

Ordonnées

- Angle $\pm d$
- Ordonnée $\pm d \times D$



IV Interférences entre deux ondes sphériques

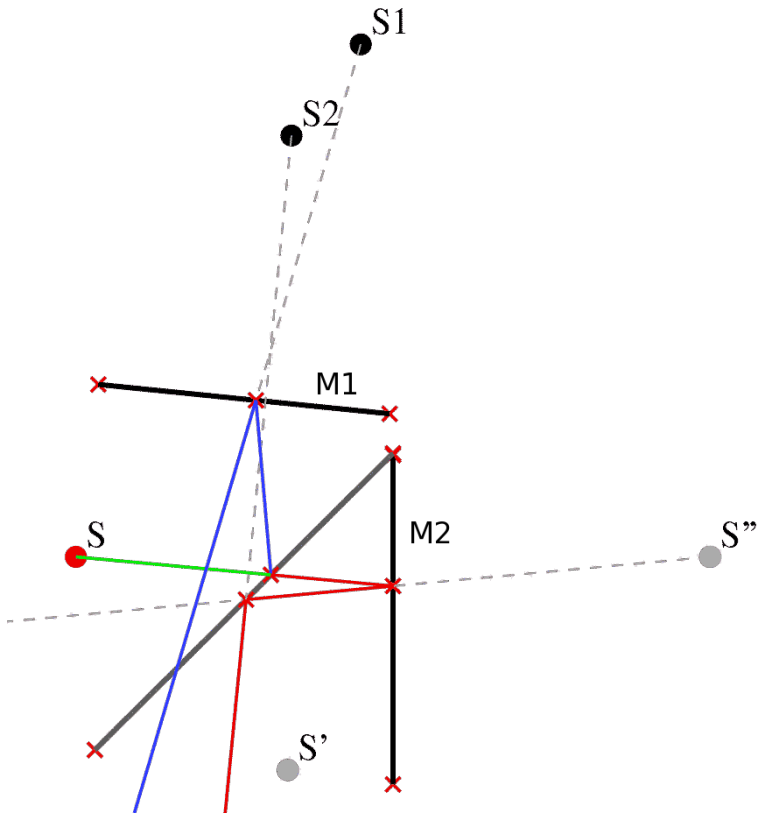
10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Principe de l'interféromètre de Michelson

Division d'amplitude et double réflexion



Principe de l'interféromètre de Michelson

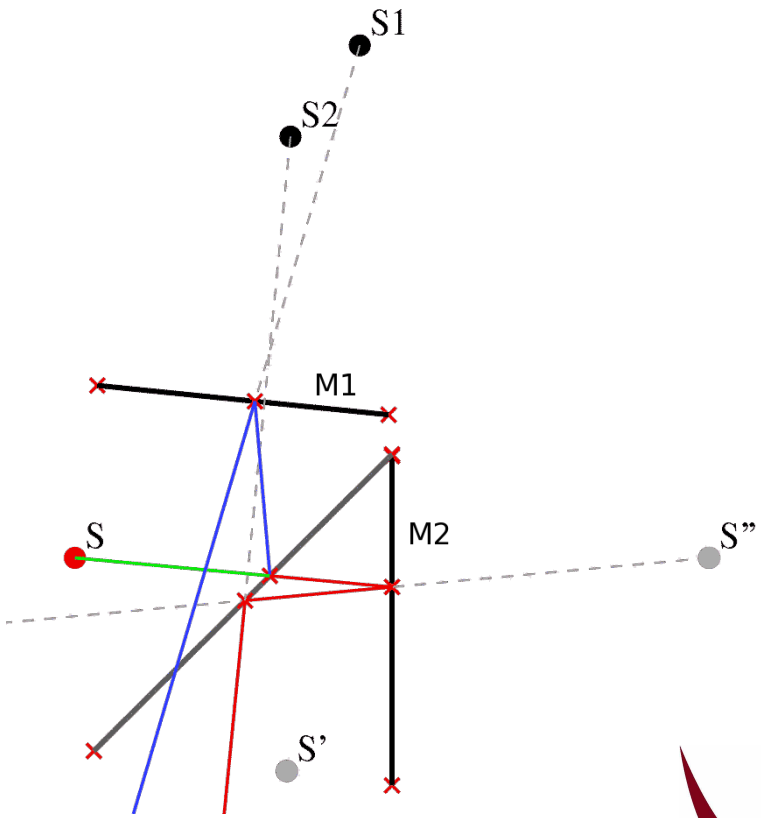
Division d'amplitude et double réflexion

Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- Source secondaire
  $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur M_1
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

Transmission par la lame

- Réflexion sur M_2
- $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- Réflexion sur la lame
- $S_2 = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S'')$



Principe de l'interféromètre de Michelson

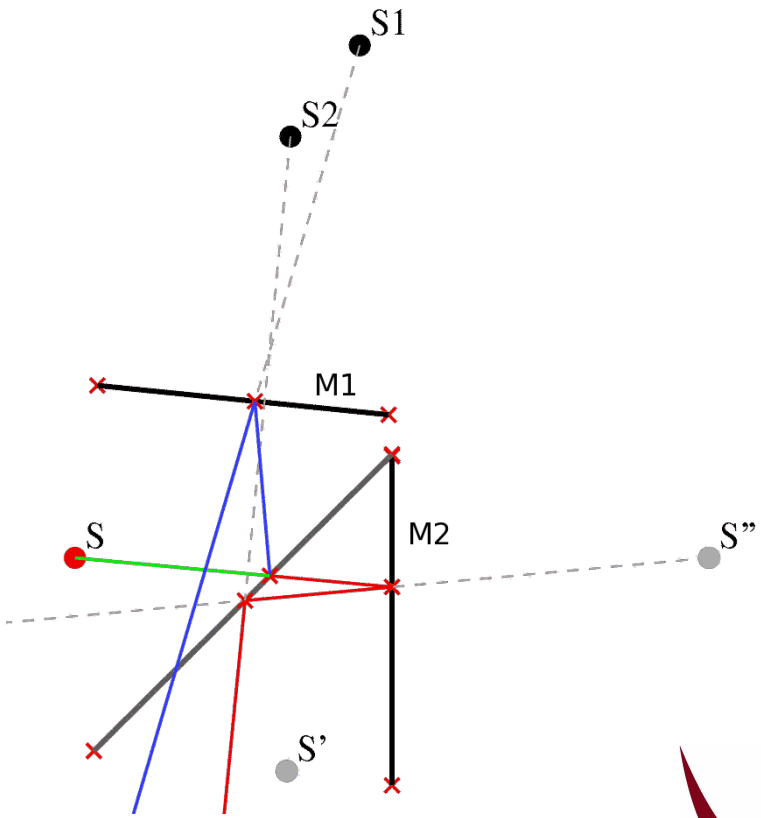
Division d'amplitude et double réflexion

Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur M_1
- Source secondaire $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

Transmission par la lame

- Réflexion sur M_2
- $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- Réflexion sur la lame
- $S_2 = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S'')$



Principe de l'interféromètre de Michelson

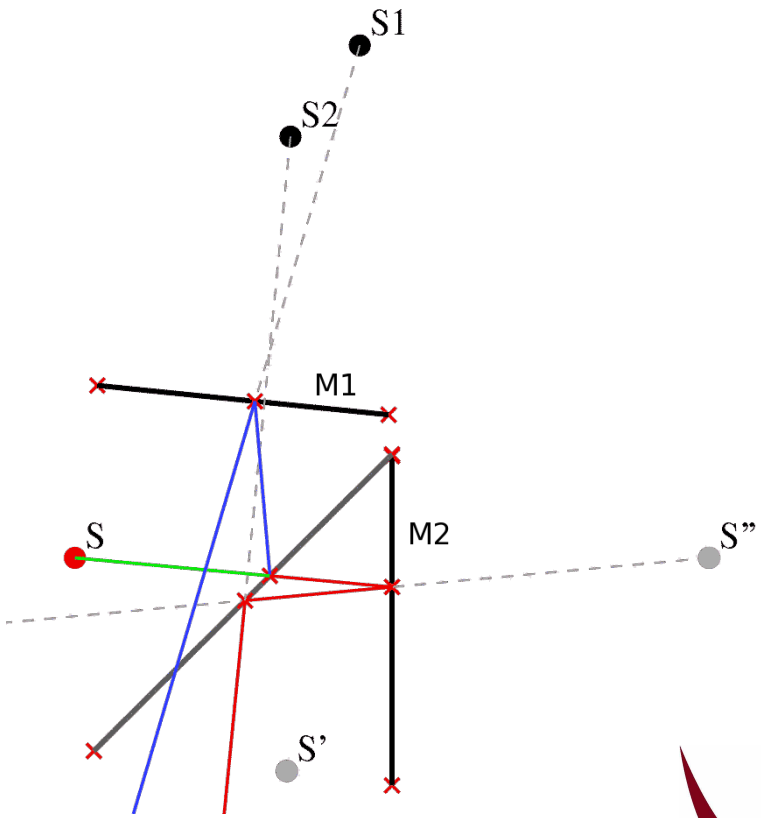
Division d'amplitude et double réflexion

Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur M_1
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

Transmission par la lame

- Réflexion sur M_2
- Source secondaire
  $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- Réflexion sur la lame
- $S_2 = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S'')$



Principe de l'interféromètre de Michelson

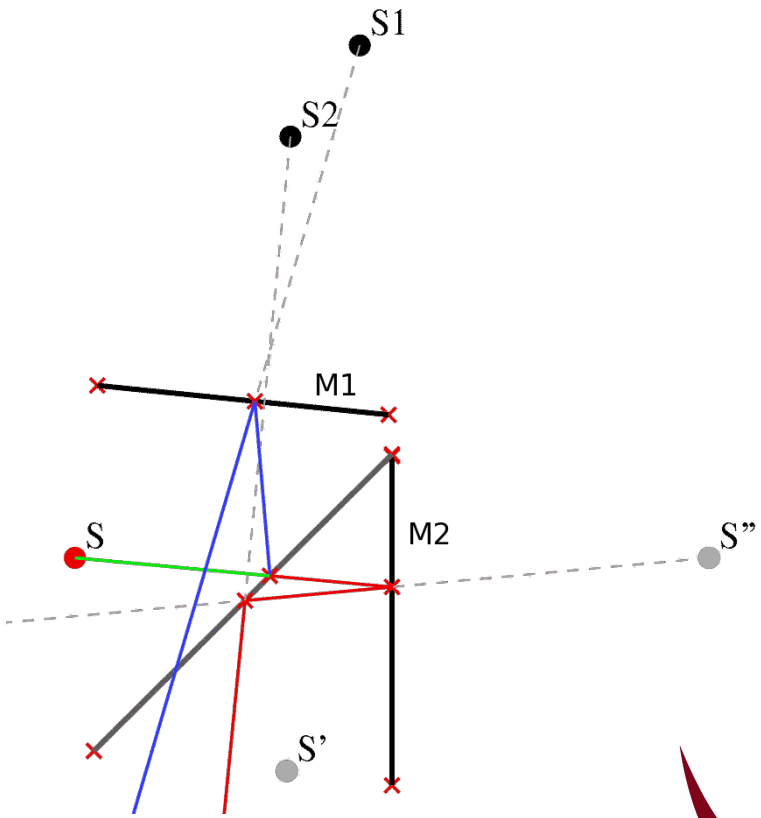
Division d'amplitude et double réflexion

Réflexion sur la lame

- Réflexion sur la lame
- $S' = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S)$
- Réflexion sur M_1
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$

Transmission par la lame

- Réflexion sur M_2
- $S'' = \mathcal{S}_{M_2}(S)$
- Réflexion sur la lame
- Source secondaire
  $S_2 = \mathcal{S}_{\text{lame}}(S'')$



IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Michelson : réglage en lame d'air

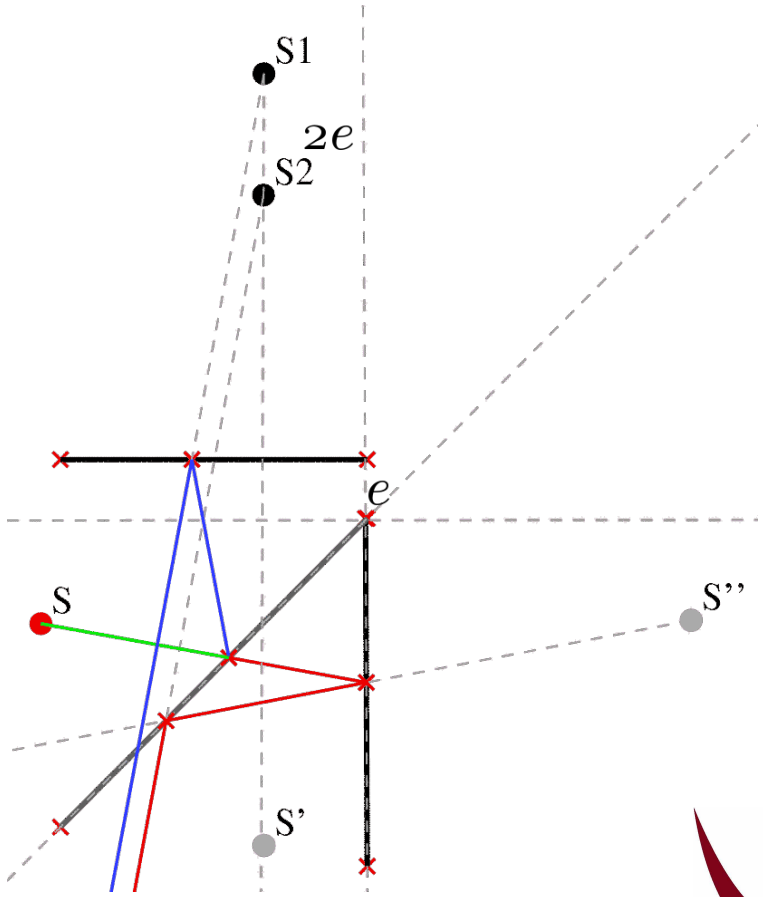
Les miroirs sont orthogonaux

Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

Quand $e \neq 0$

- S_1 et S_2 s'écartent de $2e$
- Avec un écran $\perp (S_1 S_2)$
- Franges circulaires



Michelson : réglage en lame d'air

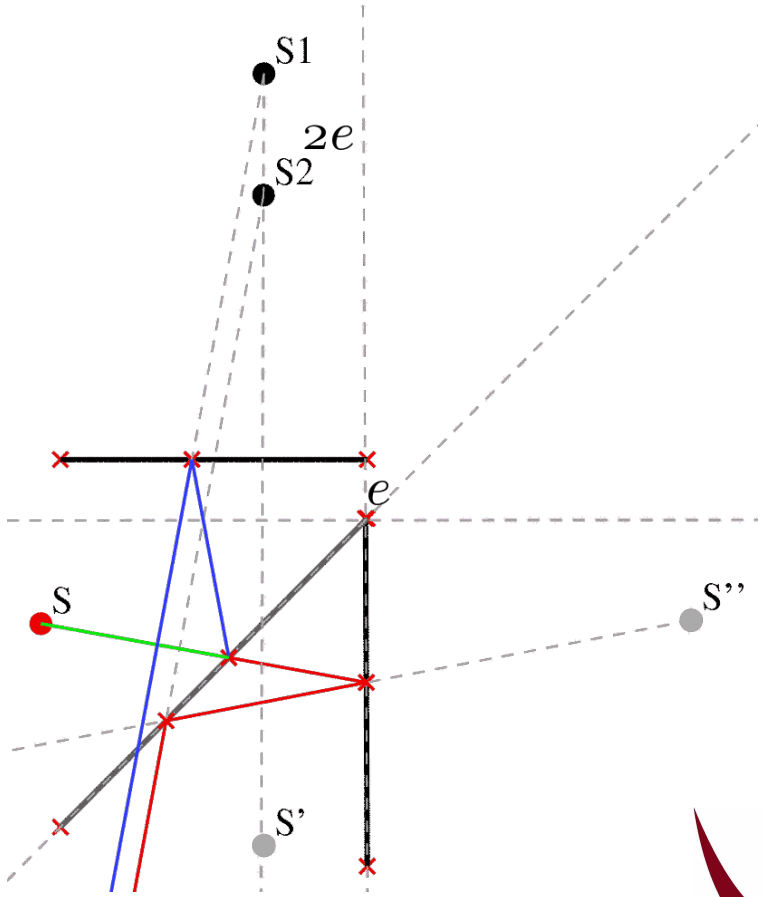
Les miroirs sont orthogonaux

Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

Quand $e \neq 0$

- S_1 et S_2 s'écartent de $2e$
- Avec un écran $\perp (S_1 S_2)$
- Franges circulaires



Michelson : réglage en lame d'air

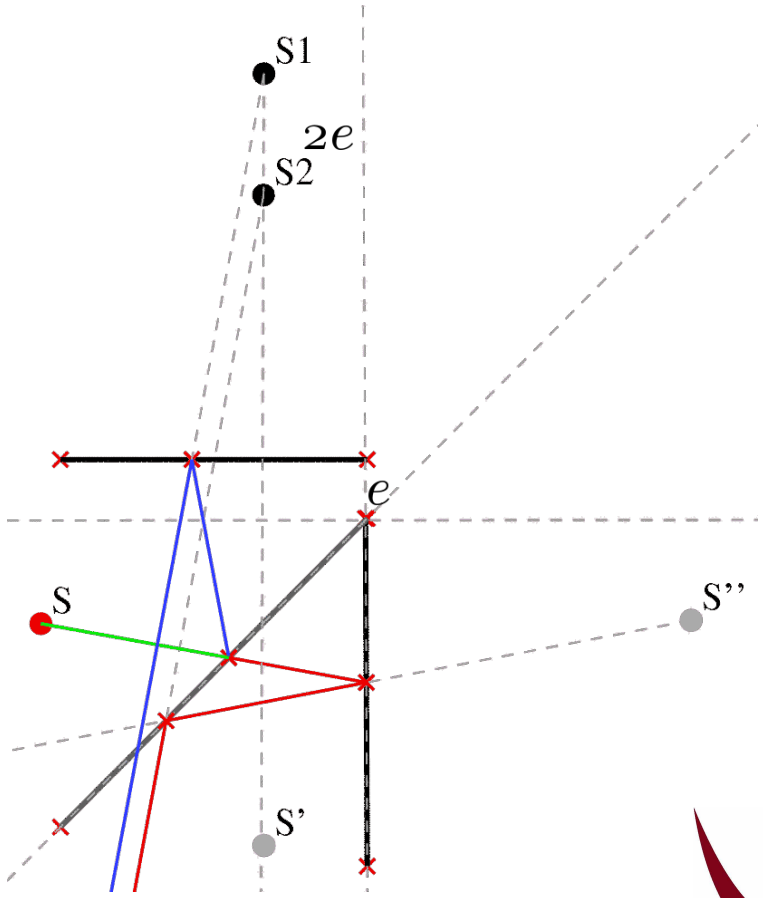
Les miroirs sont orthogonaux

Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

Quand $e \neq 0$

- S_1 et S_2 s'écartent de $2e$
- Avec un écran $\perp (S_1S_2)$
- Franges circulaires



Michelson : réglage en lame d'air

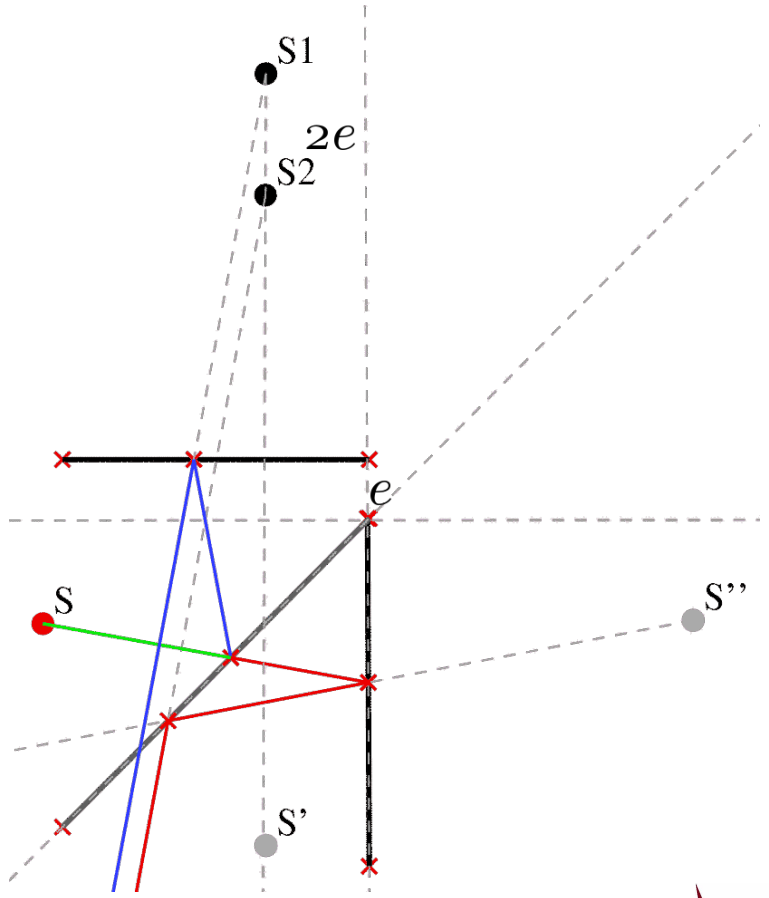
Les miroirs sont orthogonaux

Cas $e = 0$

- Les sources sont confondues
- Pas d'interférences

Quand $e \neq 0$

- S_1 et S_2 s'écartent de $2e$
- Avec un écran $\perp (S_1S_2)$
- Franges circulaires



Calcul des autres distances

Quelques réflexions sur la symétrie. . . à vous de jouer

IV Interférences entre deux ondes sphériques

10 Interférences tridimensionnelles
- Des hyperboloïdes de révolution
- Écran parallèle à l'axe des sources
- Écran perpendiculaire à l'axe des sources
- Des miroirs et des sources secondaires

11 Division de front d'onde
- Miroirs de Fresnel
- Bi-prisme de Fresnel

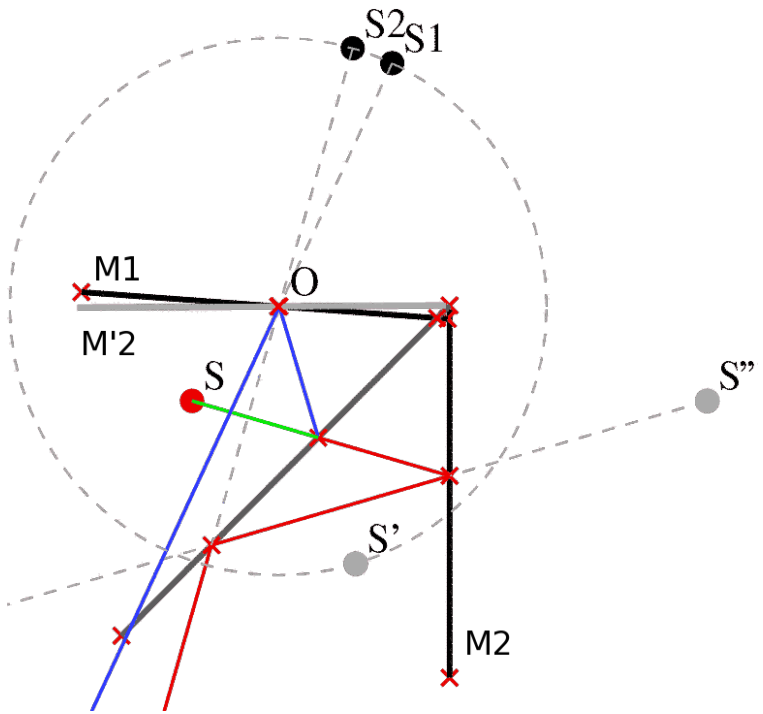
12 Division d'amplitude
- Interféromètre de Michelson
- Montage en lame d'air
- Montage en coin d'air

Michelson : réglage en coin d'air

Un miroir virtuel

- $M_2' = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si M_2' était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M_2'}(S')$

Tous en cercle



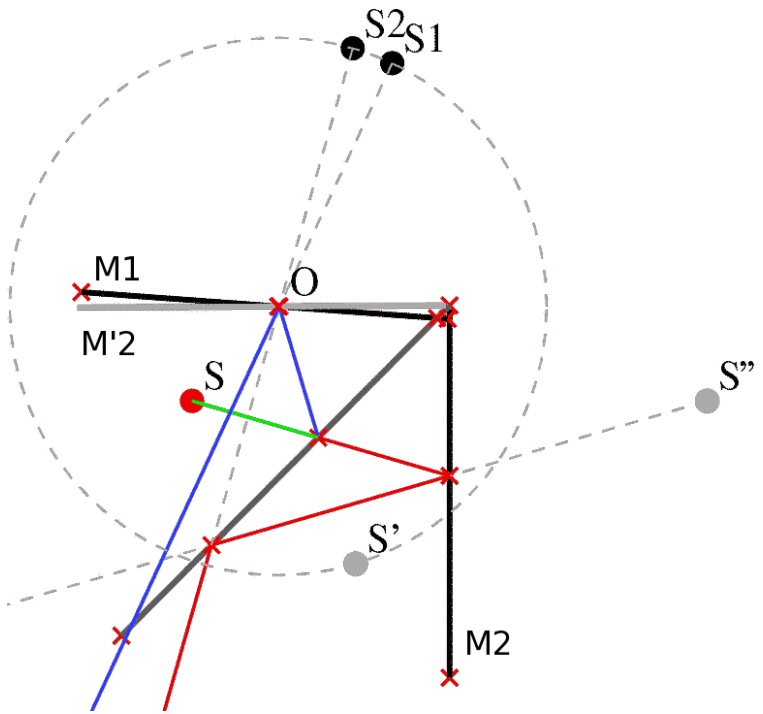
Michelson : réglage en coin d'air

Un miroir virtuel

- $M_2' = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si M_2' était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M_2'}(S')$

Tous en cercle

- Cercle $\mathcal{C}$
  - Centre O
  - Contenant S'
- $\mathcal{R}$: $S_1, S_2 \in \mathcal{C}$



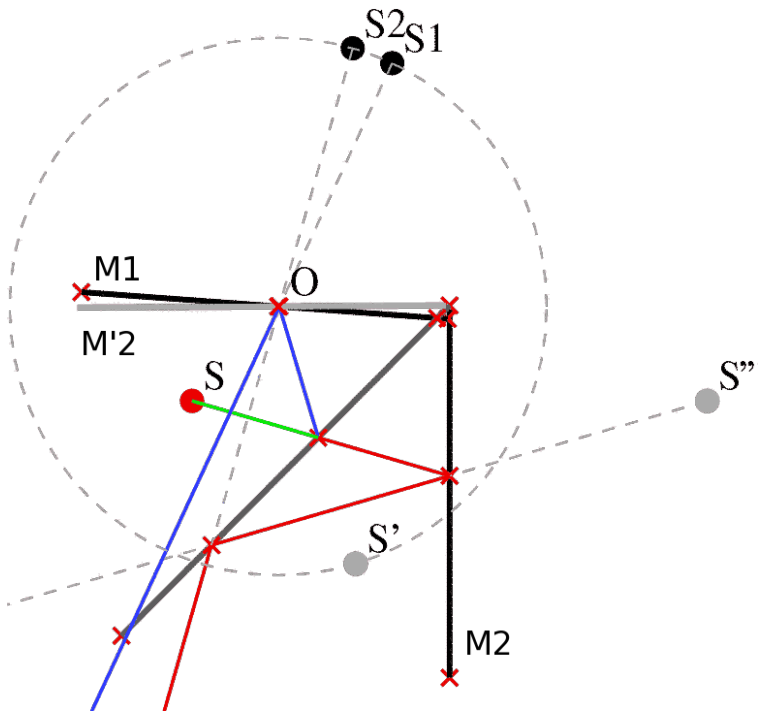
Michelson : réglage en coin d'air

Un miroir virtuel

- $M_2' = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si M_2' était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M_2'}(S')$

Tous en cercle

- Cercle $\mathcal{C}$
  - Centre O
  - Contenant S'
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



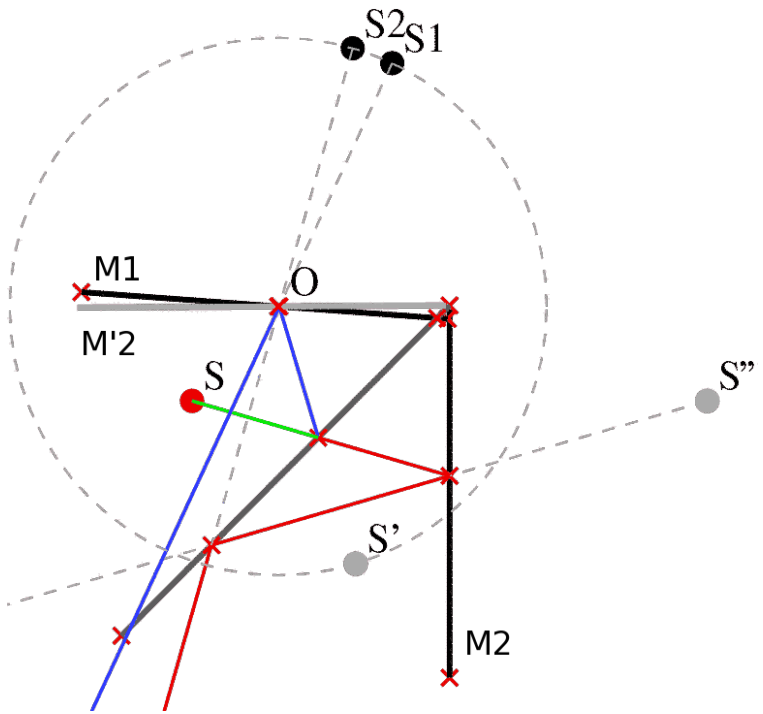
Michelson : réglage en coin d'air

Un miroir virtuel

- $M_2' = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si M_2' était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M_2'}(S')$

Tous en cercle

- Cercle $\mathcal{C}$
  - Centre O
  - Contenant S'
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



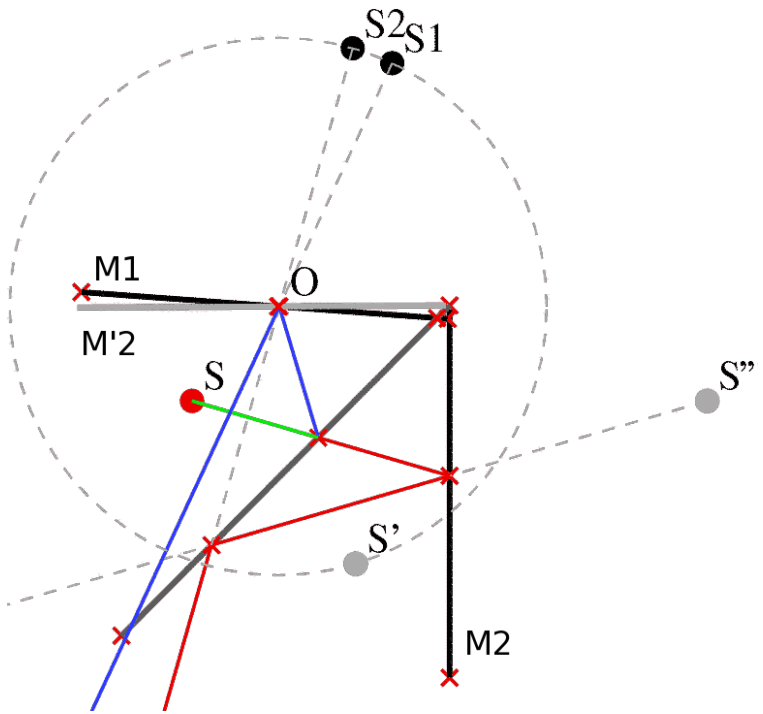
Michelson : réglage en coin d'air

Un miroir virtuel

- $M_2' = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si M_2' était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M_2'}(S')$

Tous en cercle

- Cercle $\mathcal{C}$
  - Centre O
  - Contenant S'
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



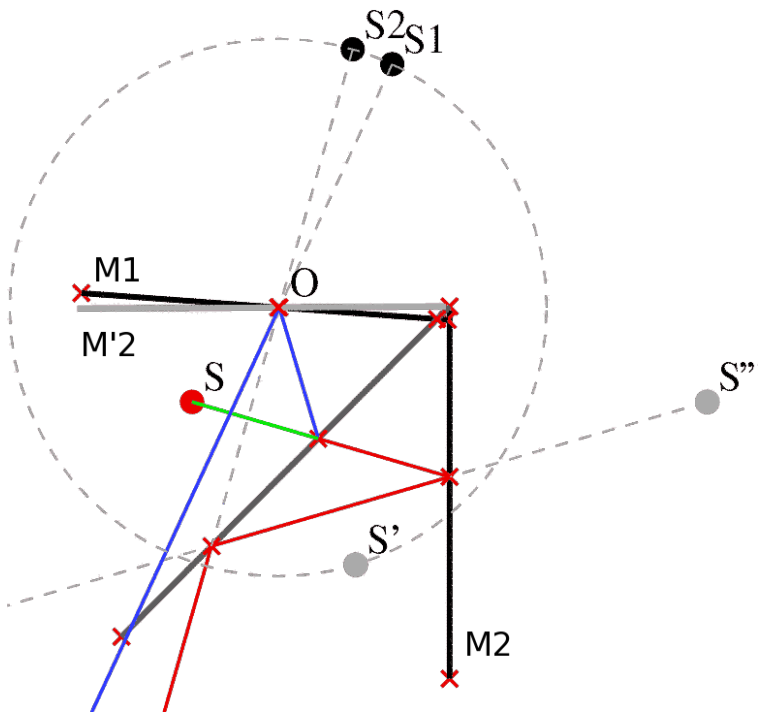
Michelson : réglage en coin d'air

Un miroir virtuel

- $M_2' = \mathcal{S}_{lame}(M_2)$
- Tout se passe comme si M_2' était une lame
- $S_1 = \mathcal{S}_{M_1}(S')$
- $S_2 = \mathcal{S}_{M_2'}(S')$

Tous en cercle

- Cercle $\mathcal{C}$
  - Centre O
  - Contenant S'
- $\{S', S_1, S_2\} \subset \mathcal{C}$



Espacement des sources

$$S_1S_2 \approx \widehat{S_1S_2} = OS' \times 2\widehat{M_1M_2'}$$

Partie V

Sources étendues et polychromatiques

V Sources étendues et polychromatiques

13 Interférences avec une source étendue
- Expérience des Fentes d'Young
- Source étendue dans l'expérience d'Young
- Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

14 Source polychromatique
- Un double spectral dans l'expérience d'Young
- Interférences en lumière blanche

V Sources étendues et polychromatiques

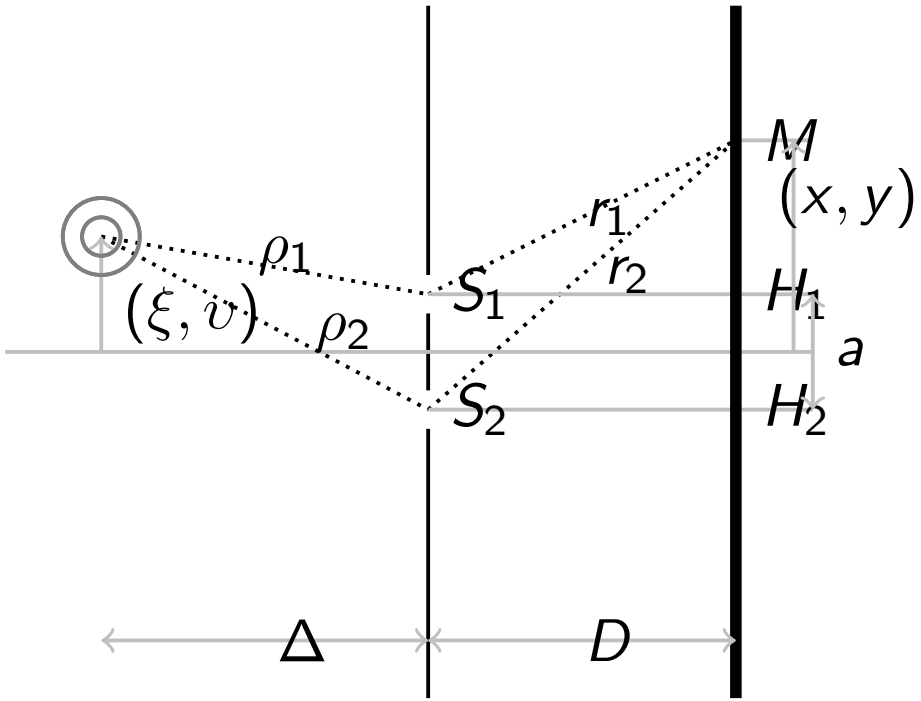
13 Interférences avec une source étendue
- Expérience des Fentes d'Young
- Source étendue dans l'expérience d'Young
- Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

14 Source polychromatique
- Un double spectral dans l'expérience d'Young
- Interférences en lumière blanche

Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

Différence de marche

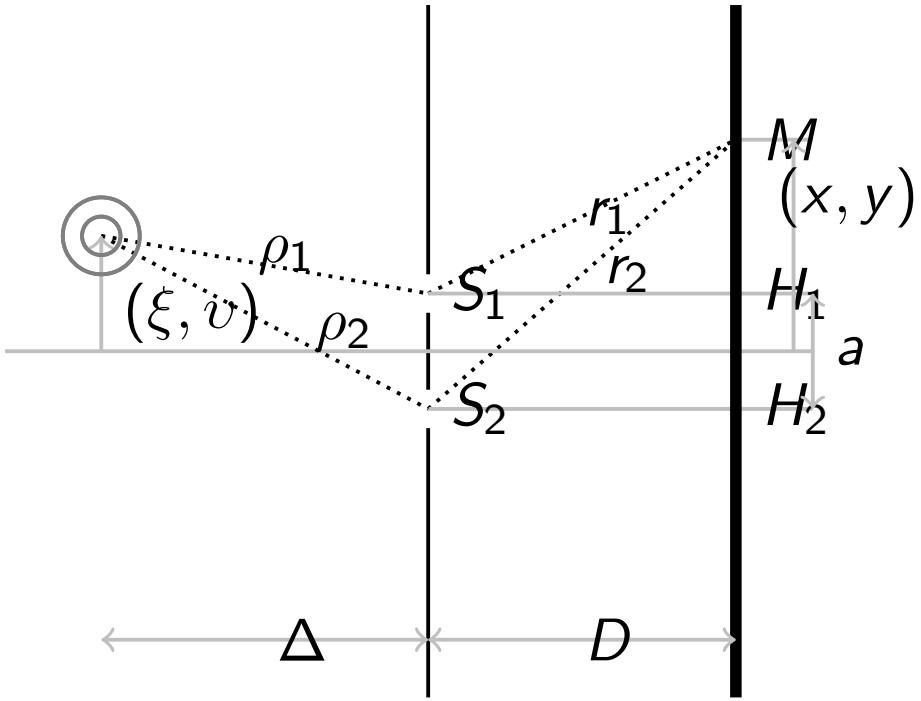
- $r_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2x)^2 + D^2 + y^2}$
- $r_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2x)^2 + D^2 + y^2}$
- $\rho_1 = \sqrt{\frac{1}{4}(a-2\xi)^2 + \Delta^2 + \upsilon^2}$
- $\rho_2 = \sqrt{\frac{1}{4}(a+2\xi)^2 + \Delta^2 + \upsilon^2}$



Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

Différence de marche

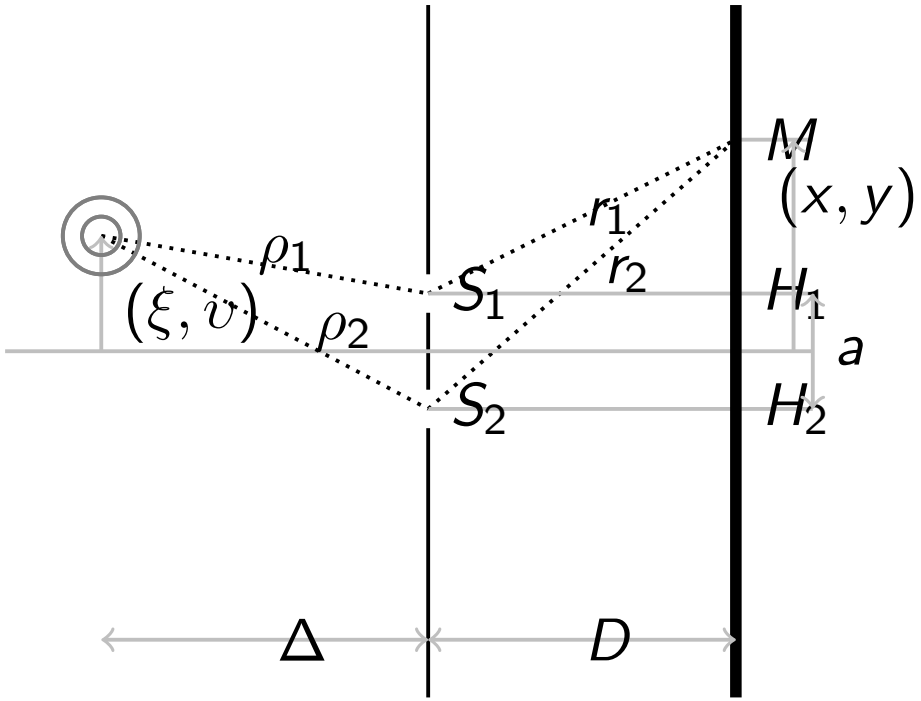
- $r_1 \approx D + \frac{a^2 - 4\,ax + 4\,x^2 + 4\,y^2}{8\,D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2 + 4\,ax + 4\,x^2 + 4\,y^2}{8\,D}$
- $\rho_1 \approx \Delta + \frac{a^2 - 4\,a\xi + 4\,\upsilon^2 + 4\,\xi^2}{8\,\Delta}$
- $\rho_2 \approx \Delta + \frac{a^2 + 4\,a\xi + 4\,\upsilon^2 + 4\,\xi^2}{8\,\Delta}$
- $\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$



Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

Différence de marche

- $r_1 \approx D + \frac{a^2 - 4\,ax + 4\,x^2 + 4\,y^2}{8\,D}$
- $r_2 \approx D + \frac{a^2 + 4\,ax + 4\,x^2 + 4\,y^2}{8\,D}$
- $\rho_1 \approx \Delta + \frac{a^2 - 4\,a\xi + 4\,\upsilon^2 + 4\,\xi^2}{8\,\Delta}$
- $\rho_2 \approx \Delta + \frac{a^2 + 4\,a\xi + 4\,\upsilon^2 + 4\,\xi^2}{8\,\Delta}$
- $\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$



Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

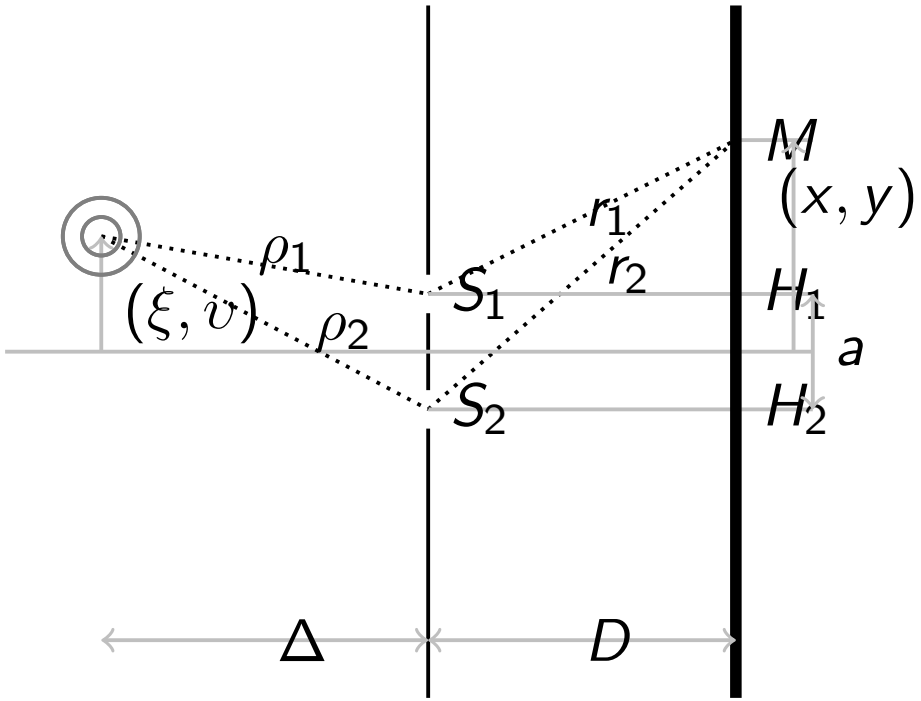
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

y et v n'interviennent pas

- $\forall y, \forall v$: franges identiques
- Déplacement des trous dans la même direction : franges identiques



Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

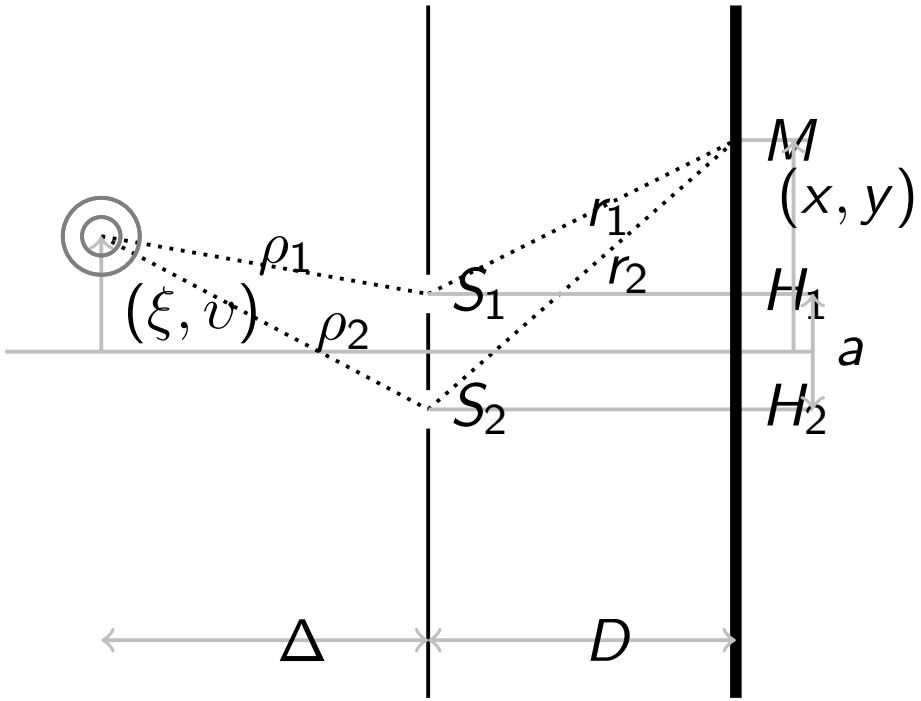
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

y et v n'interviennent pas

- $\forall y, \forall v$:
  franges identiques
- Déplacement des trous dans la même direction :
  franges identiques



Expérience d'Young avec source ponctuelle décalée

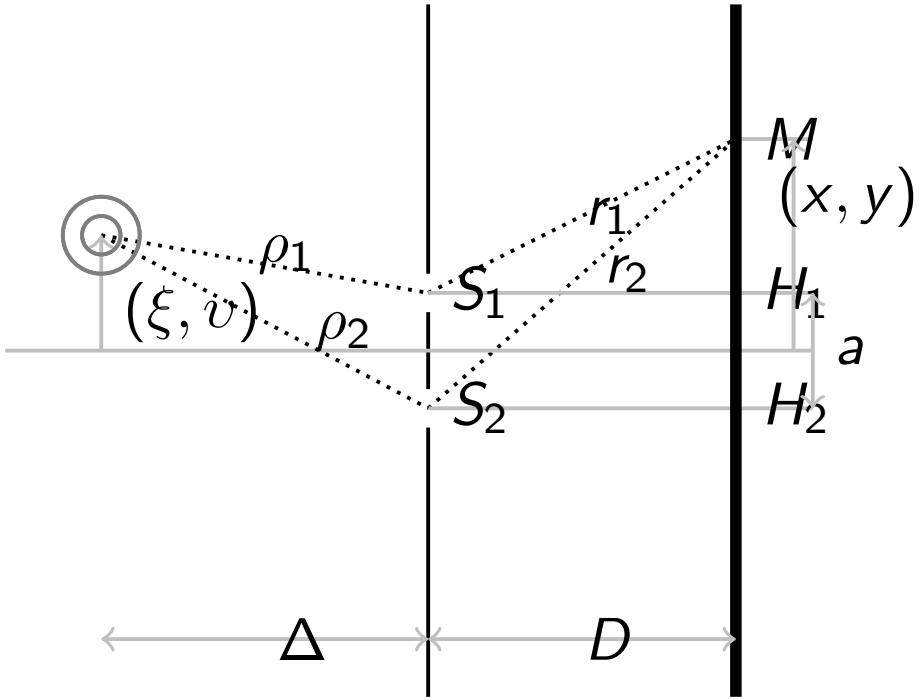
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

y et v n'interviennent pas

- $\forall y, \forall v$:
  franges identiques
- Déplacement des trous dans la même direction :
  franges identiques



Remplaçons les trous par des fentes dans la même direction

- Une fente, c'est une infinité de trous juxtaposés
- franges identiques, seulement plus lumineuses

V Sources étendues et polychromatiques

13 Interférences avec une source étendue
- Expérience des Fentes d'Young
- Source étendue dans l'expérience d'Young
- Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

14 Source polychromatique
- Un double spectral dans l'expérience d'Young
- Interférences en lumière blanche

Une source étendue : qu'est-ce ?

Une juxtaposition de sources ponctuelles incohérentes entre elles

Pourquoi une source étendue

- Le sources ponctuelles n'existent pas
- Le sources étendues sont plus lumineuses

Modélisation d'une source étendue incohérente ≠LASER

- Juxtaposition d'émissions spontanées
- Les sources *ne se connaissent pas*
- Elles sont mutuellement incohérentes

Détermination de la figure d'interférence

- Ensemble de sources incohérentes
- Les figures d'interférences se somment en intensité

Une source étendue : qu'est-ce ?

Une juxtaposition de sources ponctuelles incohérentes entre elles

Pourquoi une source étendue

- Le sources ponctuelles n'existent pas
- Le sources étendues sont plus lumineuses

Modélisation d'une source étendue incohérente ≠LASER

- Juxtaposition d'émissions spontanées
- Les sources *ne se connaissent pas*
- Elles sont mutuellement incohérentes

Détermination de la figure d'interférence

- Ensemble de sources incohérentes
- Les figures d'interférences se somment en intensité

Une source étendue : qu'est-ce ?

Une juxtaposition de sources ponctuelles incohérentes entre elles

Pourquoi une source étendue

- Le sources ponctuelles n'existent pas
- Le sources étendues sont plus lumineuses

Modélisation d'une source étendue incohérente ≠LASER

- Juxtaposition d'émissions spontanées
- Les sources *ne se connaissent pas*
- Elles sont mutuellement incohérentes

Détermination de la figure d'interférence

- Ensemble de sources incohérentes
- Les figures d'interférences se somment en intensité

Fine source étendue parallèle aux Fentes d'Young

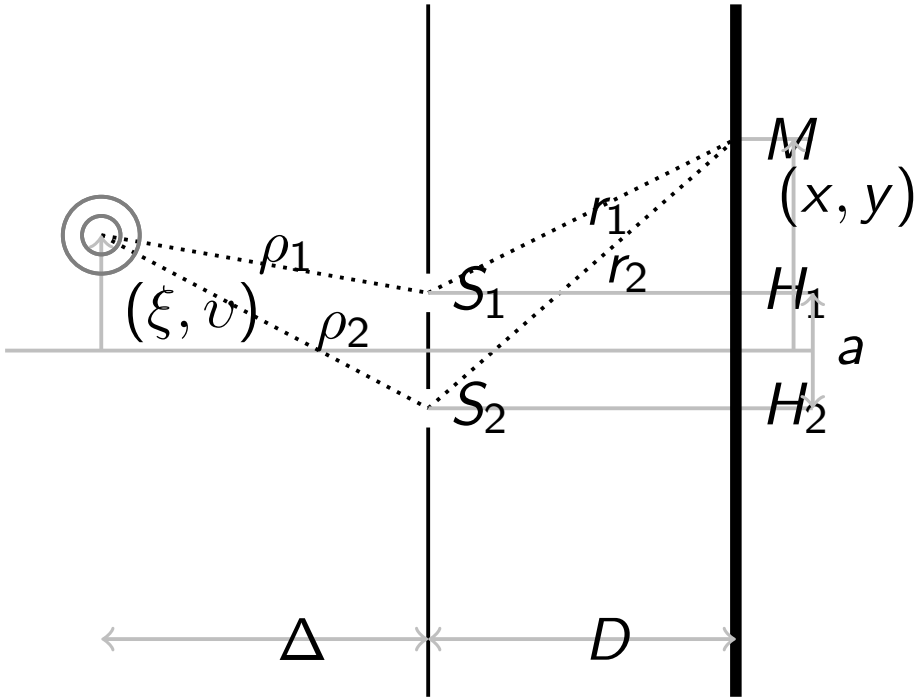
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

Dans la direction de v

- Somme de franges identiques $\forall v$
- Franges inchangées
- Plus lumineuses



Fine source étendue parallèle aux Fentes d'Young

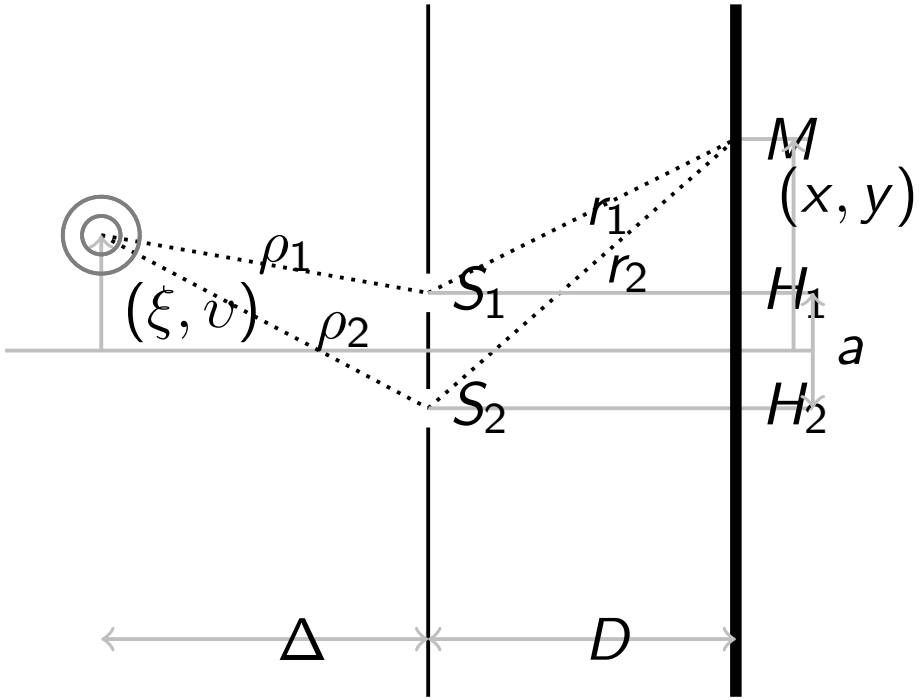
La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

Différence de marche

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

Dans la direction de υ

- Somme de franges identiques $\forall \upsilon$
- Franges inchangées
- Plus lumineuses



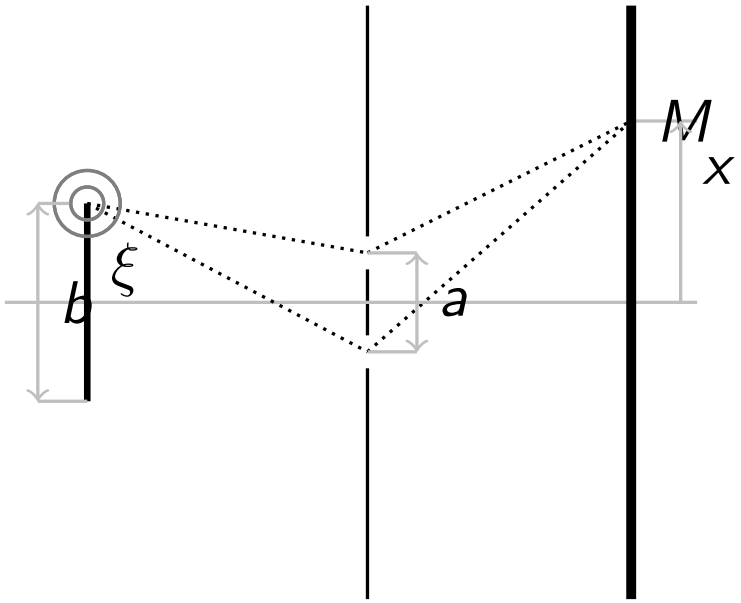
Source étendue sur un rectangle perpendiculaire à l'axe

La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

Interférence source ponctuelle

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$$2\mathcal{I}\left(1+\cos\left(k\left(\frac{ax}{D}+\frac{a\xi}{\Delta}\right)\right)\right)$$



Sommation continue

Une intégrale

$$\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2\frac{\mathcal{I}}{b}\left(1+\cos\left(k\left(\frac{ax}{D}+\frac{a\xi}{\Delta}\right)\right)\right)d\xi$$

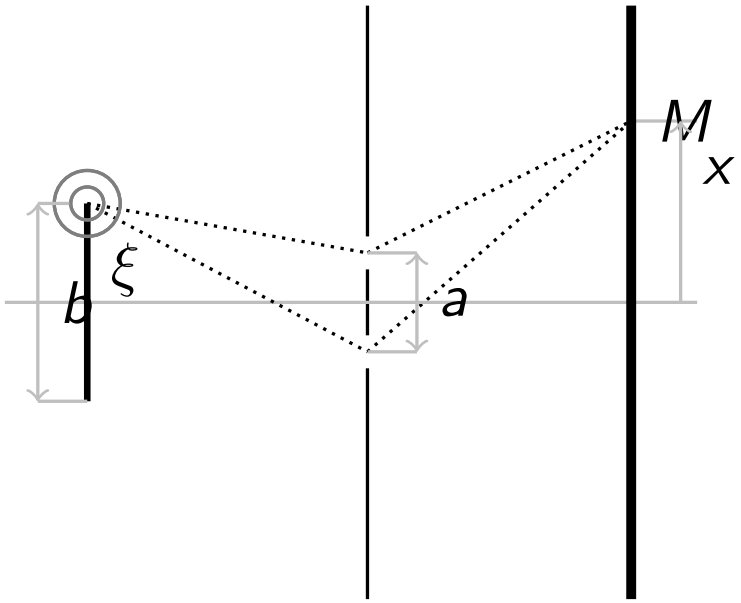
Source étendue sur un rectangle perpendiculaire à l'axe

La dimension perpendiculaire aux trous n'intervient pas

Interférence source ponctuelle

$$\delta \approx \frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

$$2\mathcal{I}\left(1+\cos\left(k\left(\frac{ax}{D}+\frac{a\xi}{\Delta}\right)\right)\right)$$



Sommation continue — Une intégrale

$$\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2\frac{\mathcal{I}}{b}\left(1+\cos\left(k\left(\frac{ax}{D}+\frac{a\xi}{\Delta}\right)\right)\right)d\xi$$

Coefficient de visibilité

Une source étendue conduit au brouillage des franges

Calcul de la figure d'interférence

- $\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2\frac{\mathcal{I}}{b}\left(1+\cos\left(k\left(\frac{ax}{D}+\frac{a\xi}{\Delta}\right)\right)\right)d\xi$
- $2\mathcal{I}\left(1+2\frac{\Delta}{abk}\sin\left(\frac{abk}{2\Delta}\right)\cos\left(k\frac{ax}{D}\right)\right)$

Coefficient de visibilité

Une source étendue conduit au brouillage des franges

Calcul de la figure d'interférence

- $\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2\frac{\mathcal{I}}{b}\left(1+\cos\left(k\left(\frac{ax}{D}+\frac{a\xi}{\Delta}\right)\right)\right)d\xi$
- $2\mathcal{I}\left(1+\operatorname{sinc}\left(\pi\frac{ab}{\lambda\Delta}\right)\cos\left(2\pi\frac{ax}{\lambda D}\right)\right)$

Coefficient de visibilité

Une source étendue conduit au brouillage des franges

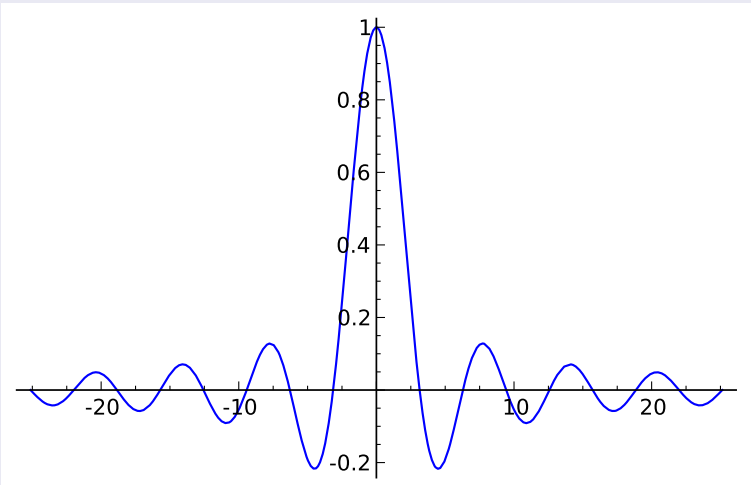
Calcul de la figure d'interférence

- $\int_{-\frac{b}{2}}^{+\frac{b}{2}} 2\frac{\mathcal{I}}{b}\left(1+\cos\left(k\left(\frac{ax}{D}+\frac{a\xi}{\Delta}\right)\right)\right)d\xi$
- $2\mathcal{I}\left(1+\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{ab}{\lambda\Delta}\right)\cos\left(2\pi\frac{ax}{\lambda D}\right)\right)$

Visibilité des franges

- Modulation par $\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{ab}{\lambda\Delta}\right)$
- $\frac{ab}{\lambda\Delta}$ pas trop grand

sinc de -8π à 8π



V Sources étendues et polychromatiques

13 Interférences avec une source étendue
- Expérience des Fentes d'Young
- Source étendue dans l'expérience d'Young
- Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

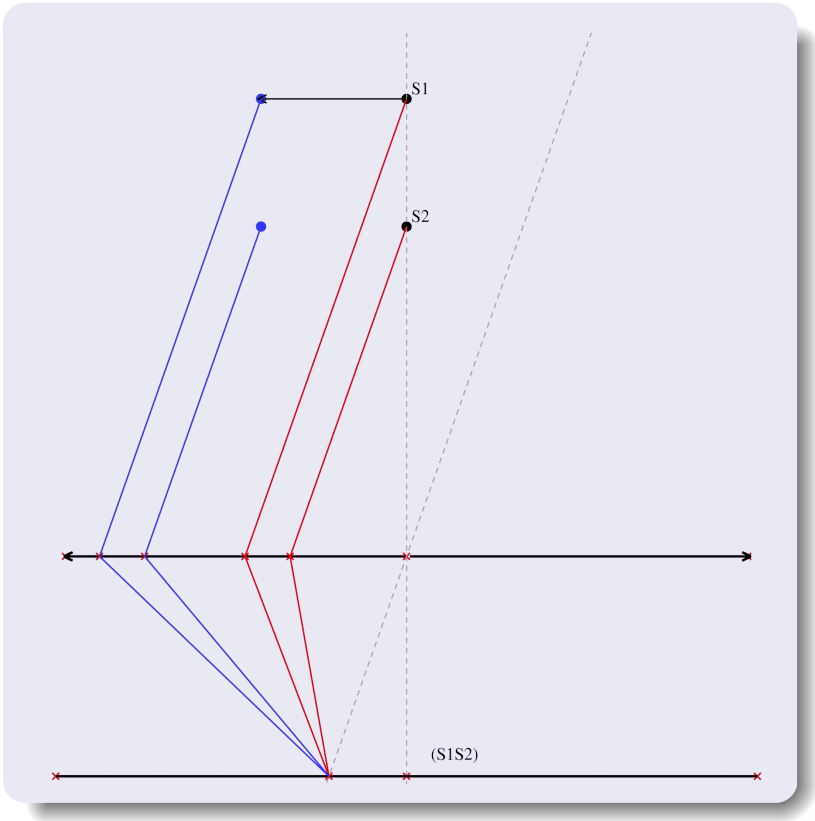
14 Source polychromatique
- Un double spectral dans l'expérience d'Young
- Interférences en lumière blanche

Interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

Division d'amplitude : une source étendue pour améliorer le contraste des franges

Écran $\perp (S_1S_2)$

- Translation $\parallel$ Écran
- Angles inchangés
- Franges superposées
- Contraste amélioré

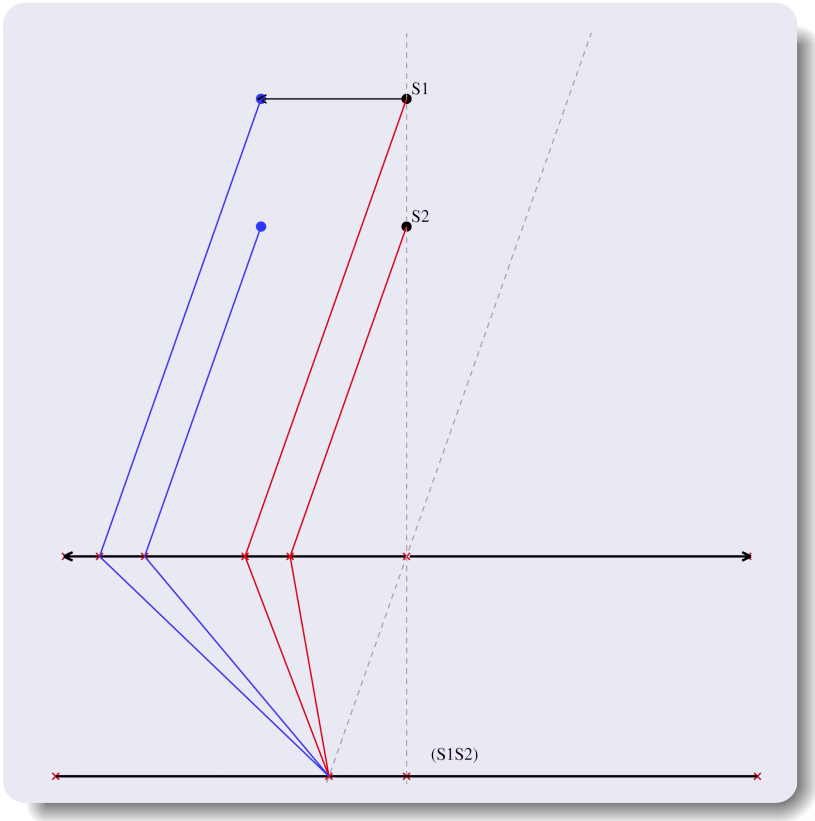


Interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

Division d'amplitude : une source étendue pour améliorer le contraste des franges

Écran $\perp (S_1S_2)$

- Translation $\parallel$ Écran
- Angles inchangés
- Franges superposées
- Contraste amélioré



V Sources étendues et polychromatiques

13 Interférences avec une source étendue
- Expérience des Fentes d'Young
- Source étendue dans l'expérience d'Young
- Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

14 Source polychromatique
- Un double spectral dans l'expérience d'Young
- Interférences en lumière blanche

Un doublet spectral

Superposition de deux sources à deux longueurs d'onde différentes

Interférence de deux sources de longueurs d'onde différentes

- Notion d'amplitude complexe inutilisable
- Refaisons un calcul analogue à celui déjà fait Revoir
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\left(\omega_2 - \omega_1\right)t + k\delta + \tilde{\varphi}\left(t\right)\right)$
- Valeur moyenne du cos nulle : les intensités s'ajoutent
- Deux sources de longueurs d'onde différentes sont incohérentes entre elles

Un doublet spectral

Superposition de deux sources à deux longueurs d'onde différentes

Interférence de deux sources de longueurs d'onde différentes

- Notion d'amplitude complexe inutilisable
- Refaisons un calcul analogue à celui déjà fait Revoir
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\left(\omega_2 - \omega_1\right)t + k\delta + \tilde{\varphi}\left(t\right)\right)$
- Valeur moyenne du cos nulle : les intensités s'ajoutent
- Deux sources de longueurs d'onde différentes sont incohérentes entre elles

Un doublet spectral

Superposition de deux sources à deux longueurs d'onde différentes

Interférence de deux sources de longueurs d'onde différentes

- Notion d'amplitude complexe inutilisable
- Refaisons un calcul analogue à celui déjà fait ▸ Revoir
- $\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2 + 2\sqrt{\mathcal{I}_1\mathcal{I}_2}\cos\left(\left(\omega_2 - \omega_1\right)t + k\delta + \tilde{\varphi}\left(t\right)\right)$
- Valeur moyenne du cos nulle : les intensités s'ajoutent
- Deux sources de longueurs d'onde différentes sont incohérentes entre elles

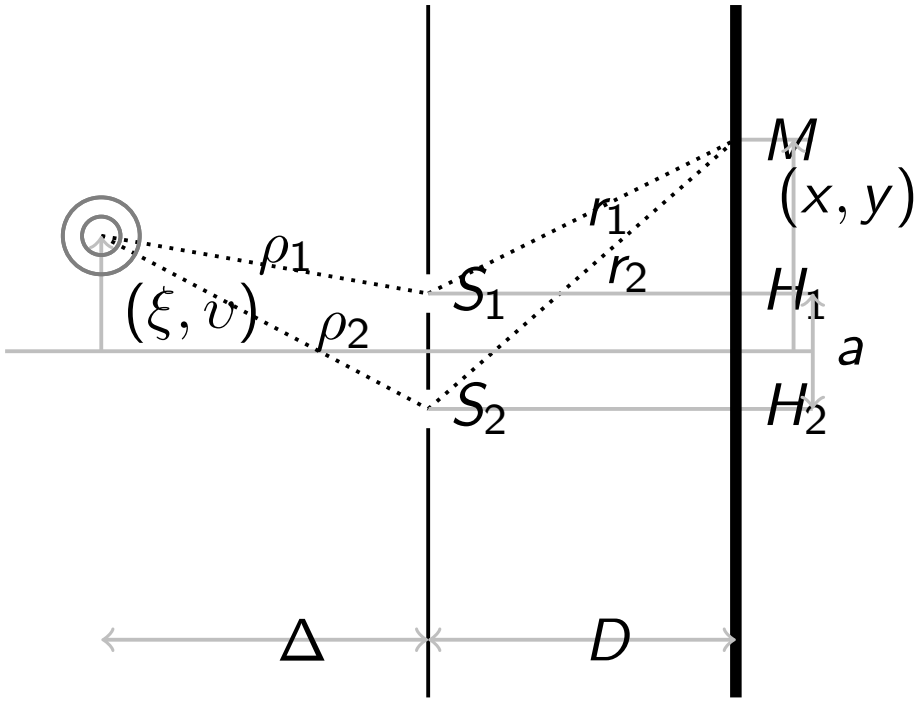
L'expérience d'Young éclairée par un doublet (Λ_1, Λ_2)

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

k différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1 \delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2 \delta))$
- Somme



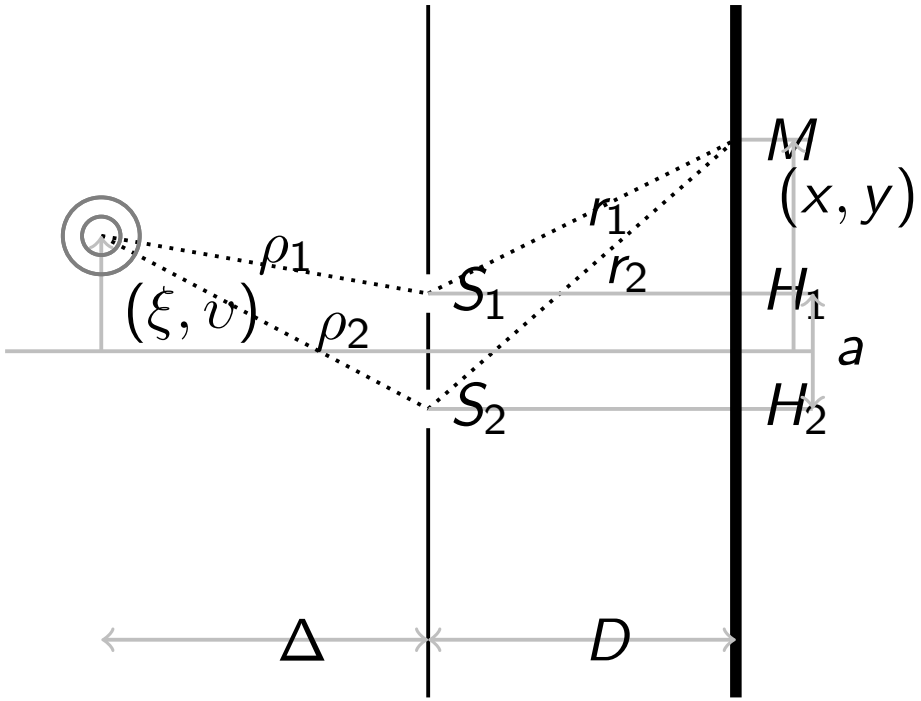
L'expérience d'Young éclairée par un doublet (Λ_1, Λ_2)

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

k différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1 \delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2 \delta))$
- Somme



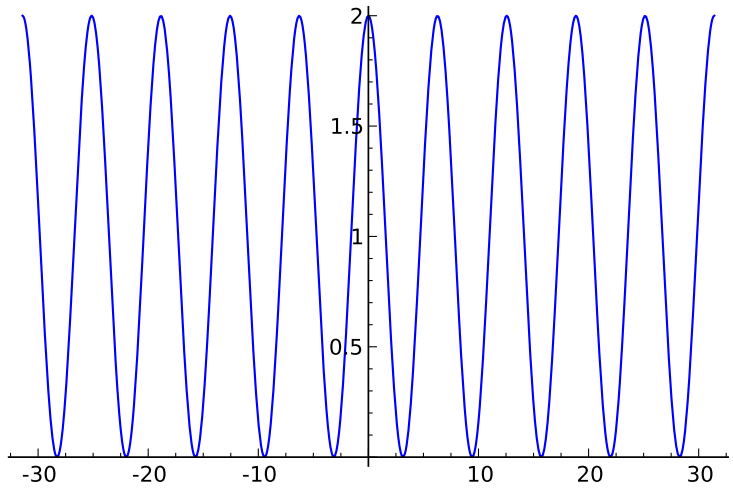
L'expérience d'Young éclairée par un doublet (Λ_1, Λ_2)

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

k différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1 \delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2 \delta))$
- Somme



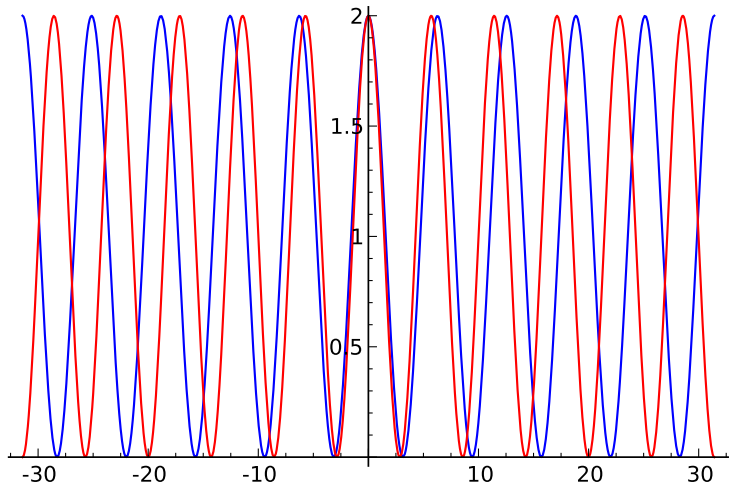
L'expérience d'Young éclairée par un doublet (Λ_1, Λ_2)

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

k différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1 \delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2 \delta))$
- Somme



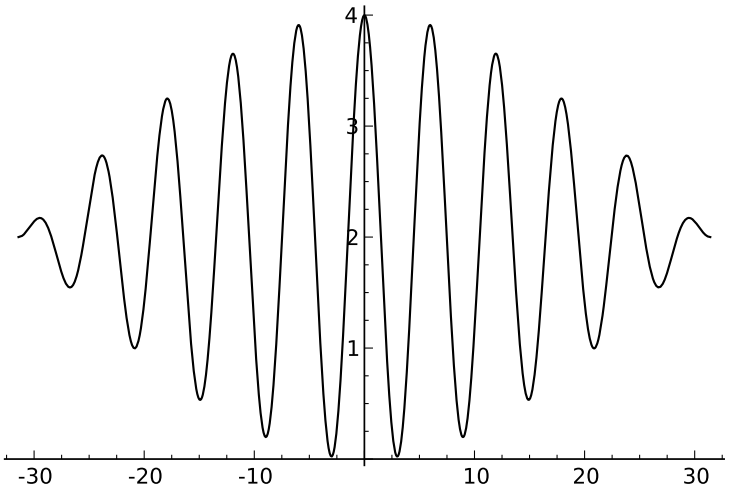
L'expérience d'Young éclairée par un doublet (Λ_1, Λ_2)

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

k différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1 \delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2 \delta))$
- Somme



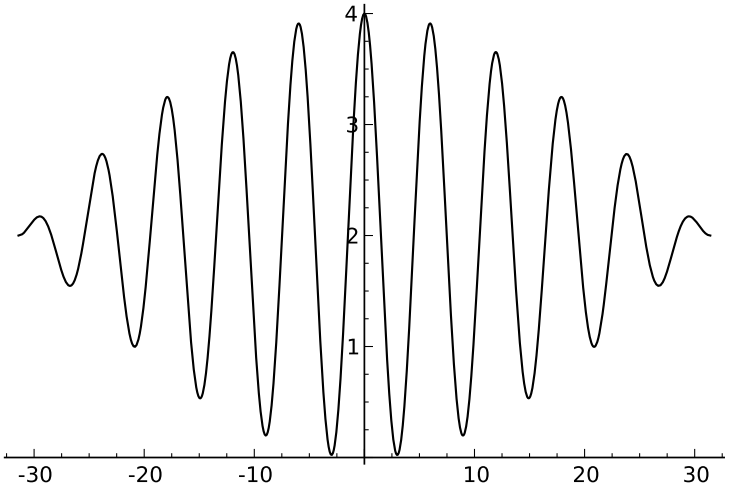
L'expérience d'Young éclairée par un doublet (Λ_1, Λ_2)

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

k différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1 \delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2 \delta))$



Cas ou les intensités sont égales $\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2$

- Avec $\Delta\Lambda = |\Lambda_2 - \Lambda_1|$, $\Lambda = \frac{\Lambda_1 + \Lambda_2}{2}$, $\Delta\Lambda \ll \Lambda$
- $4\mathcal{I} + 2\mathcal{I}\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_1}\delta\right) + 2\mathcal{I}\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_2}\delta\right) \approx$
  $4\mathcal{I}\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\delta\right)\cos\left(\pi\delta\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda^2}\right)\right]$

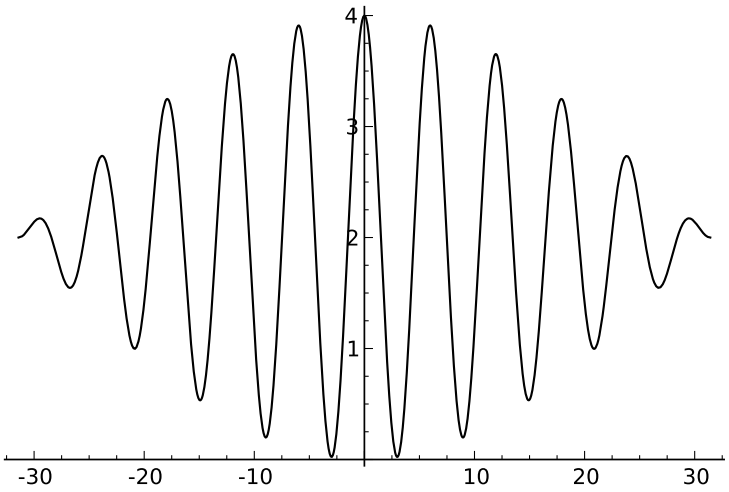
L'expérience d'Young éclairée par un doublet (Λ_1, Λ_2)

Différences de marche égales

$$\frac{ax}{D} + \frac{a\xi}{\Delta}$$

k différents

- $\Lambda_1 : 2\mathcal{I}_1 (1 + \cos(k_1 \delta))$
- $\Lambda_2 : 2\mathcal{I}_2 (1 + \cos(k_2 \delta))$



Cas ou les intensités sont égales $\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2$

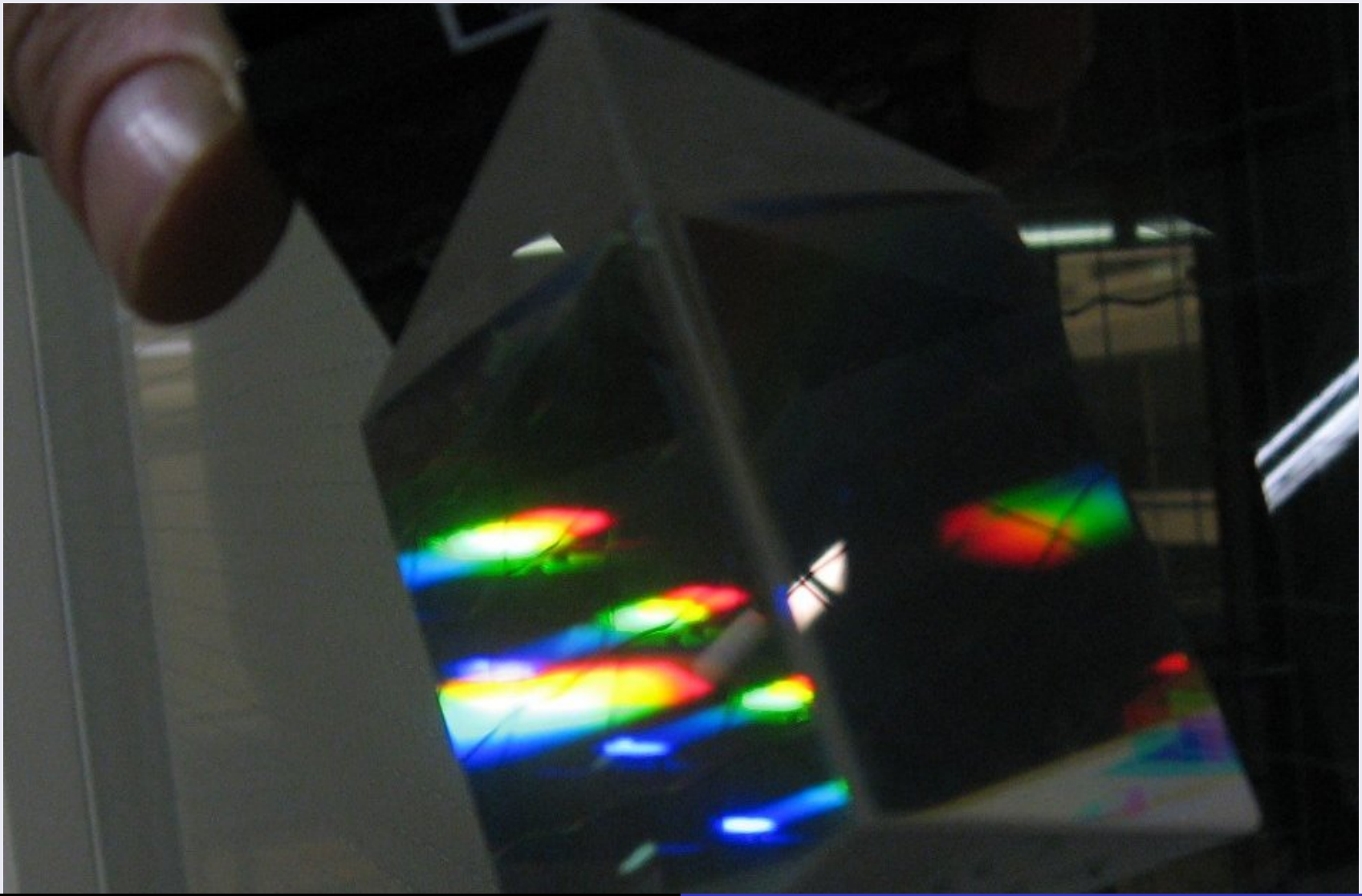
- Avec $\Delta\Lambda = |\Lambda_2 - \Lambda_1|$, $\Lambda = \frac{\Lambda_1 + \Lambda_2}{2}$, $\Delta\Lambda \ll \Lambda$
- $4\mathcal{I} + 2\mathcal{I}\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_1}\delta\right) + 2\mathcal{I}\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda_2}\delta\right) \approx$
  $4\mathcal{I}\left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}\delta\right)\cos\left(\pi\delta\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda^2}\right)\right]$

V Sources étendues et polychromatiques

13 Interférences avec une source étendue
- Expérience des Fentes d'Young
- Source étendue dans l'expérience d'Young
- Cas de l'interféromètre de Michelson en lame d'air à l'infini

14 Source polychromatique
- Un double spectral dans l'expérience d'Young
- Interférences en lumière blanche

Interférences en lumière blanche



Partie VI

Interférences à ondes multiples à l'infini

VI Interférences à ondes multiples à l'infini

15 Réseaux de fentes fines
- Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
- Réseaux finis

16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
- Principe du Fabry-Pérot
- Intensité transmise

VI Interférences à ondes multiples à l'infini

15 Réseaux de fentes fines
- Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
- Réseaux finis

16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
- Principe du Fabry-Pérot
- Intensité transmise

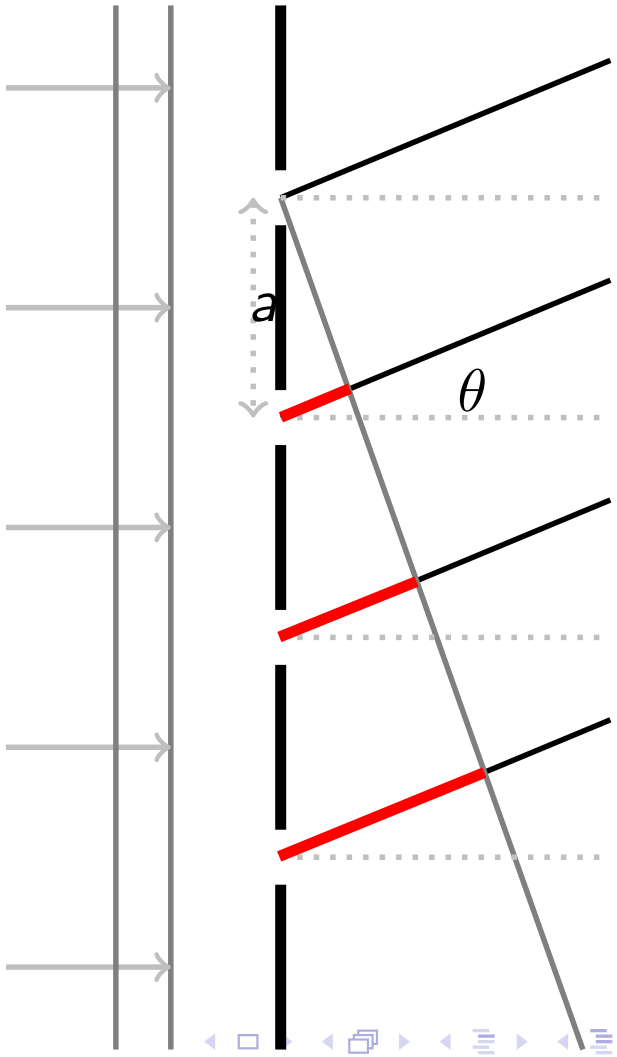
Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane
et observé à l'infini

Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous : $\delta = a \sin(\theta)$
- p trous en dessous : $\delta = pa \sin(\theta)$



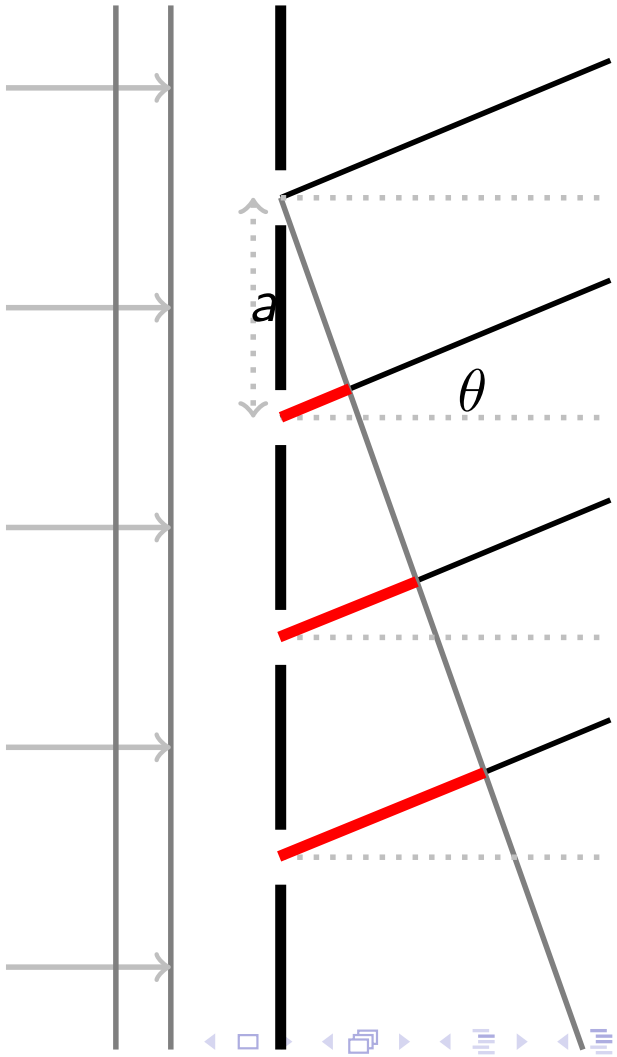
Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane
et observé à l'infini

Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous : $\delta = a \sin(\theta)$
- p trous en dessous : $\delta = p a \sin(\theta)$



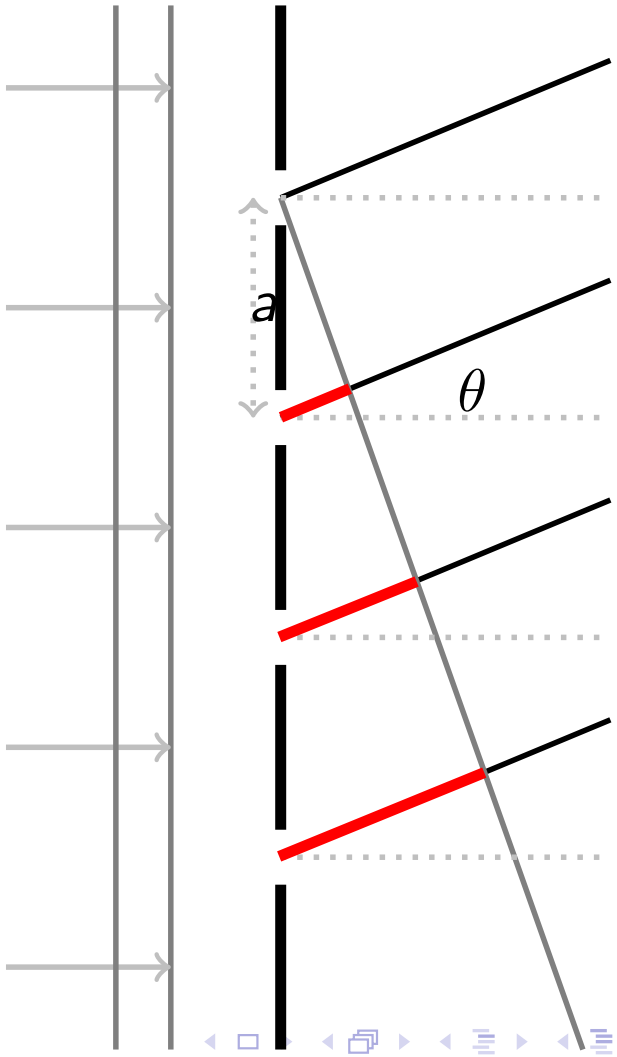
Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane
et observé à l'infini

Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous : $\delta = a \sin(\theta)$
- n trous en dessous : $\delta = na \sin(\theta)$



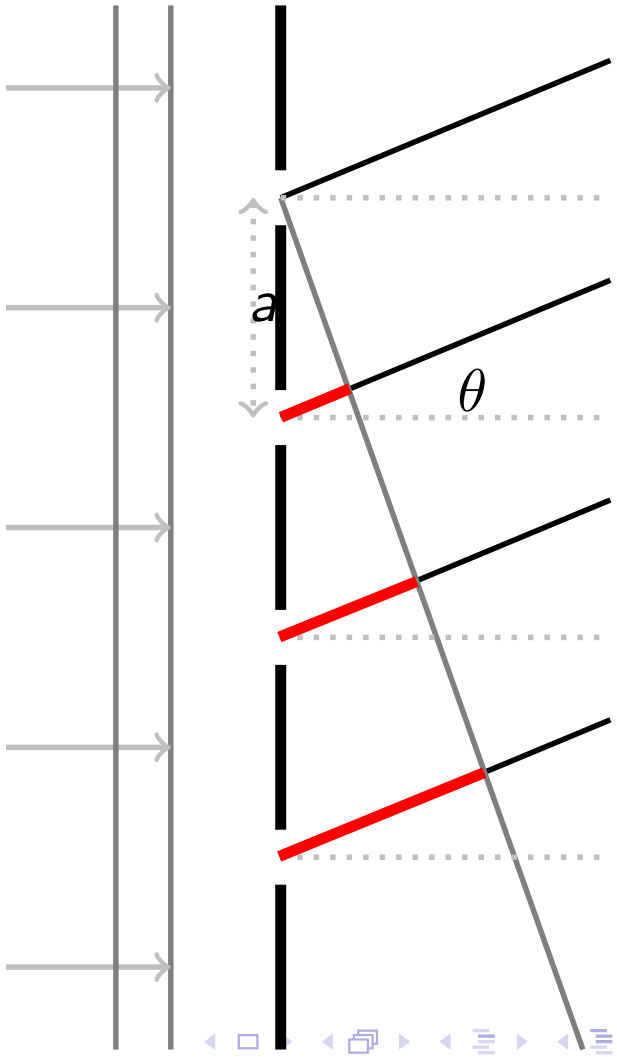
Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane
et observé à l'infini

Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous : $\delta = a \sin(\theta)$
- n trous en dessous : $\delta = na \sin(\theta)$



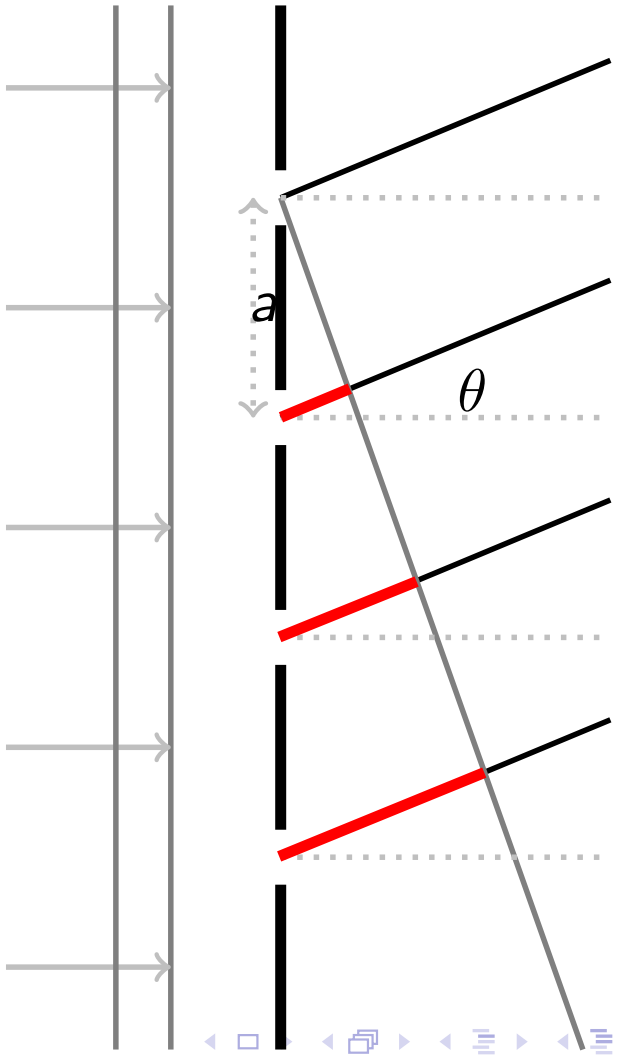
Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane
et observé à l'infini

Interférences à l'infini

- Faisceaux parallèles issus de chaque fentes
- Ils interfèrent tous
- Somme infinie

Différences de marche

- Référence de phase : un trou quelconque
- Trou du dessous : $\delta = a \sin(\theta)$
- n trous en dessous : $\delta = na \sin(\theta)$



Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

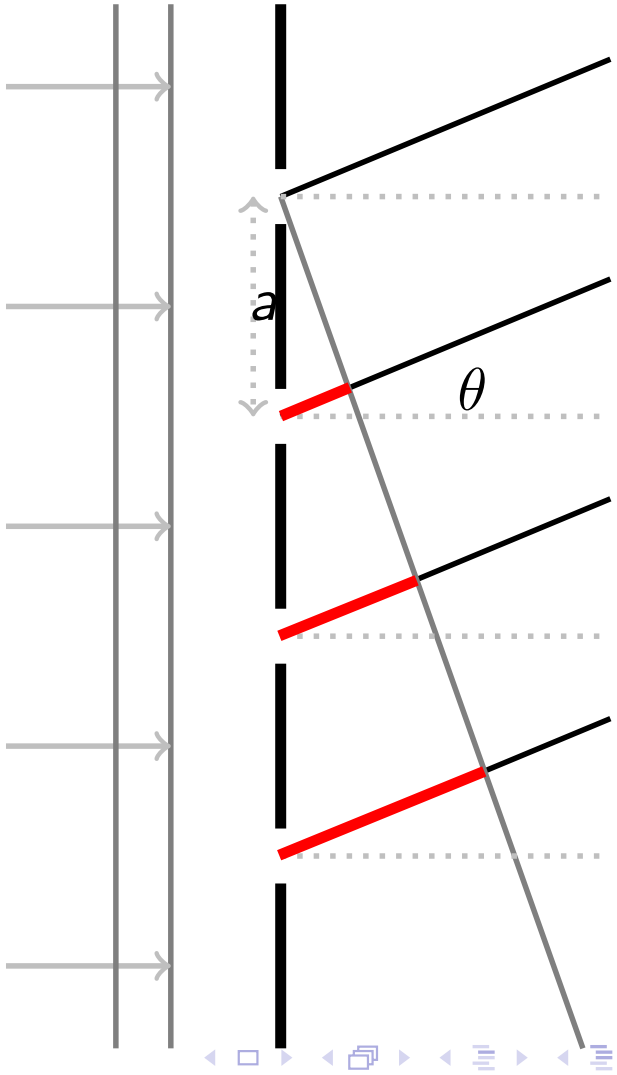
Interférences à l'infini

Phases

- Faisceau issu du trou n : $\varphi = nka\sin(\theta)$
- Amplitude complexe : $\mathcal{A}e^{i(nka\sin(\theta))}$

Amplitude complexe

- $\mathcal{A}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka\sin(\theta))}$
- Or dans le cas général...
- ou si $ka\sin(\theta) = 0[2\pi]$



Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

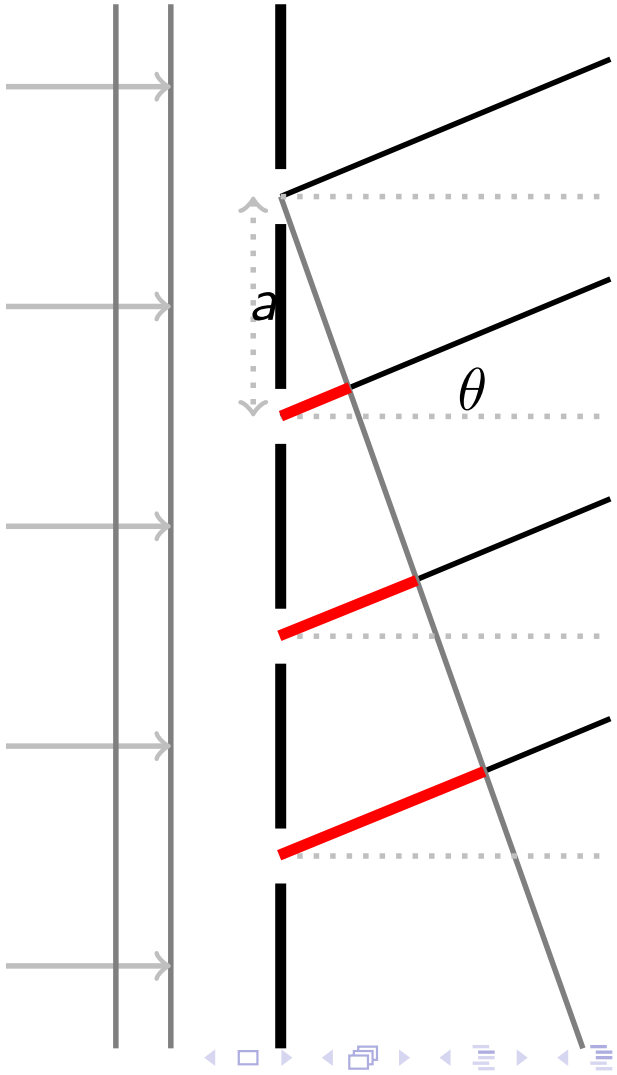
Interférences à l'infini

Phases

- Faisceau issu du trou n : $\varphi = nka\sin(\theta)$
- Amplitude complexe : $\mathcal{A}e^{i(nka\sin(\theta))}$

Amplitude complexe

- $A\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka\sin(\theta))}$
- 0 dans le cas général
- ∞ si $ka\sin(\theta) = 0[2\pi]$



Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

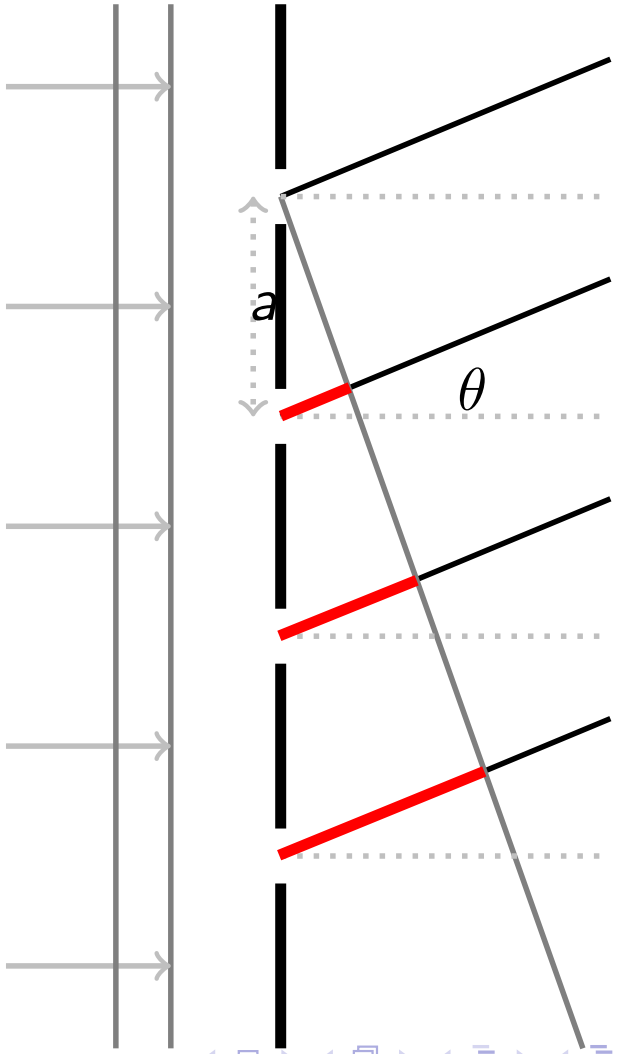
Interférences à l'infini

Phases

- Faisceau issu du trou n : $\varphi = nka\sin(\theta)$
- Amplitude complexe : $\mathcal{A}e^{i(nka\sin(\theta))}$

Amplitude complexe

- $\mathcal{A}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka\sin(\theta))}$
- 0 dans le cas général
- ∞ si $ka\sin(\theta) = 0\,[2\pi]$



Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

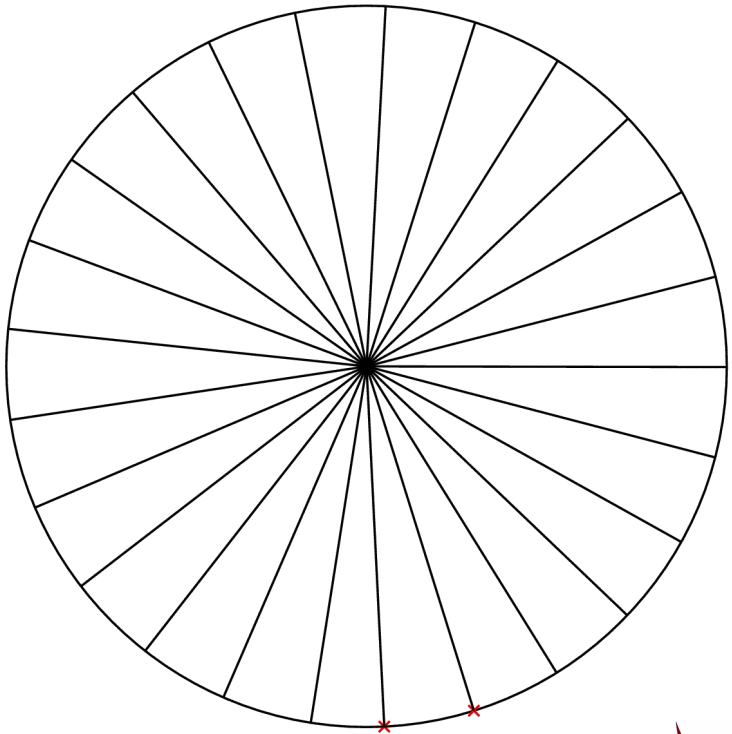
Interférences à l'infini

Phases

- Faisceau issu du trou n : $\varphi = nka\sin(\theta)$
- Amplitude complexe : $\mathcal{A}e^{i(nka\sin(\theta))}$

Amplitude complexe

- $\mathcal{A}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka\sin(\theta))}$
- 0 dans le cas général
- ∞ si $ka\sin(\theta) = 0\,[2\pi]$



Réseau infini éclairé orthogonalement par une onde plane

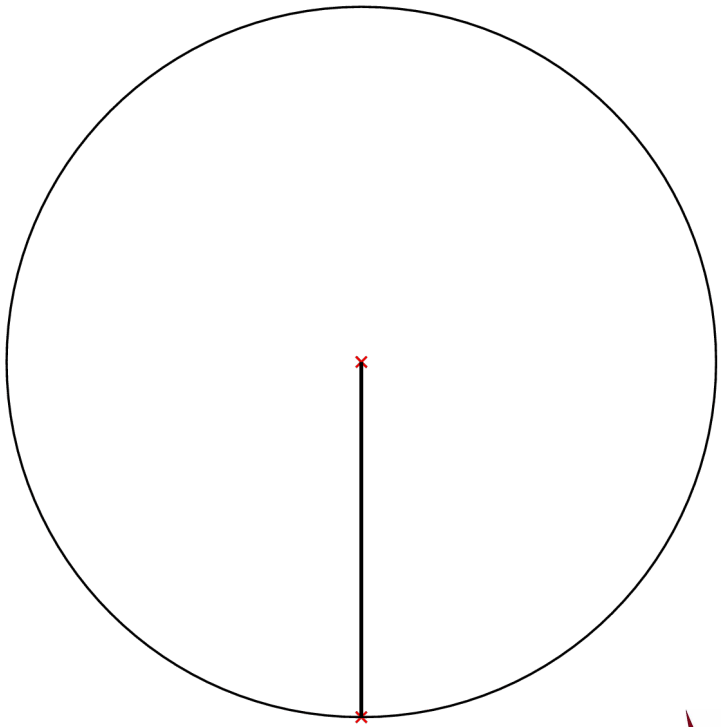
Interférences à l'infini

Phases

- Faisceau issu du trou n : $\varphi = nka\sin(\theta)$
- Amplitude complexe : $\mathcal{A}e^{i(nka\sin(\theta))}$

Amplitude complexe

- $\mathcal{A}\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i(nka\sin(\theta))}$
- 0 dans le cas général
- ∞ si $ka\sin(\theta) = 0\,[2\pi]$



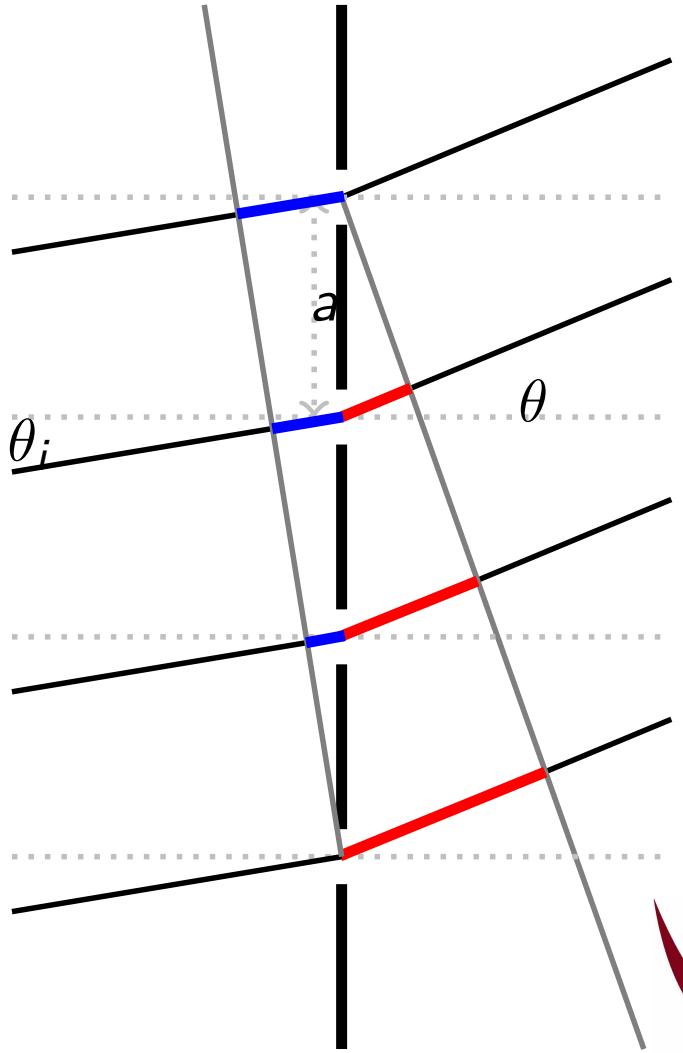
Onde plane d'incidence quelconque

Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $\delta = a\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- n trous en dessous : $\delta = na\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$

Interférences

- Dans le cas général



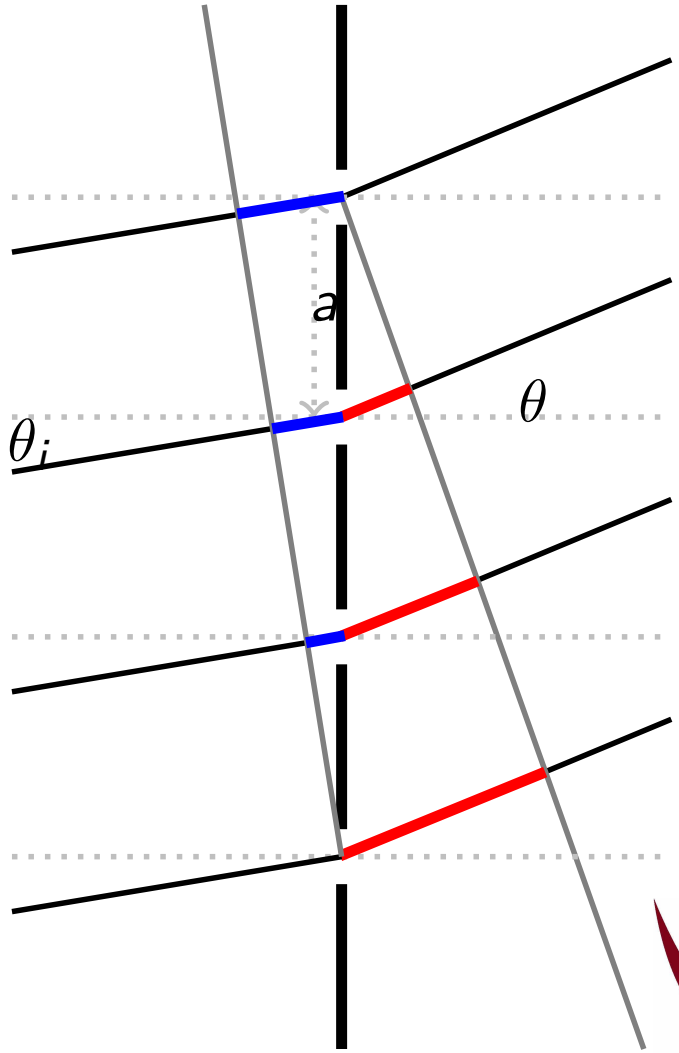
Onde plane d'incidence quelconque

Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $\delta = a\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- n trous en dessous : $\delta = na\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$

Interférences

- 0 dans le cas général
- $\frac{a}{\lambda}\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right) = 0\left[2\pi\right]$



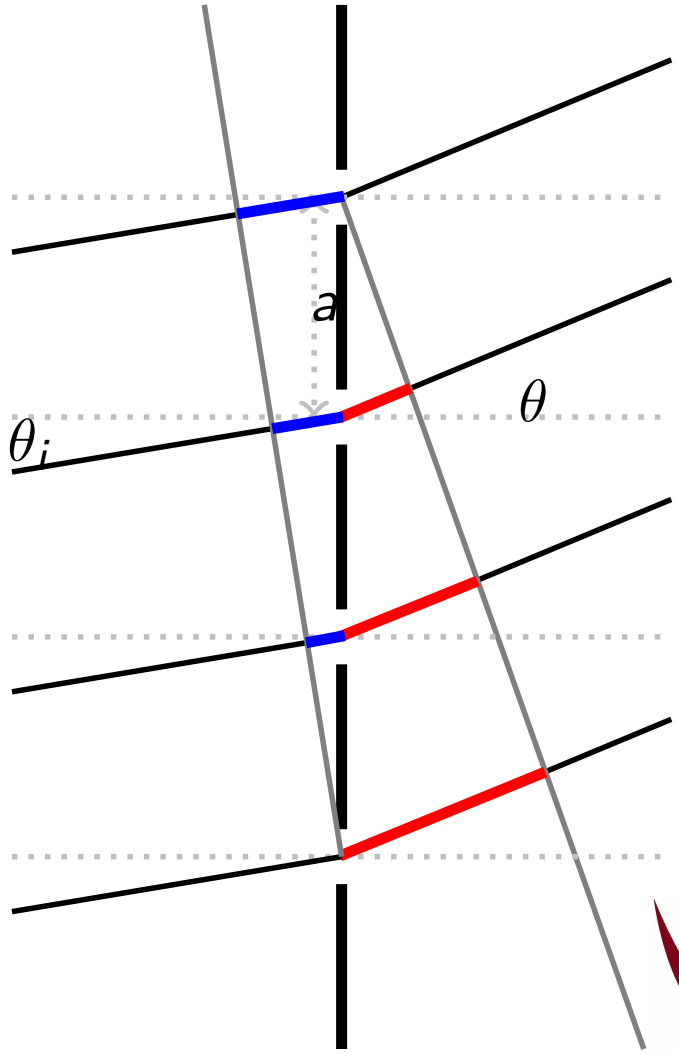
Onde plane d'incidence quelconque

Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $\delta = a\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- n trous en dessous : $\delta = na\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$

Interférences

- 0 dans le cas général
- ∞ si $ka\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right) = 0\,[2\pi]$



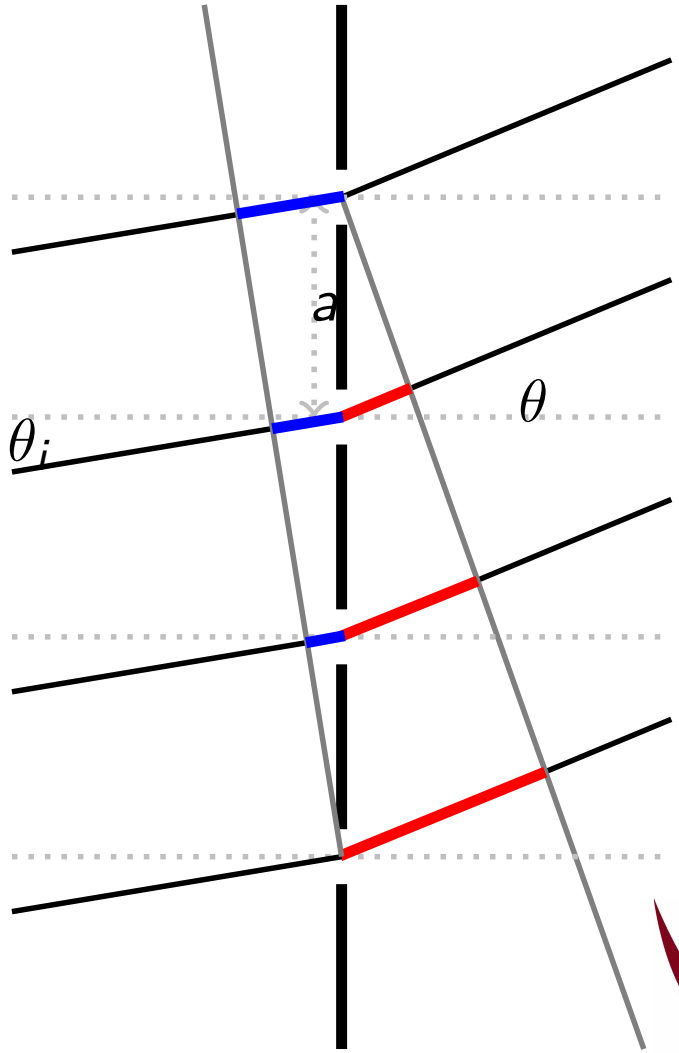
Onde plane d'incidence quelconque

Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $\delta = a\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- n trous en dessous : $\delta = na\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$

Interférences

- 0 dans le cas général
- ∞ si $ka\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right) = 0\left[2\pi\right]$



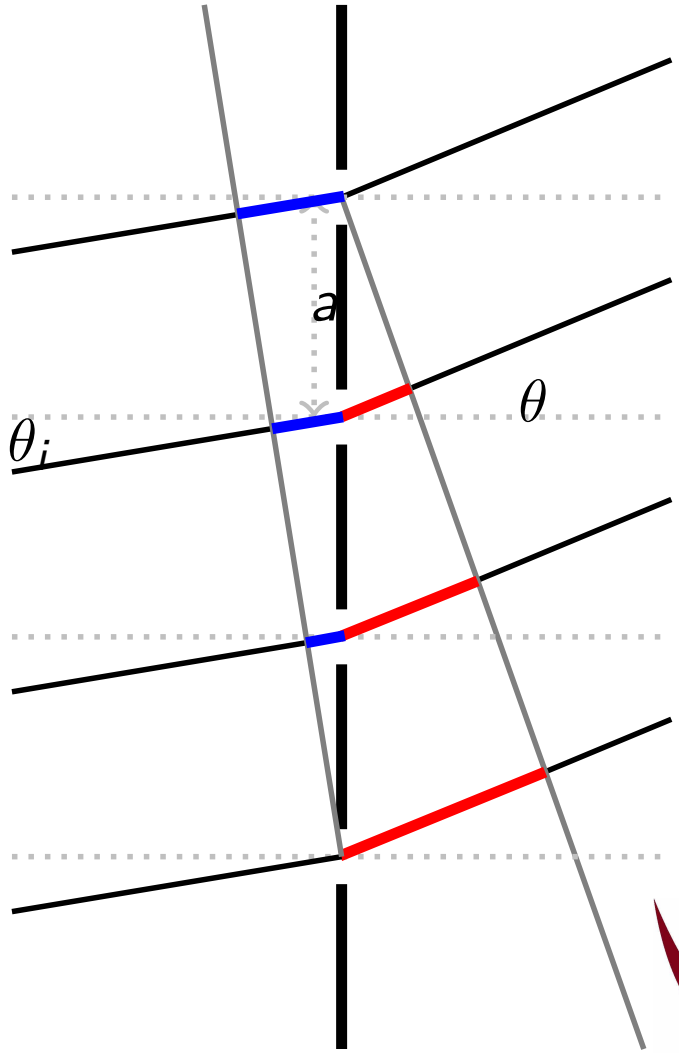
Onde plane d'incidence quelconque

Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $\delta = a(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- n trous en dessous : $\delta = na(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$

Interférences

- 0 dans le cas général
- ∞ si $ka(\sin(\theta) - \sin(\theta_i)) = 0\,[2\pi]$



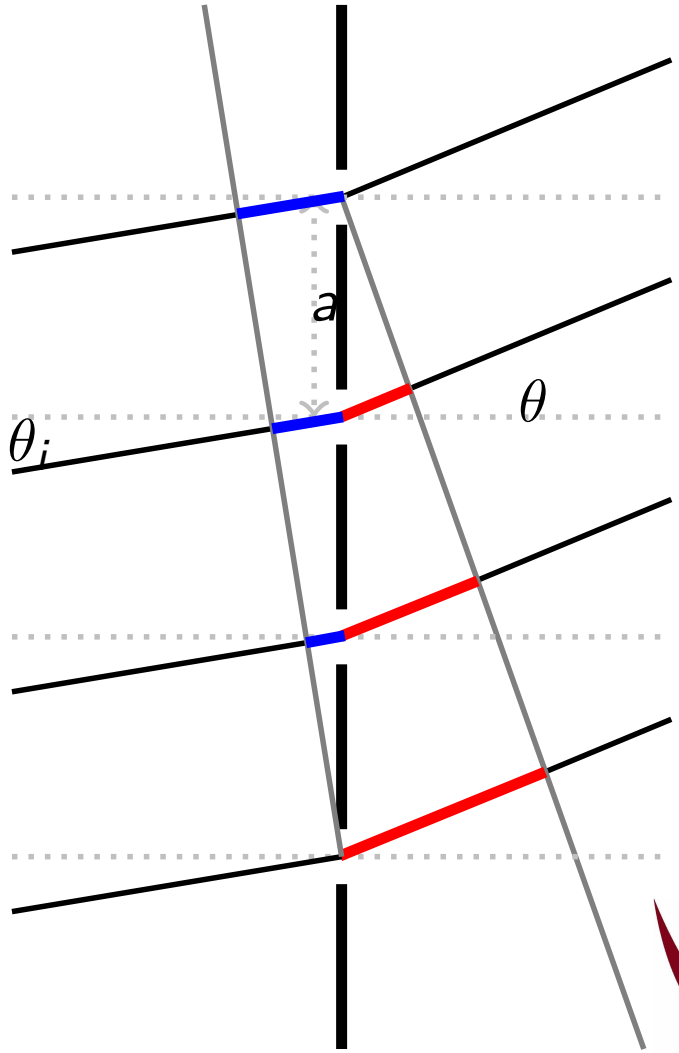
Onde plane d'incidence quelconque

Différences de marche

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $\delta = a(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$
- n trous en dessous : $\delta = na(\sin(\theta) - \sin(\theta_i))$

Interférences

- 0 dans le cas général
- ∞ si $a(\sin(\theta) - \sin(\theta_i)) = 0\,[\Lambda]$



Relation fondamentale des réseaux

Angle d'incidence θ_i pas a angle de *diffraction* θ

$$a\left(\sin\left(\theta\right)-\sin\left(\theta_i\right)\right)=0\left[\Lambda\right]$$

Interprétation

Pour un angle d'incidence θ_i et un nombre de fentes suffisamment grand, seules les directions θ respectant cette relation porteront de l'intensité lumineuse.

Relation fondamentale des réseaux

Angle d'incidence θ_i pas a angle de *diffraction* θ

$$a\left(\sin\left(\theta\right)-\sin\left(\theta_i\right)\right)=0\left[\Lambda\right]$$

Interprétation

Pour un angle d'incidence θ_i et un nombre de fentes suffisamment grand, seules les directions θ respectant cette relation porteront de l'intensité lumineuse.

VI Interférences à ondes multiples à l'infini

15 Réseaux de fentes fines
- Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
- Réseaux finis

16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
- Principe du Fabry-Pérot
- Intensité transmise

Réseaux finis à l'infini

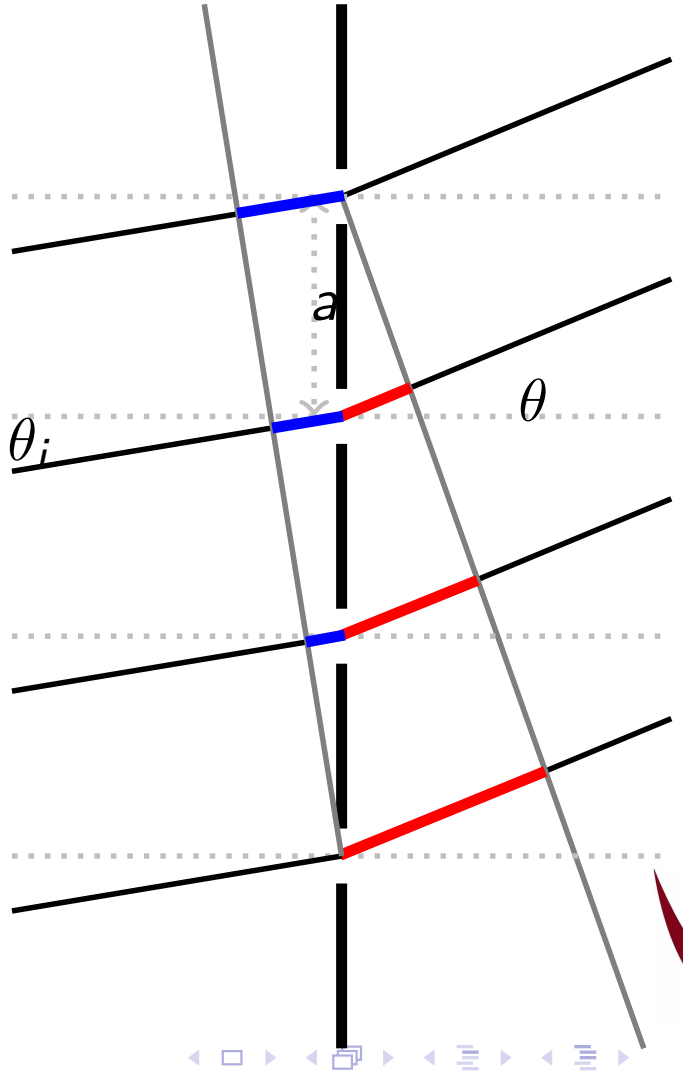
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



Réseaux finis à l'infini

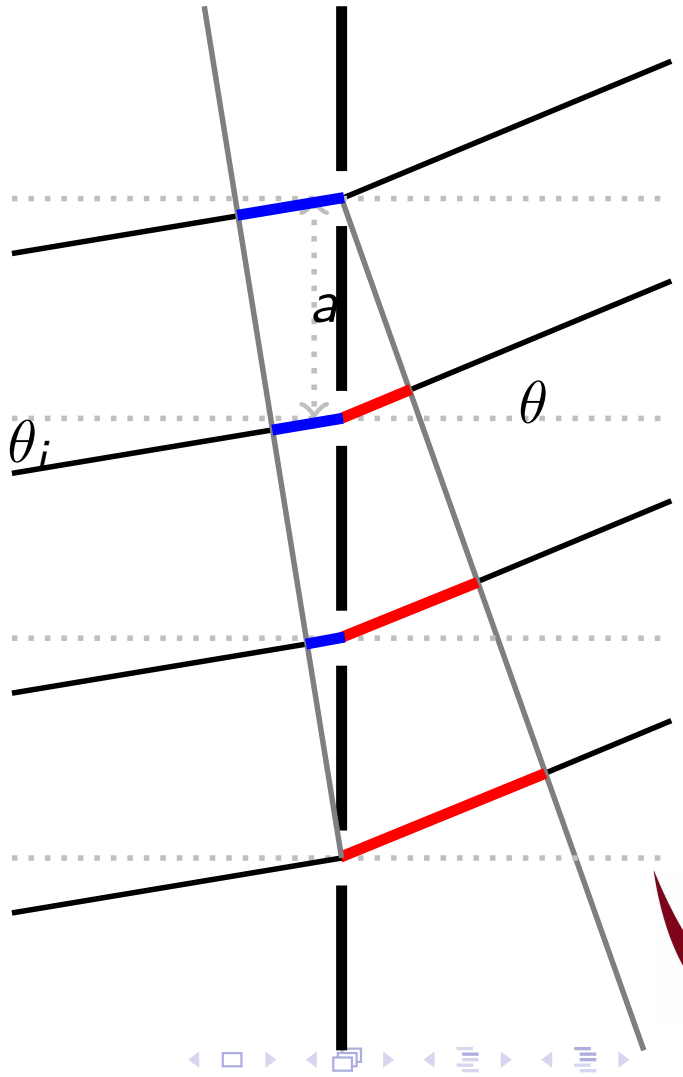
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



Réseaux finis à l'infini

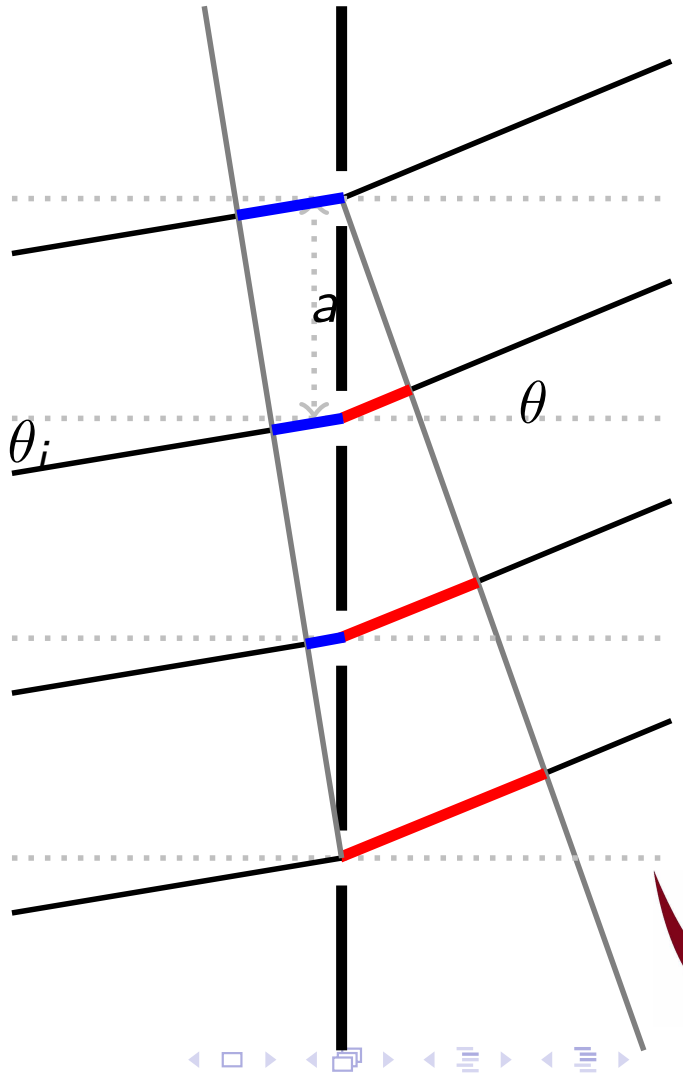
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



Réseaux finis à l'infini

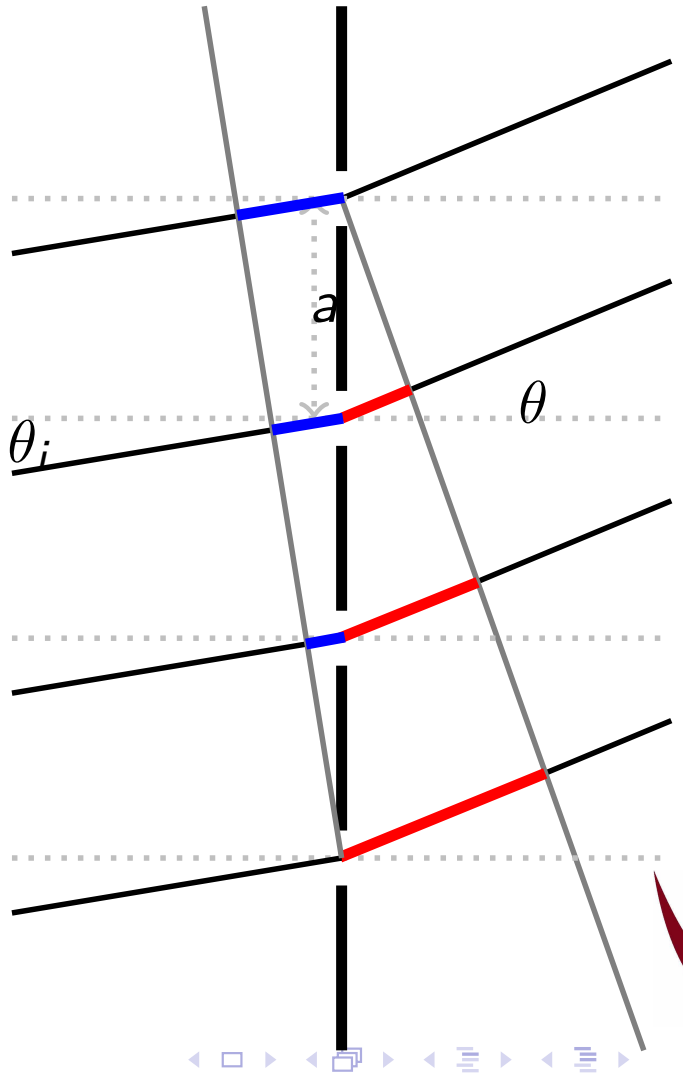
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

$$\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



Réseaux finis à l'infini

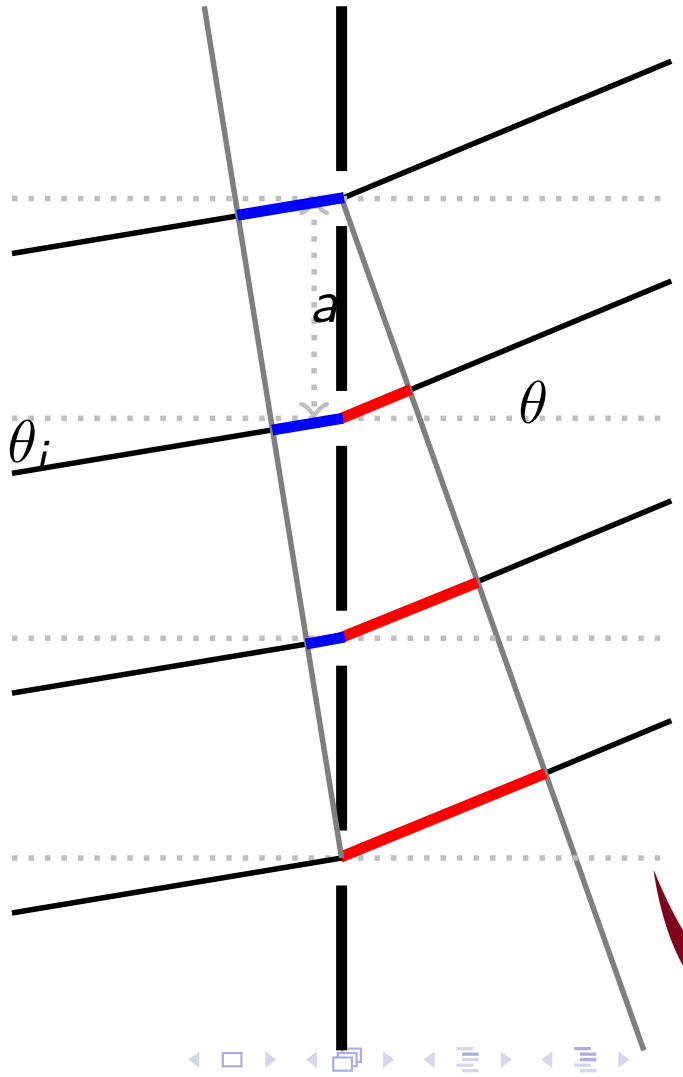
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

Fonction de θ



Réseaux finis à l'infini

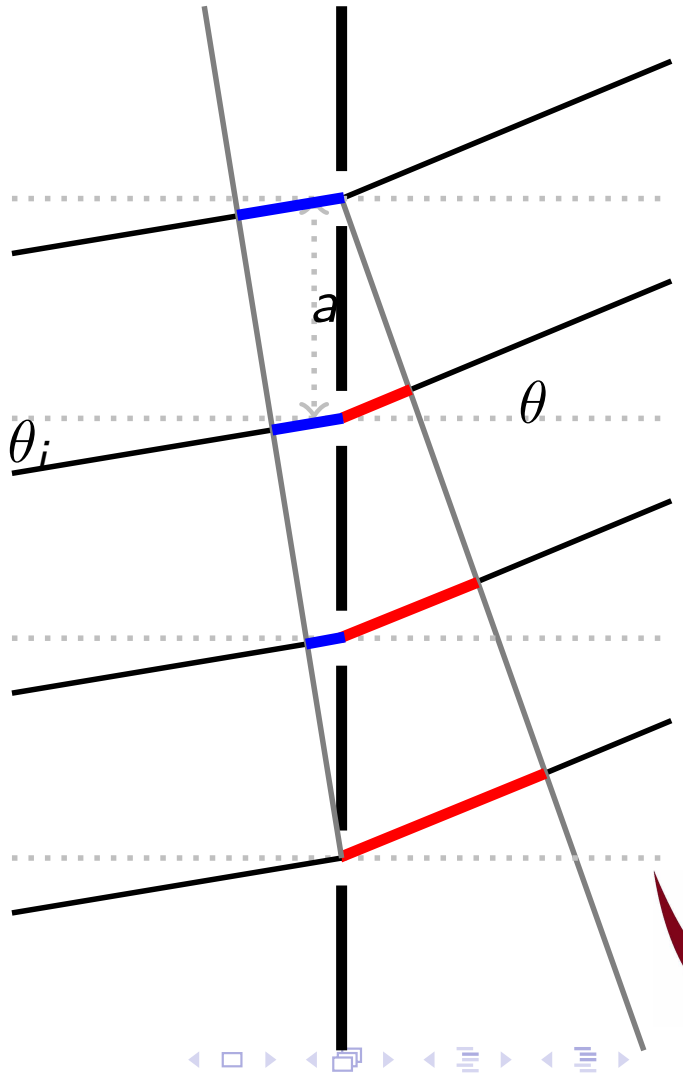
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

$$\mathcal{A}\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(n\varphi)}$$



Réseaux finis à l'infini

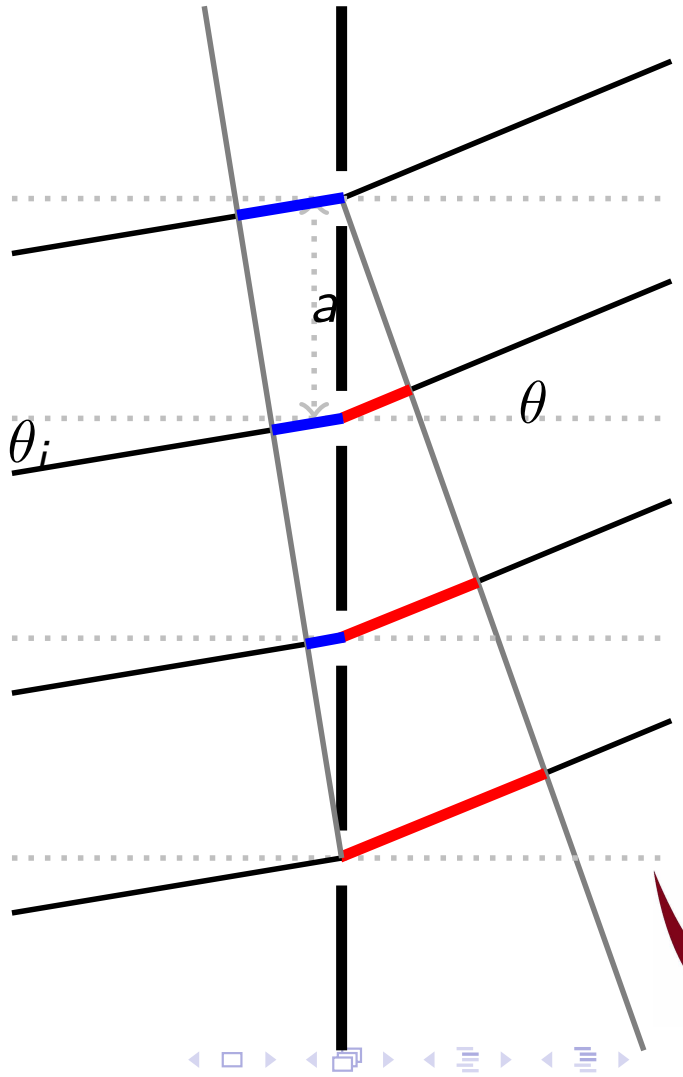
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

$$\mathcal{A}\sum_{n=0}^{N-1} q^n \qquad q = e^{i(\varphi)}$$



Réseaux finis à l'infini

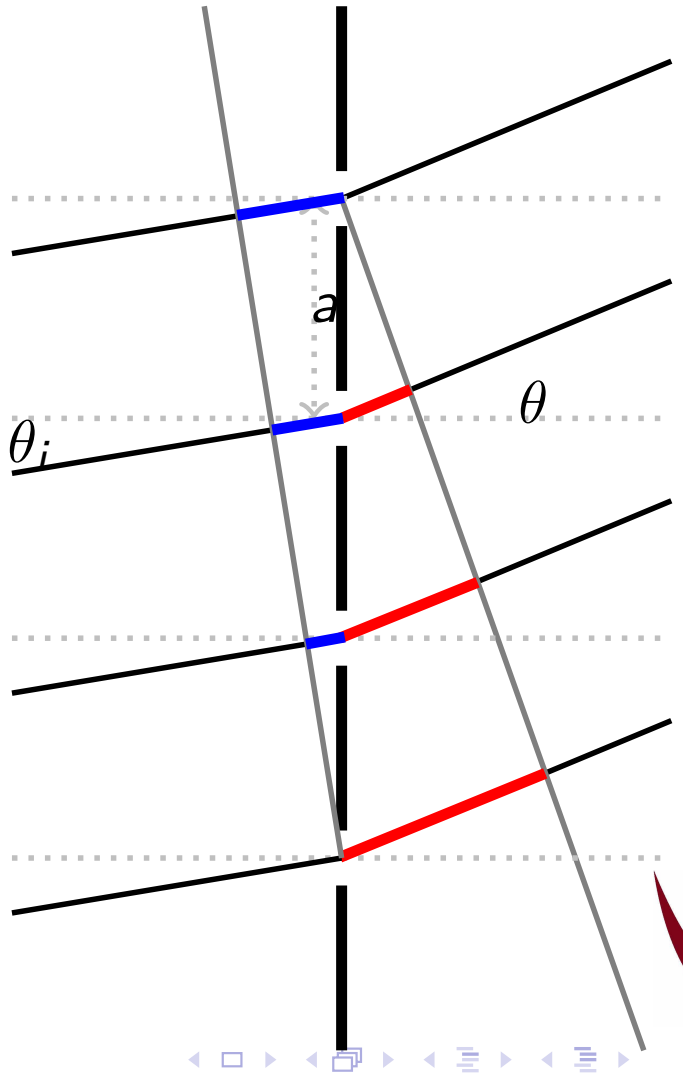
Reprenons le calcul avec N fentes

Phases

- Trou du haut : référence
- Trou du dessous : $k\delta = ak\left(\sin\left(\theta\right) - \sin\left(\theta_i\right)\right)$
- Posons $k\delta = \varphi$
- n trous en dessous : $n\varphi$

Amplitude complexe

$$\mathcal{A}\frac{1-q^N}{1-q} \qquad q = e^{i(\varphi)}$$



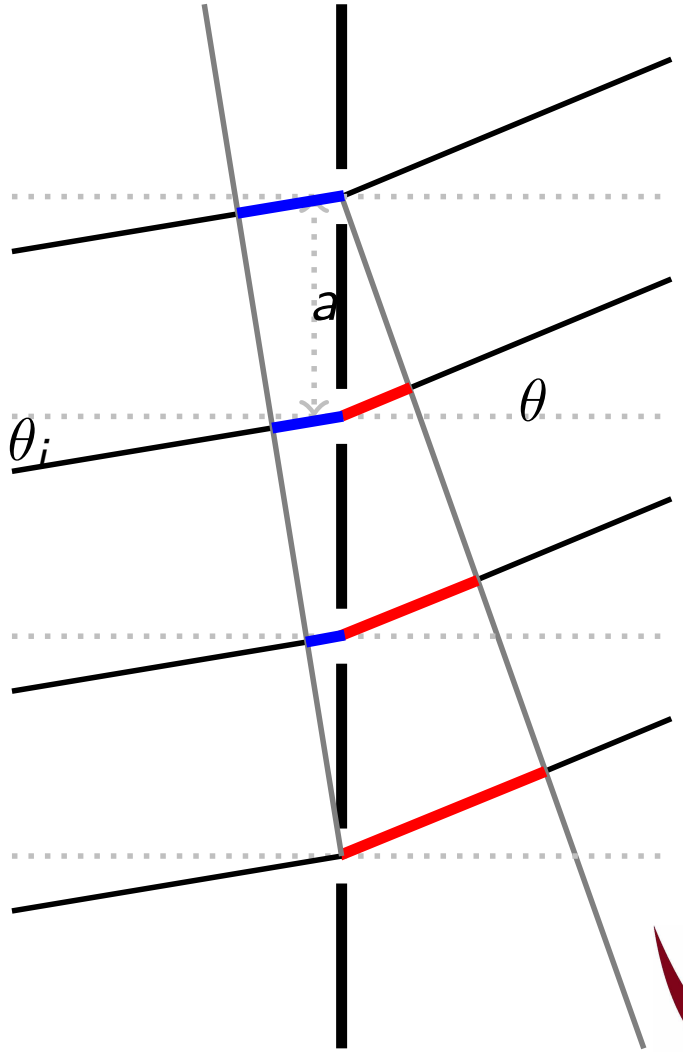
Intensité diffractée à l'infini

Amplitude complexe

$$\mathcal{A}\frac{1-q^N}{1-q}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2\frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



Intensité diffractée à l'infini

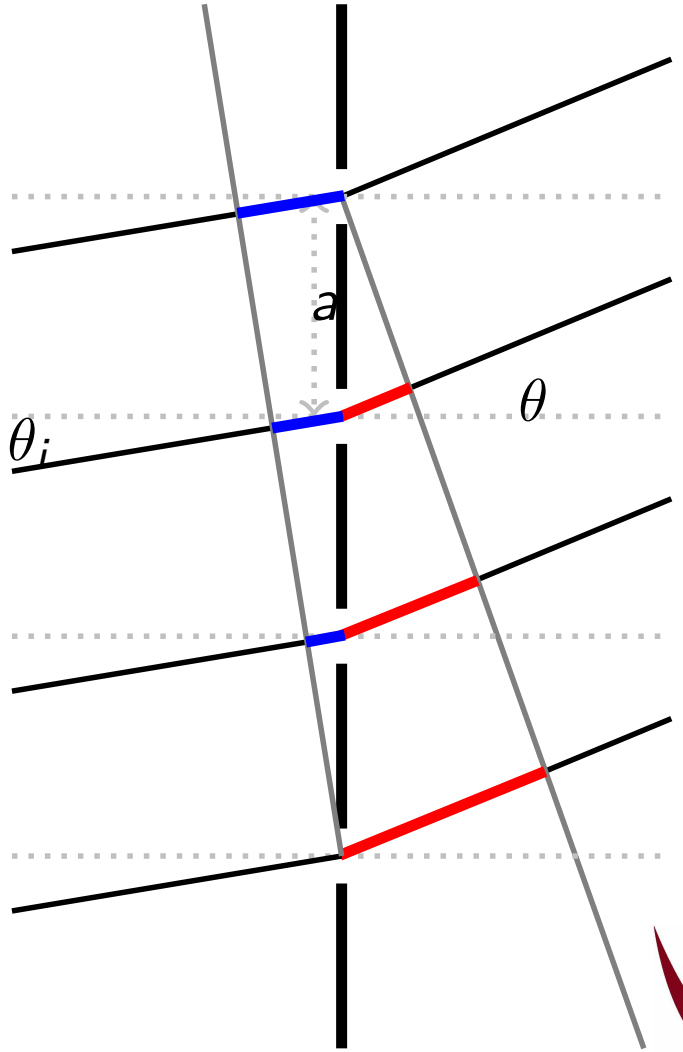
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}\frac{1-q^N}{1-q}$$

$$\mathcal{A}\frac{q^{\frac{N}{2}}}{q^{\frac{1}{2}}} \times \frac{q^{-\frac{N}{2}}-q^{\frac{N}{2}}}{q^{-\frac{1}{2}}-q^{\frac{1}{2}}}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2\frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



Intensité diffractée à l'infini

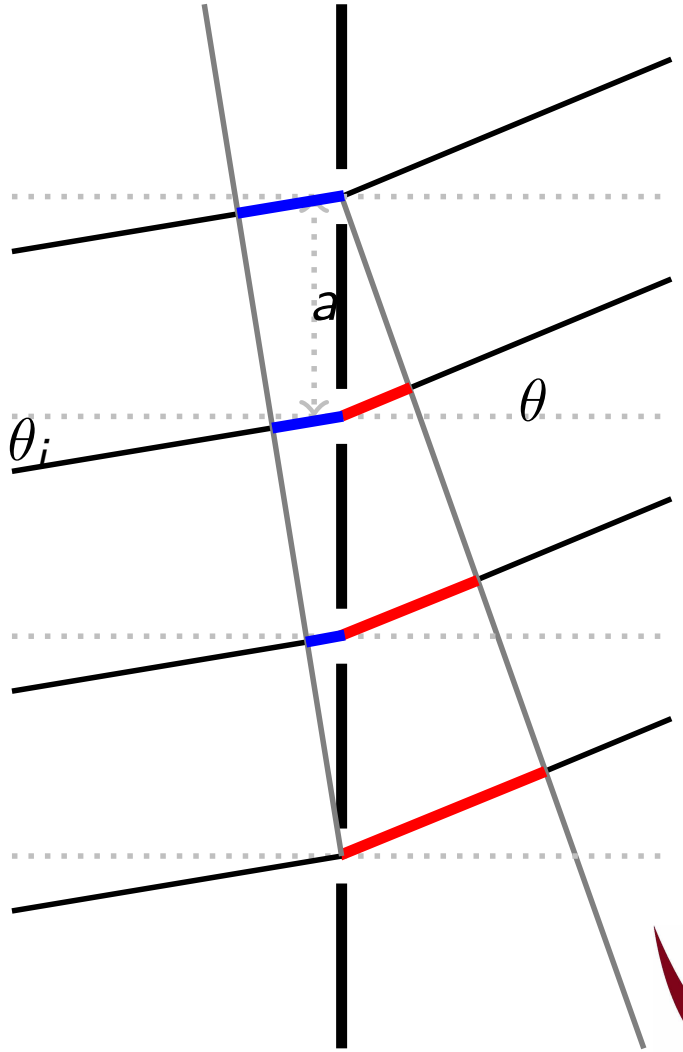
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}\frac{q^{\frac{N}{2}}}{q^{\frac{1}{2}}}\times\frac{q^{-\frac{N}{2}}-q^{\frac{N}{2}}}{q^{-\frac{1}{2}}-q^{\frac{1}{2}}}$$

$$\mathcal{A}\frac{e^{i\left(\frac{N}{2}\varphi\right)}}{e^{i\left(\frac{1}{2}\varphi\right)}}\times\frac{e^{i\left(-\frac{N}{2}\varphi\right)}-e^{i\left(\frac{N}{2}\varphi\right)}}{e^{i\left(-\frac{1}{2}\varphi\right)}-e^{i\left(\frac{1}{2}\varphi\right)}}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2\frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



Intensité diffractée à l'infini

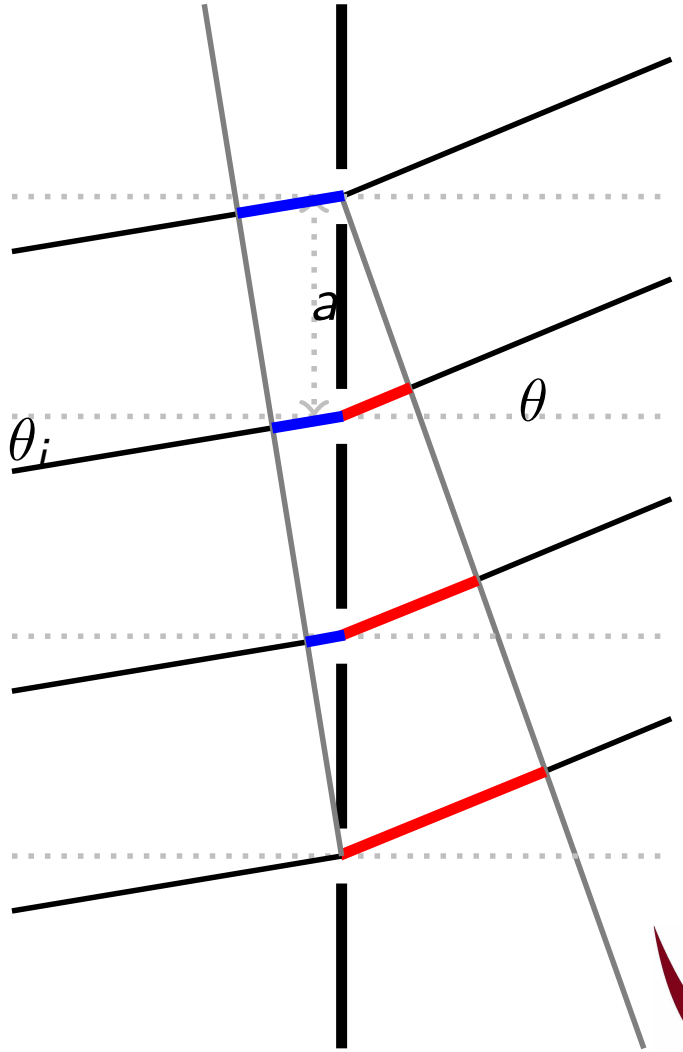
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}\frac{e^{i\left(\frac{N}{2}\varphi\right)}}{e^{i\left(\frac{1}{2}\varphi\right)}}\times\frac{e^{i\left(-\frac{N}{2}\varphi\right)}-e^{i\left(\frac{N}{2}\varphi\right)}}{e^{i\left(-\frac{1}{2}\varphi\right)}-e^{i\left(\frac{1}{2}\varphi\right)}}$$

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)}\times\frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2\frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$



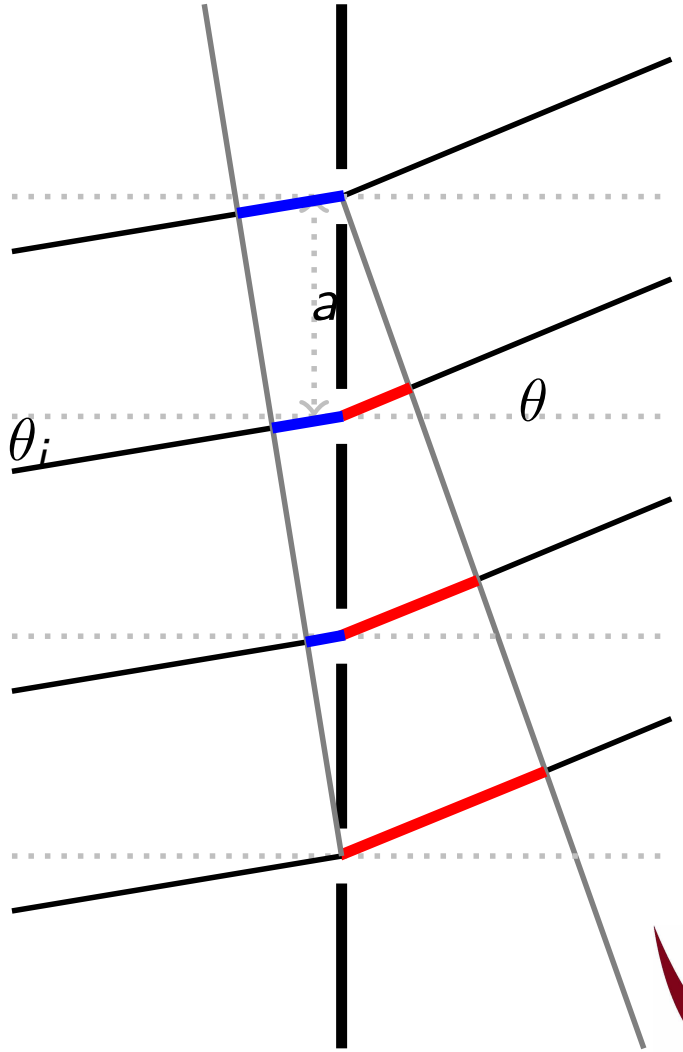
Intensité diffractée à l'infini

Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

Multiplions par le complexe conjugué



Intensité diffractée à l'infini

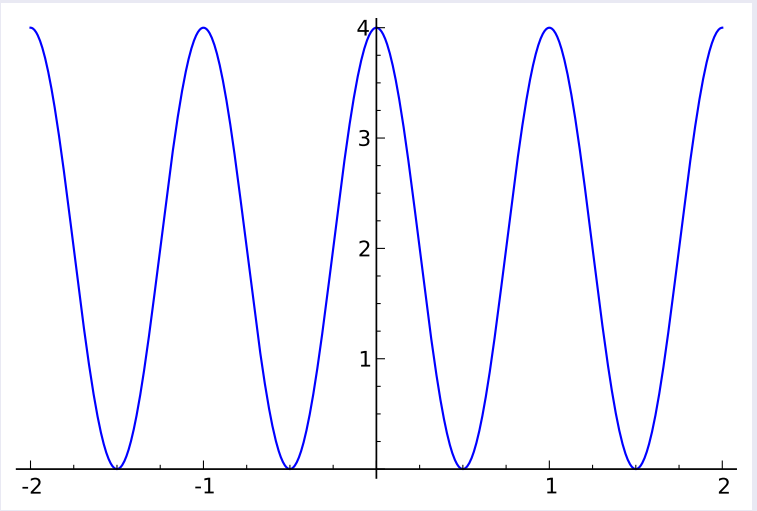
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 2$



Intensité diffractée à l'infini

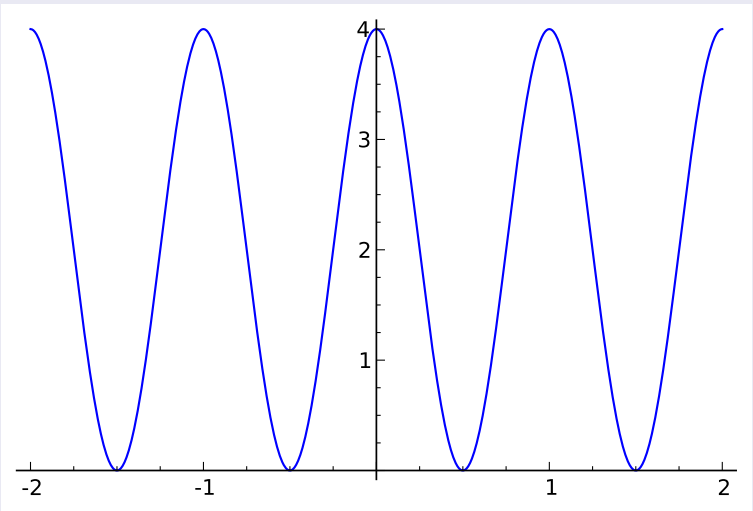
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 2$



Expérience d'Young

Intensité diffractée à l'infini

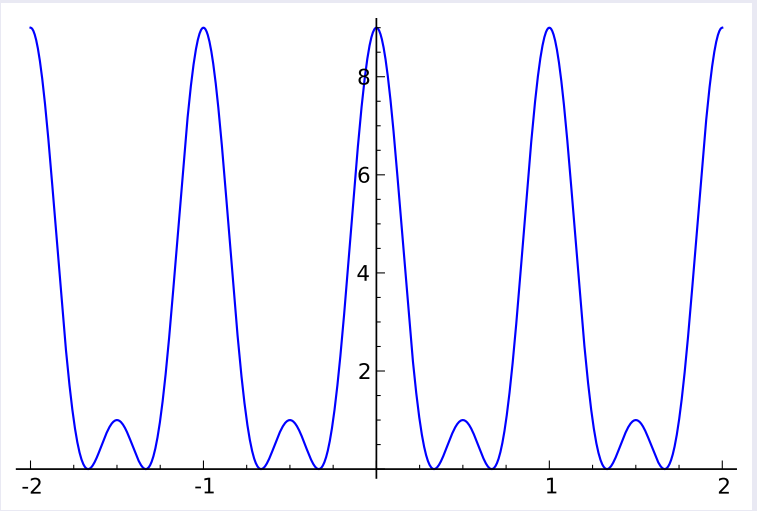
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 3$



Intensité diffractée à l'infini

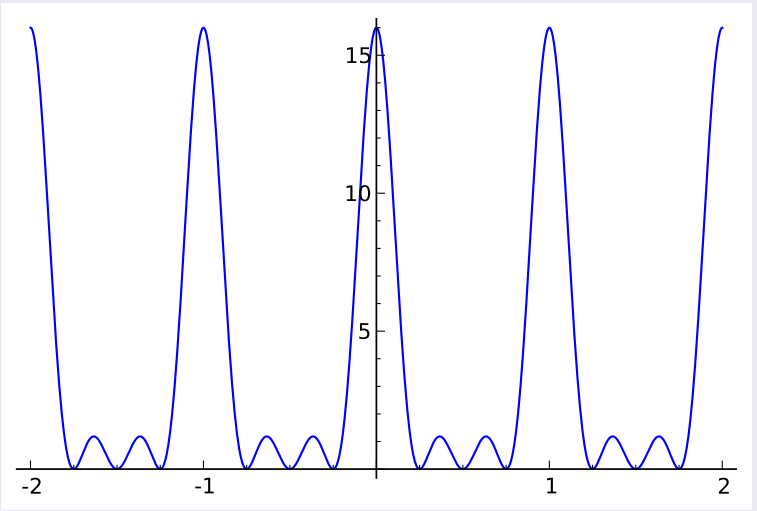
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 4$



Intensité diffractée à l'infini

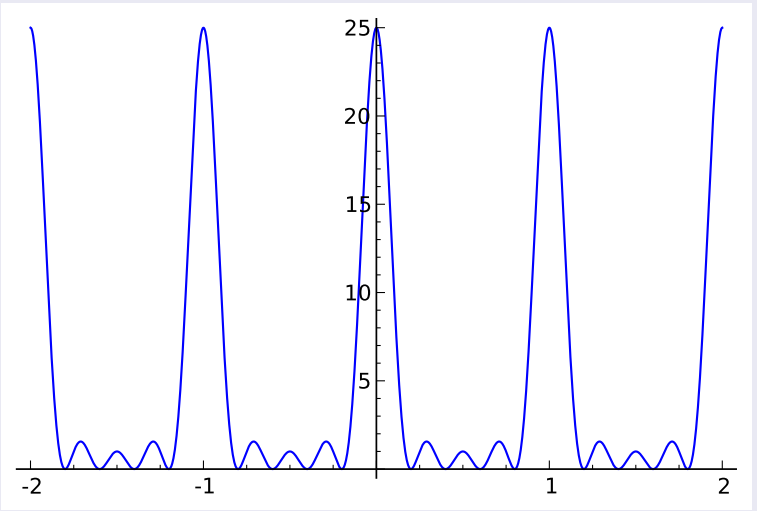
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 5$



Intensité diffractée à l'infini

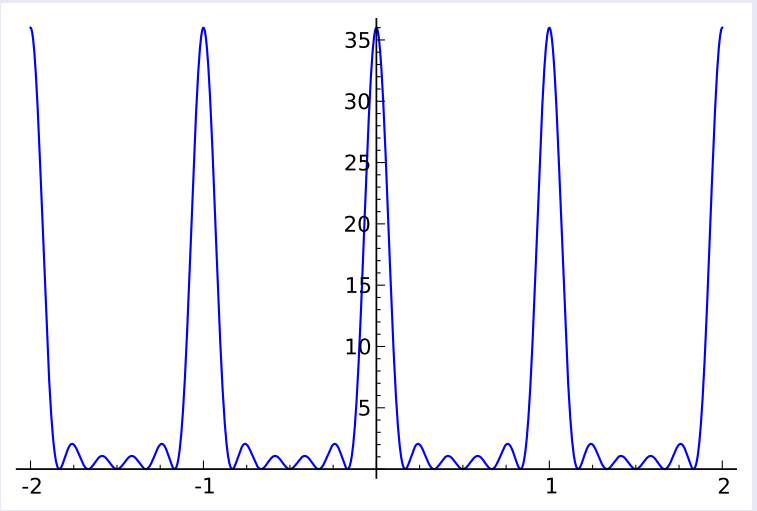
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 6$



Intensité diffractée à l'infini

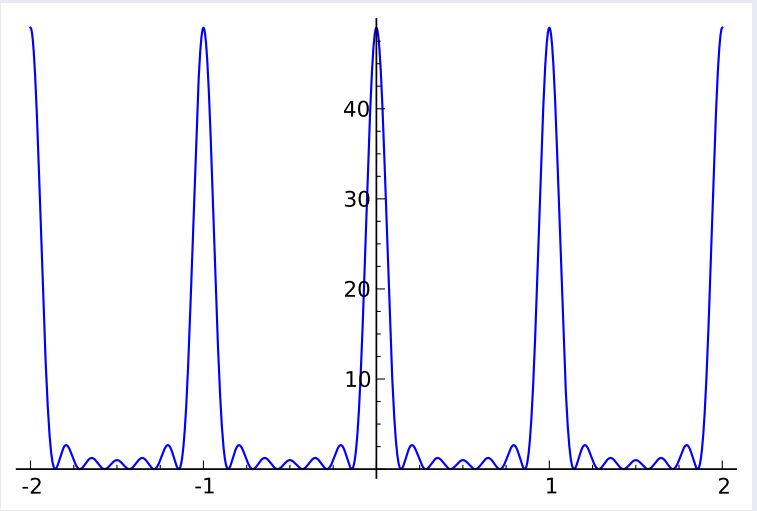
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 7$



Intensité diffractée à l'infini

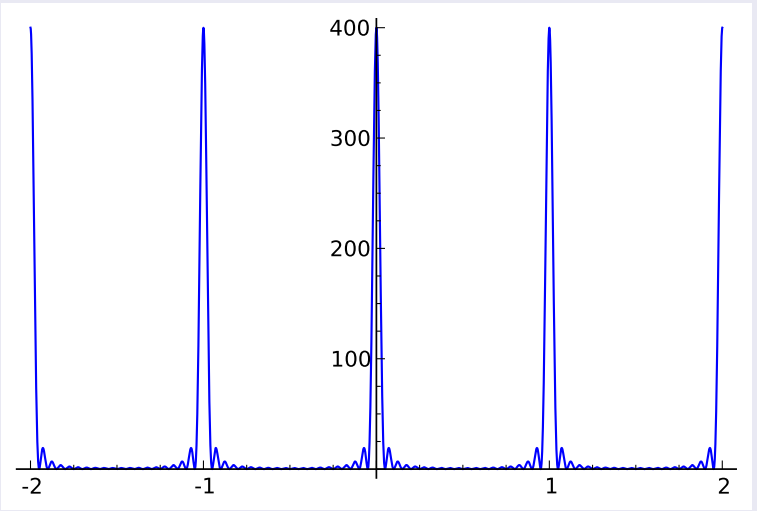
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 20$



Intensité diffractée à l'infini

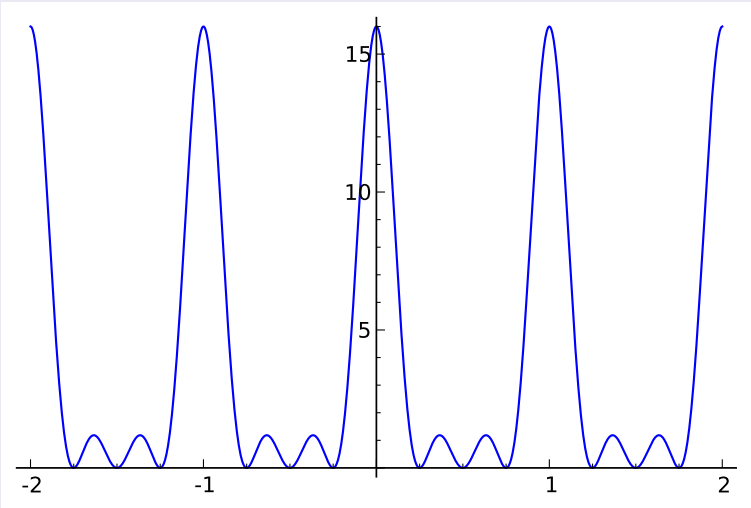
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 4$



- Maxima principaux :
  $p \in \mathbb{Z}$ $\mathcal{I} \times N^2$
  Comme Young : Relation Fondamentale
- Annulation tous les $1/N$

Intensité diffractée à l'infini

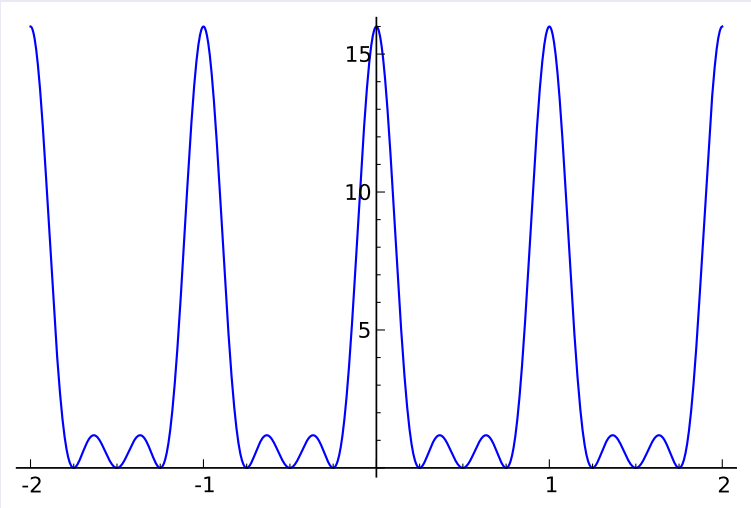
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 4$



- Maxima principaux :

  $p \in \mathbb{Z}$ $\mathcal{I} \times N^2$

  Comme Young : Relation Fondamentale
- Annulation tous les $1/N$

Intensité diffractée à l'infini

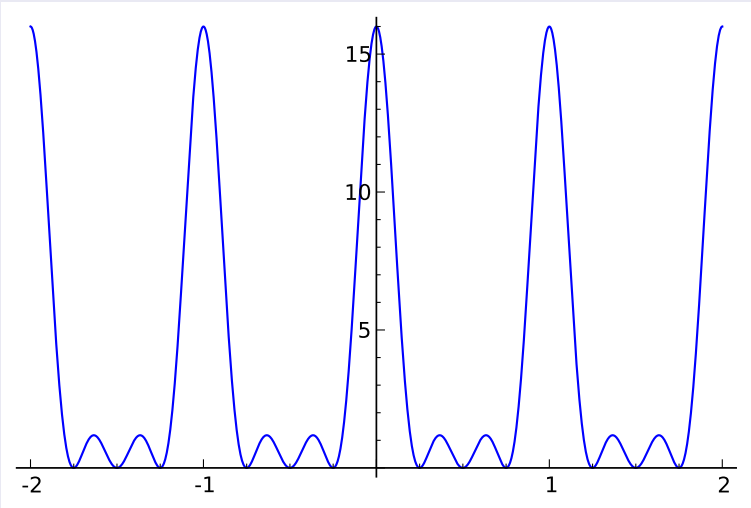
Amplitude complexe

$$\mathcal{A}e^{i\left(\frac{N-1}{2}\varphi\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 \frac{\sin^2\left(\frac{N\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} = \mathcal{I}\frac{\sin^2(N\pi p)}{\sin^2(\pi p)}$$

$\mathcal{I}(p)/\mathcal{I}$ $N = 4$



- Maxima principaux :

  $p \in \mathbb{Z}$ $\mathcal{I} \times N^2$

  Comme Young : Relation Fondamentale
- Annulation tous les $1/N$

Utilisation des réseaux en spectroscopie

La relation fondamentale lie angle de diffraction et longueur d'onde

Angle d'incidence θ_i pas a angle de *diffraction* θ

$$a\left(\sin\left(\theta\right)-\sin\left(\theta_i\right)\right)=0\left[\Lambda\right]$$

Spectroscopie

- Angle de diffraction fonction de la longueur d'onde
- Décomposition de la lumière polychromatique
- Mesure de longueur d'onde

Influence du nombre de fentes

- Séparation des longueurs d'onde
- Pics suffisamment fins
- Nombre de fentes suffisant

Utilisation des réseaux en spectroscopie

La relation fondamentale lie angle de diffraction et longueur d'onde

Angle d'incidence θ_i pas a angle de *diffraction* θ

$$a\left(\sin\left(\theta\right)-\sin\left(\theta_i\right)\right)=0\left[\Lambda\right]$$

Spectroscopie

- Angle de diffraction fonction de la longueur d'onde
- Décomposition de la lumière polychromatique
- Mesure de longueur d'onde

Influence du nombre de fentes

- Séparation des longueurs d'onde
- Pics suffisamment fins
- Nombre de fentes suffisant

Utilisation des réseaux en spectroscopie

La relation fondamentale lie angle de diffraction et longueur d'onde

Angle d'incidence θ_i pas a angle de *diffraction* θ

$$a\left(\sin\left(\theta\right)-\sin\left(\theta_i\right)\right)=0\left[\Lambda\right]$$

Spectroscopie

- Angle de diffraction fonction de la longueur d'onde
- Décomposition de la lumière polychromatique
- Mesure de longueur d'onde

Influence du nombre de fentes

- Séparation des longueurs d'onde
- Pics suffisamment fins
- Nombre de fentes suffisant

Comparaison avec le prisme

Utilisation en spectroscopie

Avantage des réseaux

- Pas d'indice qui dépend de Λ
- Pouvoirs dispersifs plus importants avec plus de fentes

Inconvénients

- Puissance perdue dans l'ordre 0
- Chevauchement éventuel des différents ordres

Comparaison avec le prisme

Utilisation en spectroscopie

Avantage des réseaux

- Pas d'indice qui dépend de Λ
- Pouvoirs dispersifs plus importants avec plus de fentes

Inconvénients

- Puissance perdue dans l'ordre 0
- Chevauchement éventuel des différents ordres

VI Interférences à ondes multiples à l'infini

15 Réseaux de fentes fines
- Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
- Réseaux finis

16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
- Principe du Fabry-Pérot
- Intensité transmise

Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

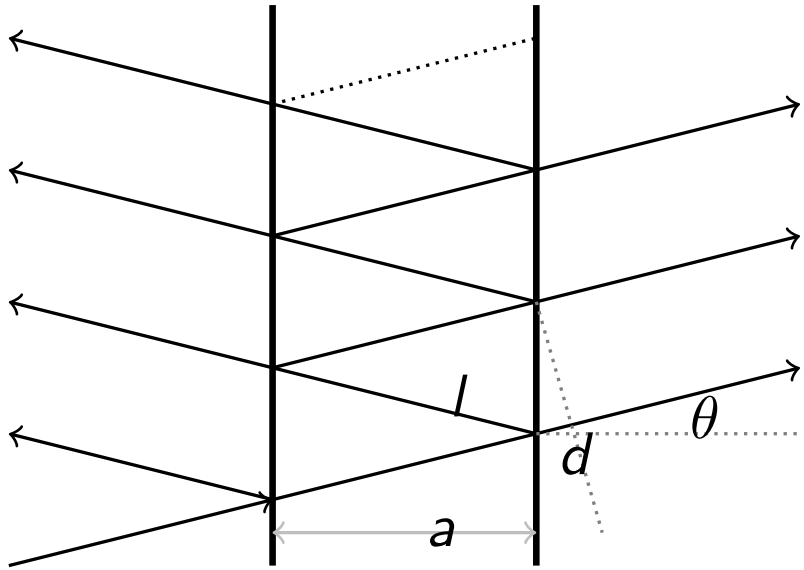
Source et observation sont à l'infini

Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence : θ

Un peu de géométrie

- Dans la cavité :
  $l = a/\cos(\theta)$
- En dehors :
  $d = (2a\tan(\theta))\sin(\theta)$



Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Source et observation sont à l'infini

Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence : θ

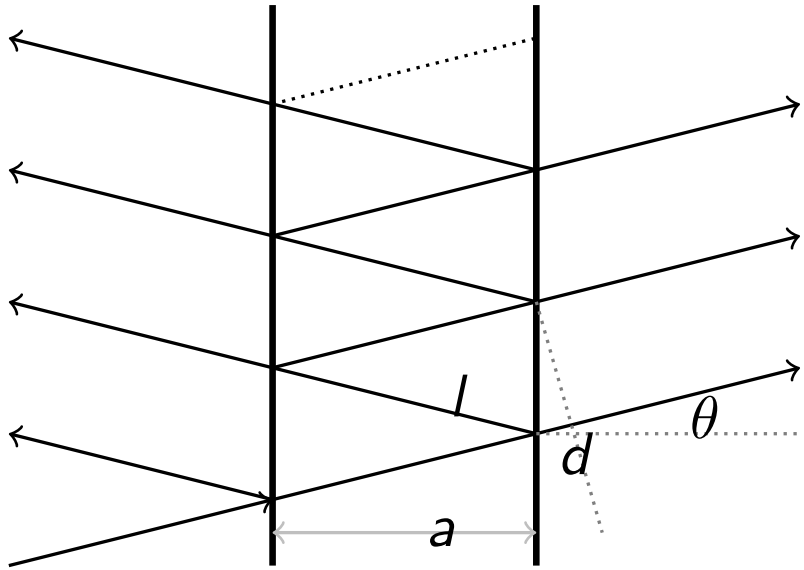
Un peu de géométrie

- Dans la cavité :

  $l = a/\cos(\theta)$

- En dehors :

  $d = (2a\tan(\theta))\sin(\theta)$



Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Source et observation sont à l'infini

Onde incidente

- Onde plane
- Angle d'incidence : θ

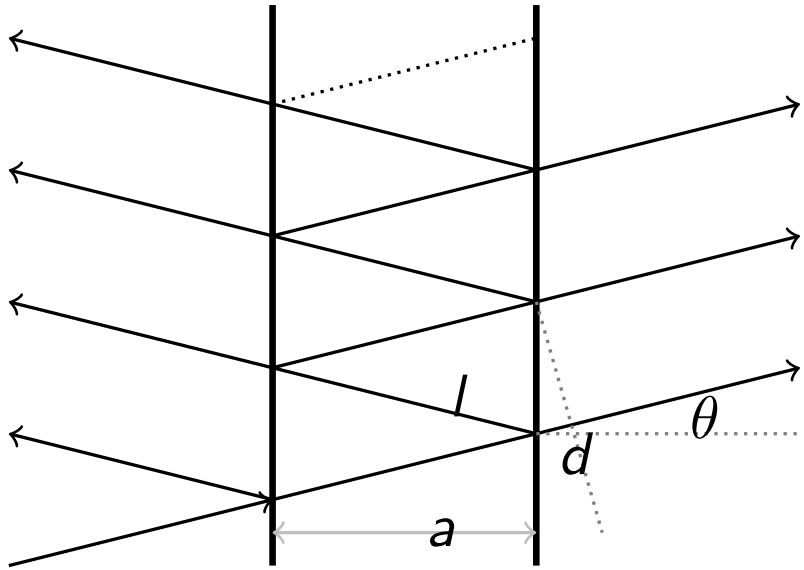
Un peu de géométrie

- Dans la cavité :

  $l = a/\cos(\theta)$

- En dehors :

  $d = (2a\tan(\theta))\sin(\theta)$



Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Source et observation sont à l'infini

Onde incidente

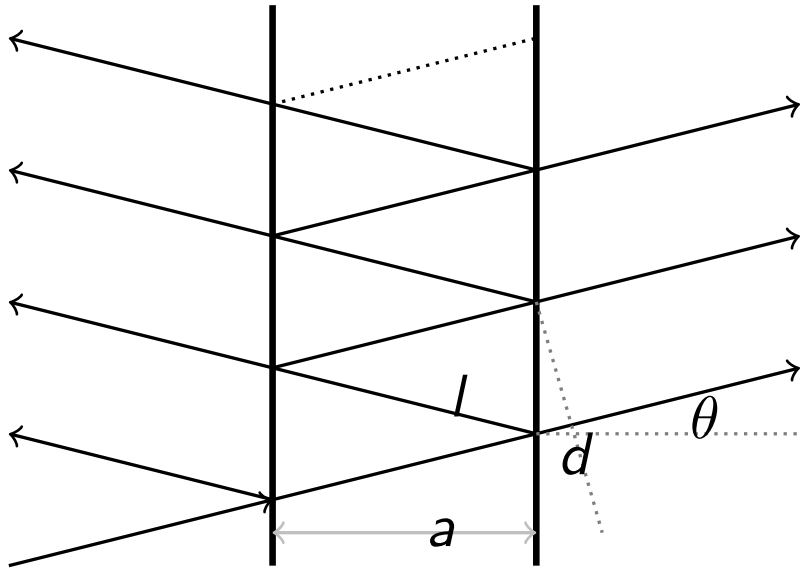
- Onde plane
- Angle d'incidence : θ

Un peu de géométrie

- Dans la cavité :

  $l = a/\cos(\theta)$
- En dehors :

  $d = (2a\tan(\theta))\sin(\theta)$



Coefs des miroirs

- Coefficients en amplitude
- Transmission : t
- Réflexion : r

Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Source et observation sont à l'infini

Onde incidente

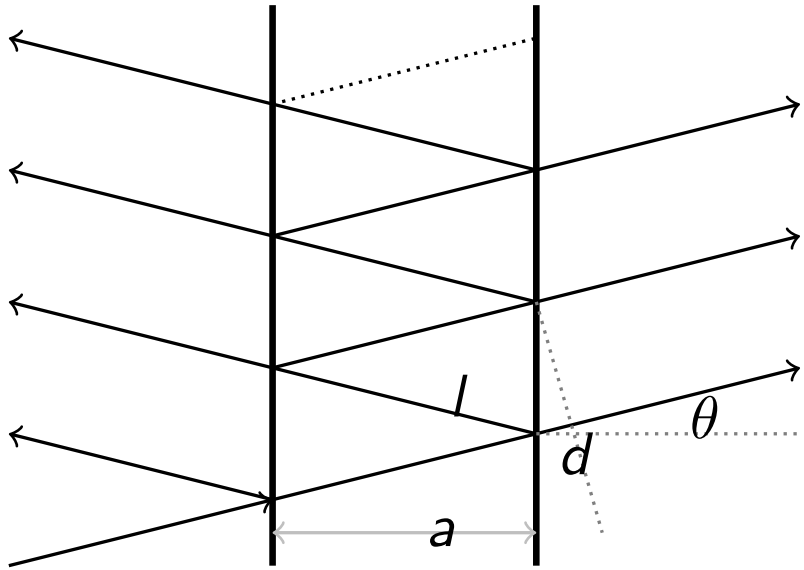
- Onde plane
- Angle d'incidence : θ

Un peu de géométrie

- Dans la cavité :

  $l = a/\cos(\theta)$
- En dehors :

  $d = (2a\tan(\theta))\sin(\theta)$



Coefs des miroirs

- Coefficients en amplitude
- Transmission : t
- Réflexion : r

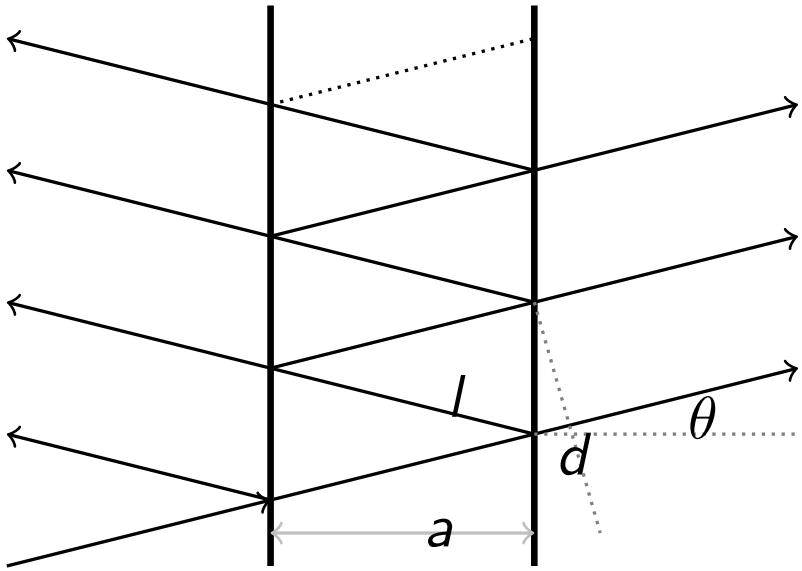
Premier rayon transmis

Référence de phase

Point d'entrée

Premier rayon transmis

- Amplitude incidente : A
- Transmission : tA
- Propagation : $ta(\theta)A$
- Transmission : $t^2a(\theta)A$
- Propagation de d : $t^2a^2(\theta)A$
- Amplitude émergente : $t^2a^2(\theta)A$



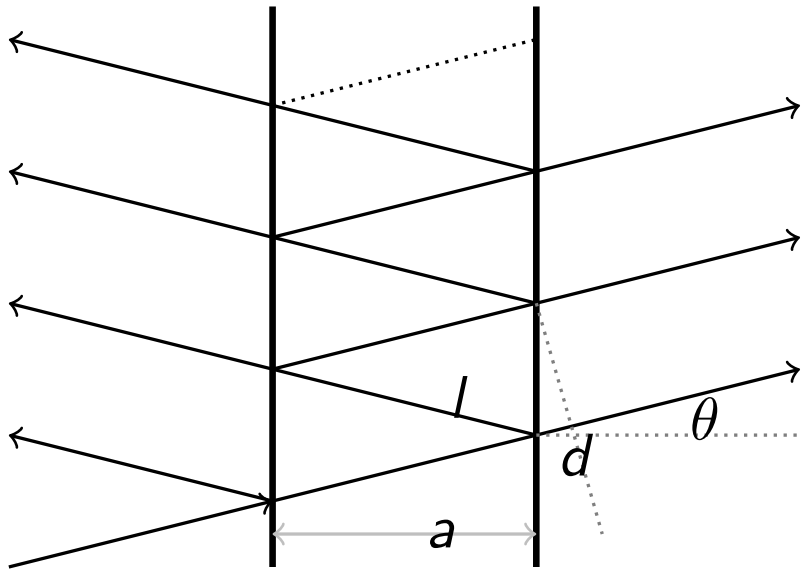
Premier rayon transmis

Référence de phase

Point d'entrée

Premier rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de d : $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente : $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



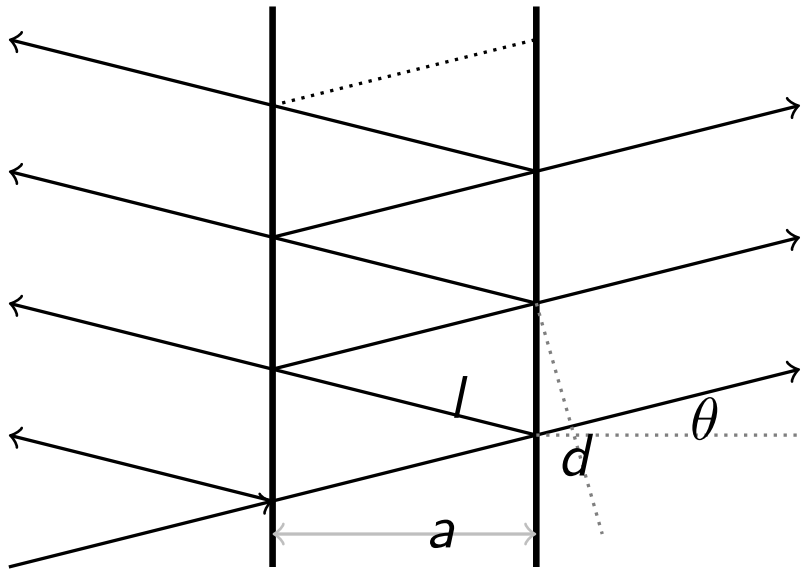
Premier rayon transmis

Référence de phase

Point d'entrée

Premier rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de d : $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente : $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



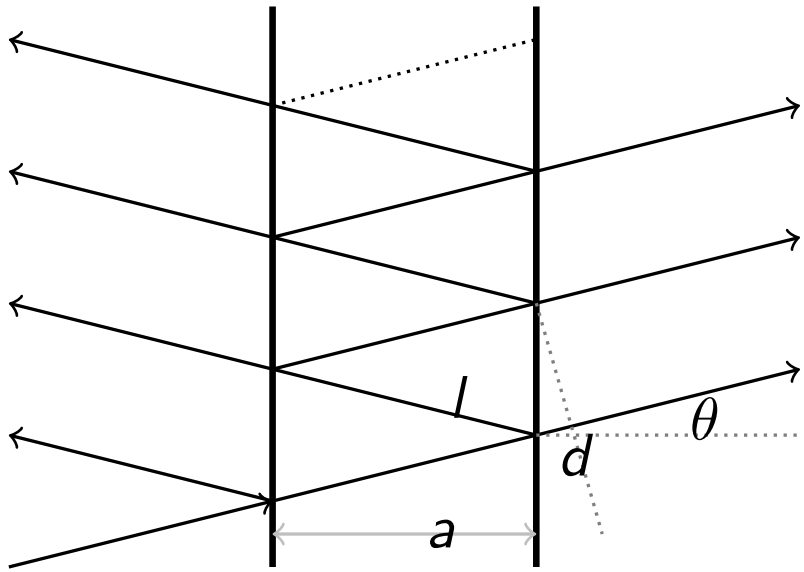
Premier rayon transmis

Référence de phase

Point d'entrée

Premier rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de d : $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente : $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



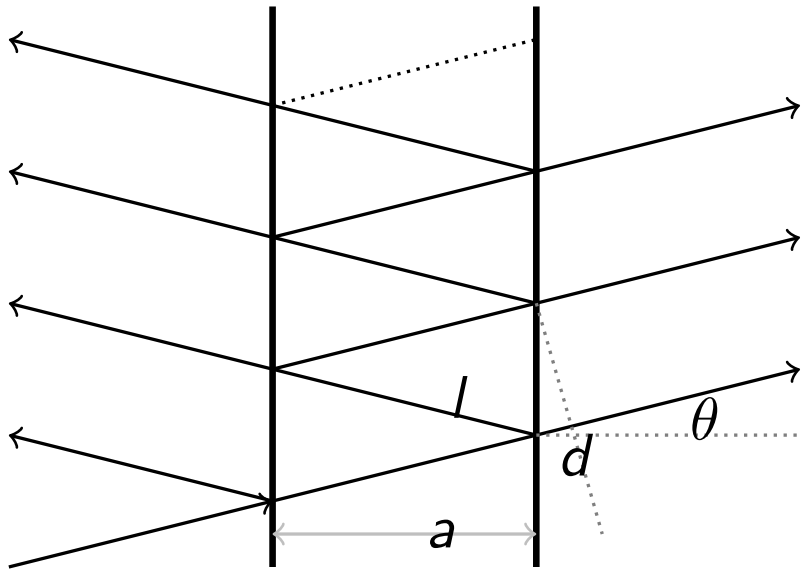
Premier rayon transmis

Référence de phase

Point d'entrée

Premier rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de d : $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente : $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



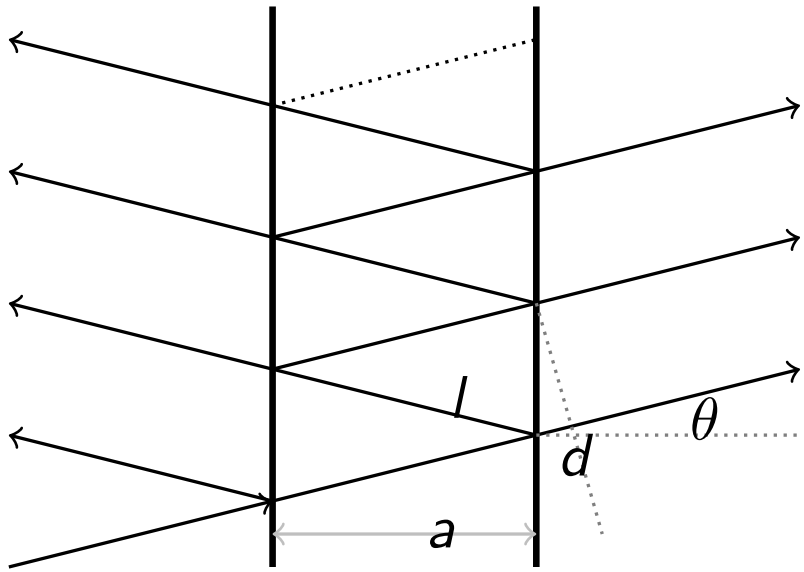
Premier rayon transmis

Référence de phase

Point d'entrée

Premier rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de d : $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente : $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



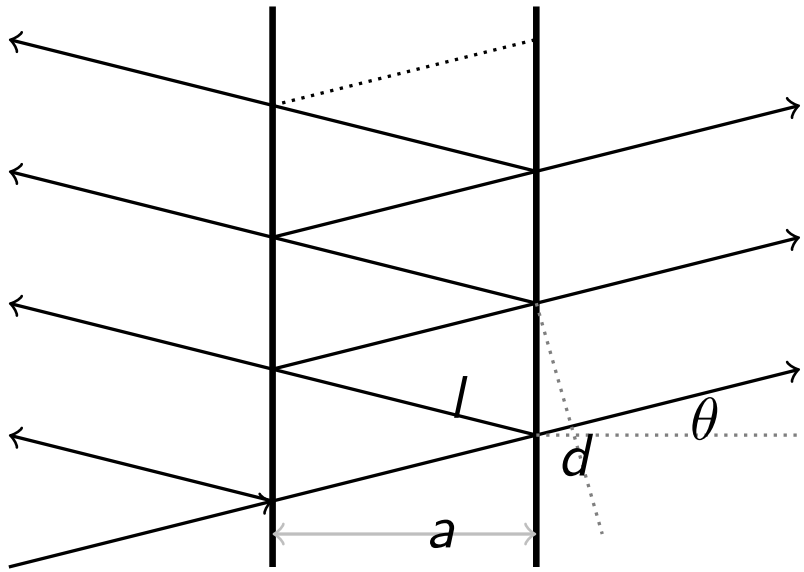
Premier rayon transmis

Référence de phase

Point d'entrée

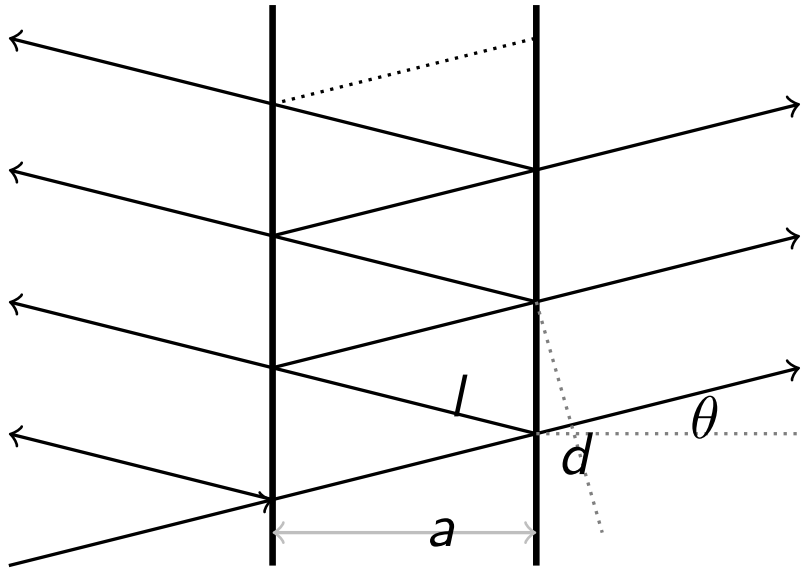
Premier rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2e^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation de d : $t^2e^{i(kl)} * e^{i(kd)}\mathcal{A}$
- Amplitude émergente : $t^2e^{ik(l+d)}\mathcal{A}$



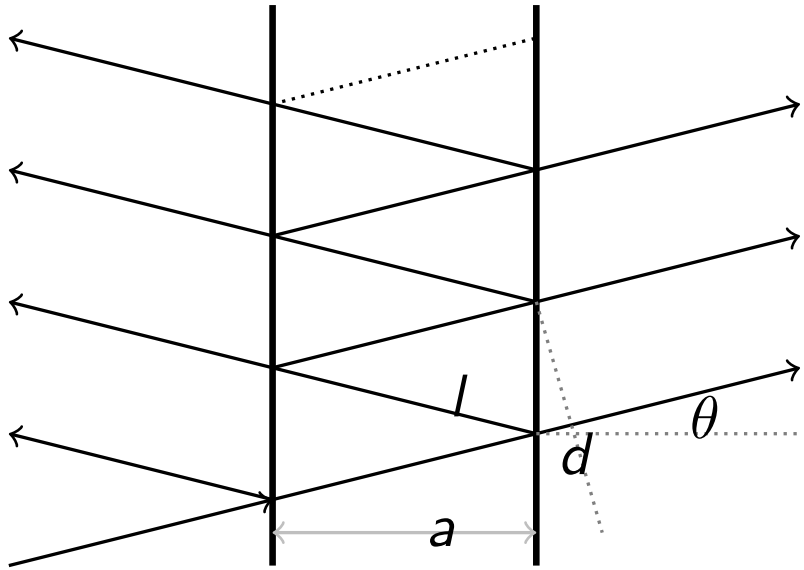
Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tre^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



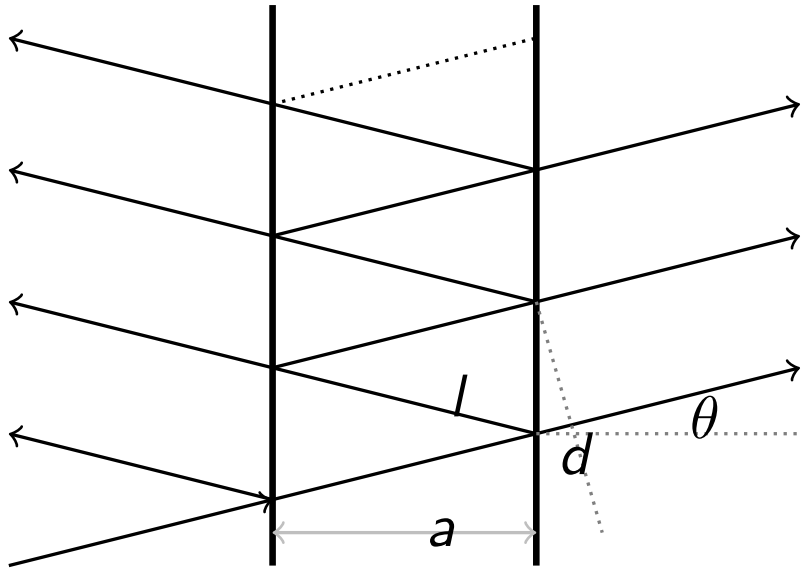
Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tre^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



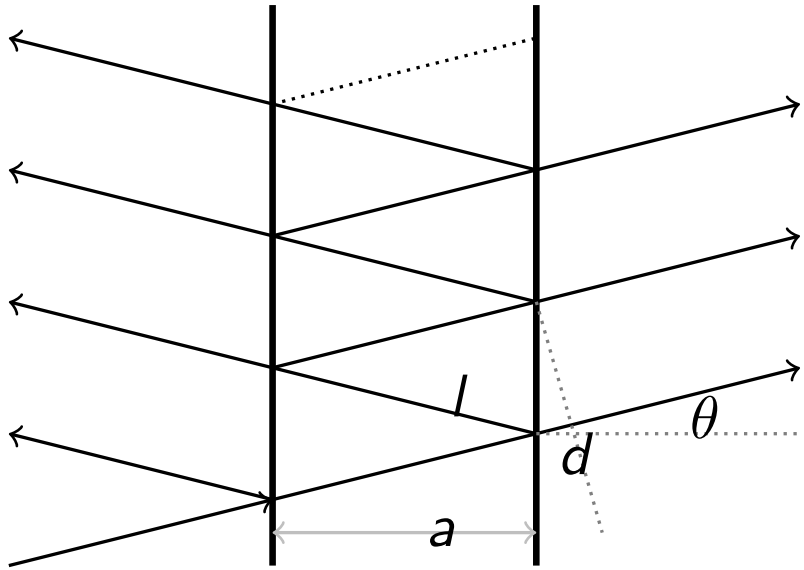
Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tre^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



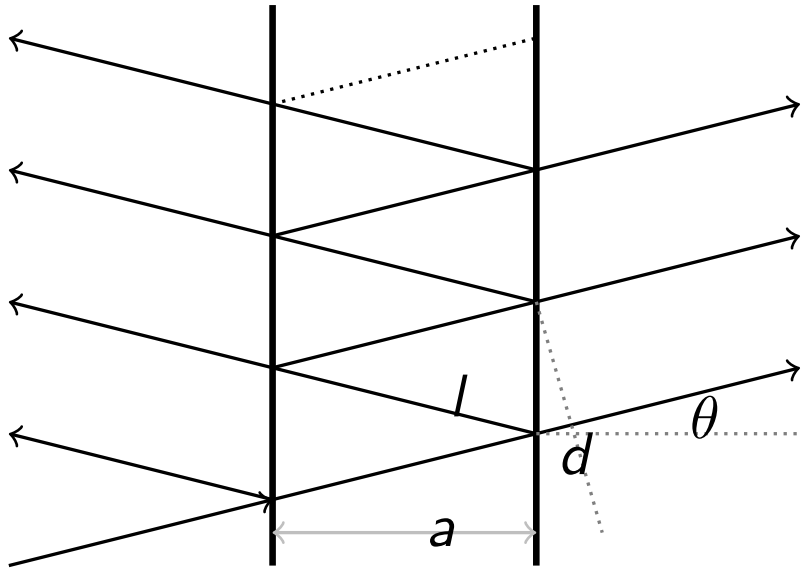
Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tre^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



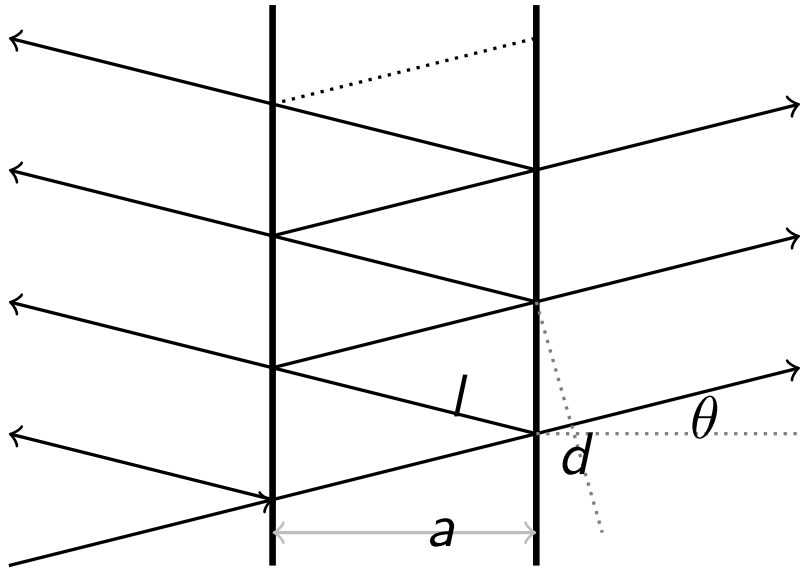
Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tre^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



Deuxième rayon transmis

- Amplitude incidente : $\mathcal{A}$
- Transmission : $t\mathcal{A}$
- Propagation : $te^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tre^{i(kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tre^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Réflexion : $tr^2e^{i(2kl)}\mathcal{A}$
- Propagation : $tr^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$
- Transmission : $t^2r^2e^{i(3kl)}\mathcal{A}$



VI Interférences à ondes multiples à l'infini

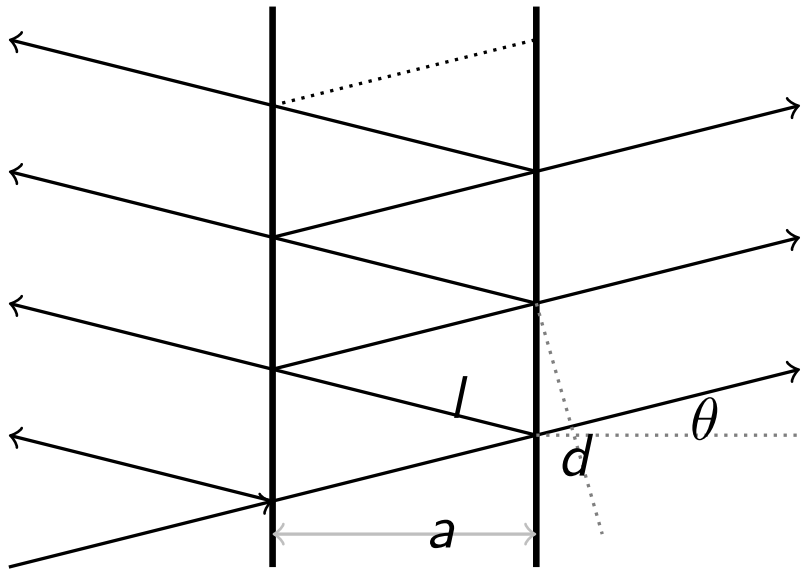
15 Réseaux de fentes fines
- Réseau infini : relation fondamentale des réseaux
- Réseaux finis

16 Interféromètre de Fabry-Pérot : faisceau transmis à l'infini
- Principe du Fabry-Pérot
- Intensité transmise

Les deux premiers faisceaux

Amplitudes complexes

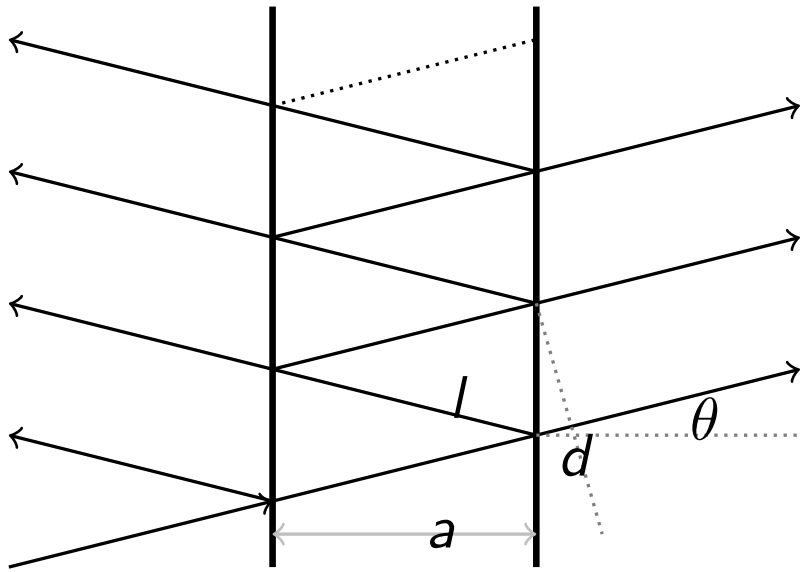
- Premier faisceau :
  $t^2 e^{ik(l+d)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :
  $t^2 r^2 e^{i(3kl)} \mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :
  $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



Les deux premiers faisceaux

Amplitudes complexes

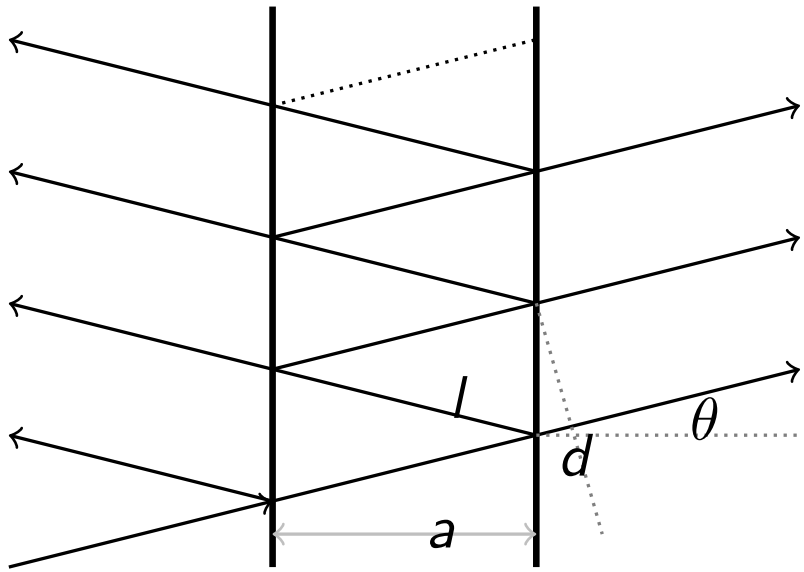
- Premier faisceau :
  $t^2 e^{ik(l+d)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :
  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :
  $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



Les deux premiers faisceaux

Amplitudes complexes

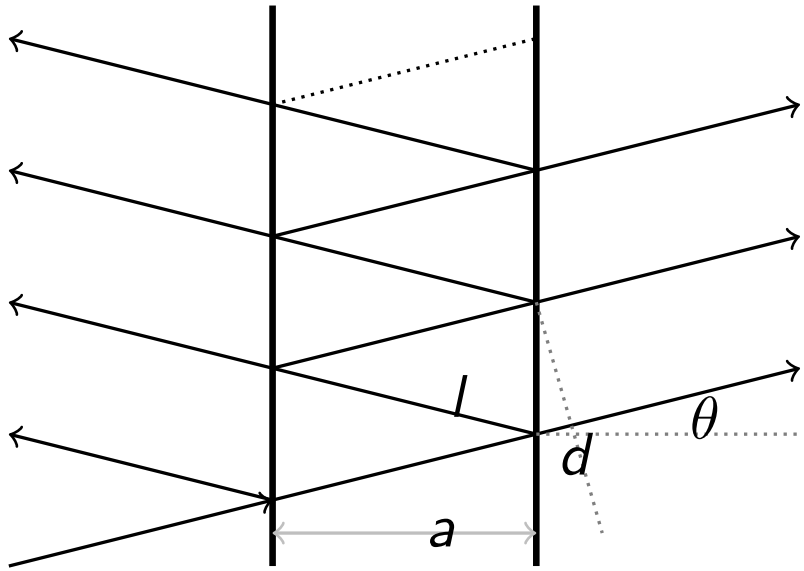
- Premier faisceau :
  $t^2 e^{ik(l+d)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :
  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :
  $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



Les deux premiers faisceaux

Amplitudes complexes

- Premier faisceau :
  $t^2 e^{ik(l+d)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :
  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :
  $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



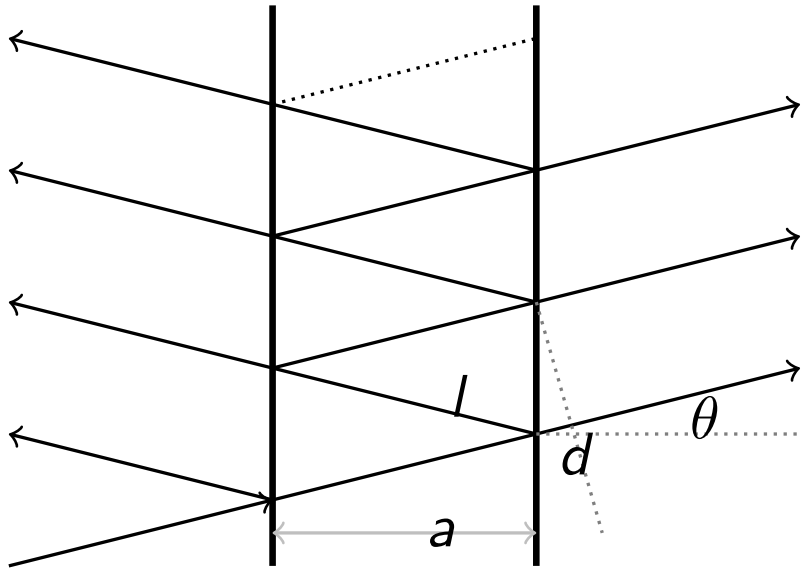
$2l - d$

$$\frac{2a}{\cos(\theta)} - (2a\tan(\theta))\sin(\theta)$$

Les deux premiers faisceaux

Amplitudes complexes

- Premier faisceau :
  $t^2 e^{ik(l+d)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :
  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :
  $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



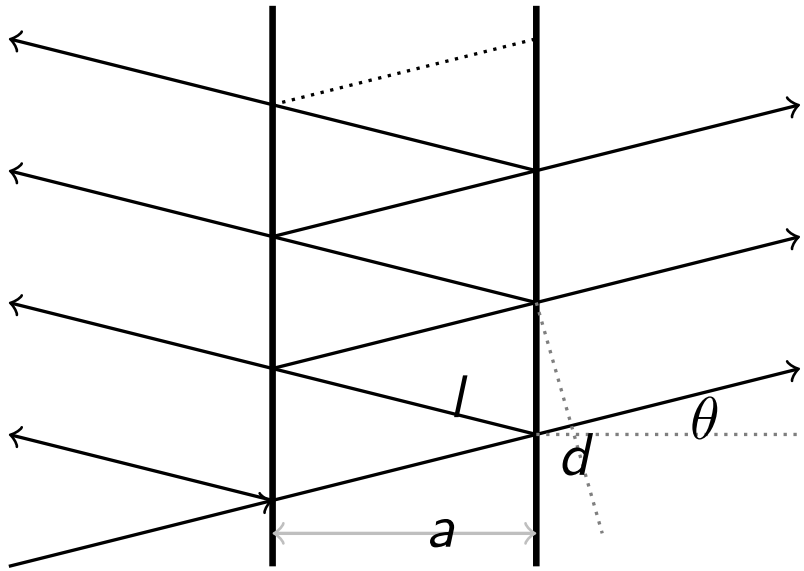
$2l - d$

$$\frac{2a}{\cos(\theta)} - 2a\frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)}$$

Les deux premiers faisceaux

Amplitudes complexes

- Premier faisceau :
  $t^2 e^{ik(l+d)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :
  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :
  $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



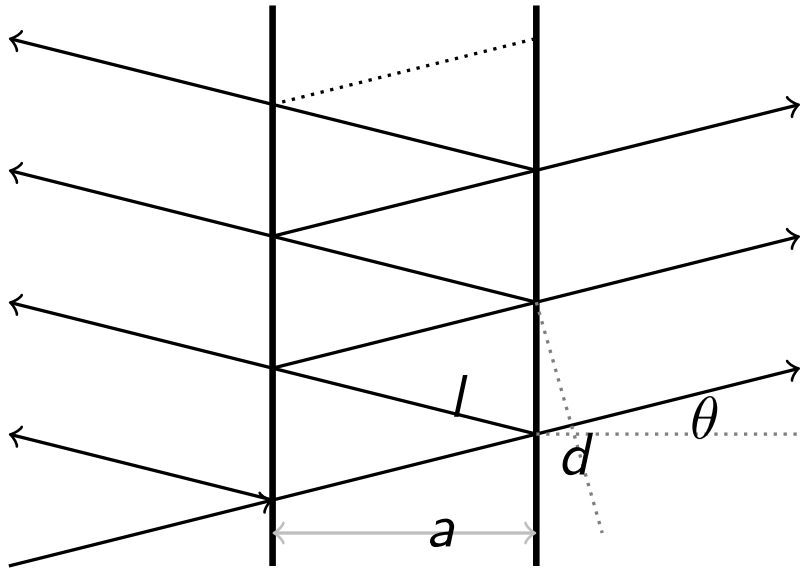
$2l - d$

$$\frac{2a}{\cos(\theta)} - 2a\frac{1-\cos^2(\theta)}{\cos(\theta)}$$

Les deux premiers faisceaux

Amplitudes complexes

- Premier faisceau :
  $t^2 e^{ik(l+d)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_0$
- Deuxième faisceau :
  $t^2 r^2 e^{i(3kl)}\mathcal{A} = \mathcal{A}_1$
- Rapport entre les deux :
  $q = \frac{\mathcal{A}_1}{\mathcal{A}_0} = r^2 e^{ik(2l-d)}$



$2l - d$

$$2a \times \cos(\theta)$$

Amplitude complexe résultante

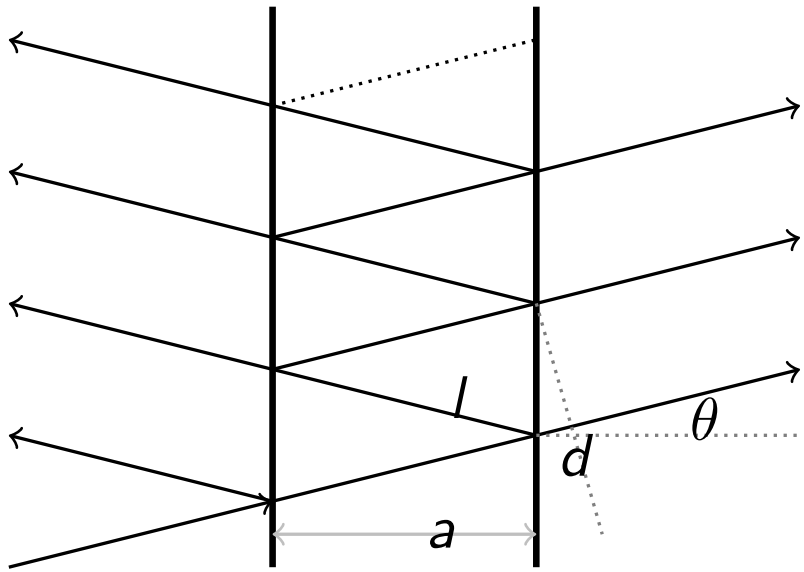
Interférence entre une infinité de faisceaux transmis

Amplitudes complexes

- Premier faisceau : $\mathcal{A}_0$
- Faisceau 2 : $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_0 q$
- Faisceau n : $\mathcal{A}_n = \mathcal{A}_0 q^n$

Une somme infinie

$$\sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{A}_i = \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}$$



Amplitude complexe résultante

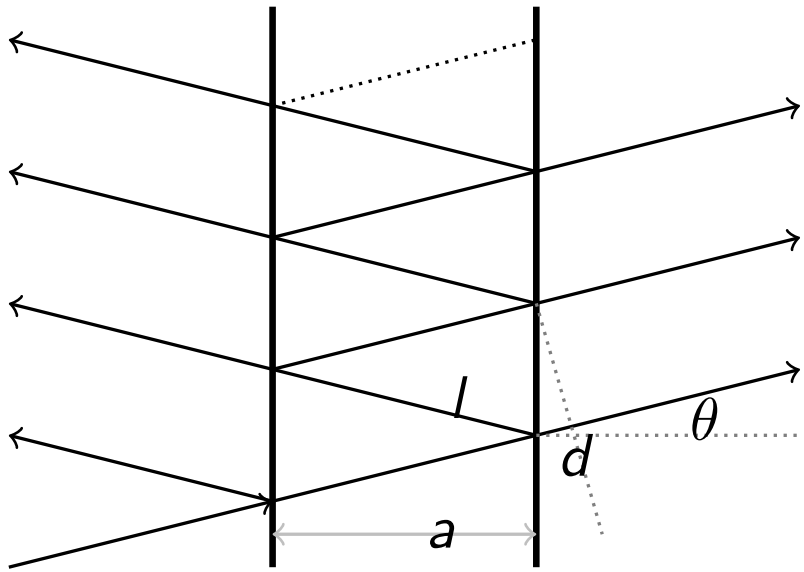
Interférence entre une infinité de faisceaux transmis

Amplitudes complexes

- Premier faisceau : $\mathcal{A}_0$
- Faisceau 2 : $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_0 q$
- Faisceau n : $\mathcal{A}_n = \mathcal{A}_0 q^n$

Une somme infinie

$$\sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{A}_i = \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}$$



Amplitude complexe résultante

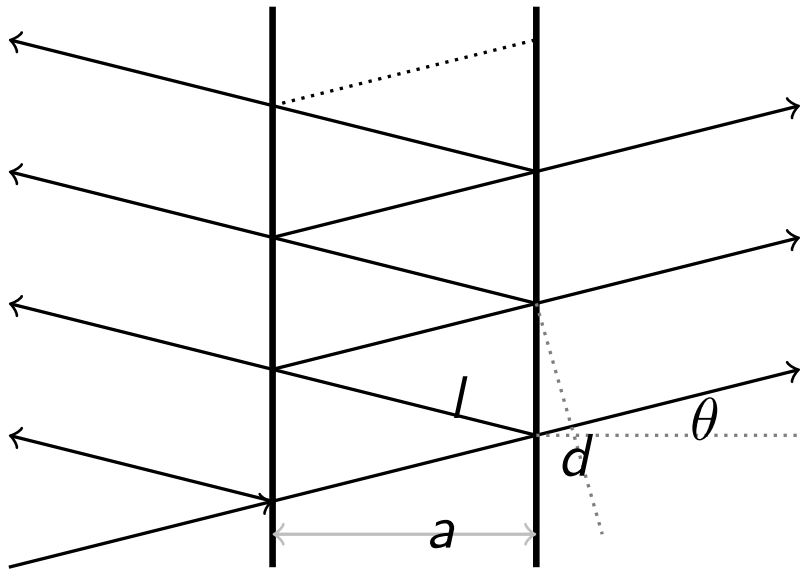
Interférence entre une infinité de faisceaux transmis

Amplitudes complexes

- Premier faisceau : $\mathcal{A}_0$
- Faisceau 2 : $\mathcal{A}_1 = \mathcal{A}_0 q$
- Faisceau n : $\mathcal{A}_n = \mathcal{A}_0 q^n$

Une somme infinie

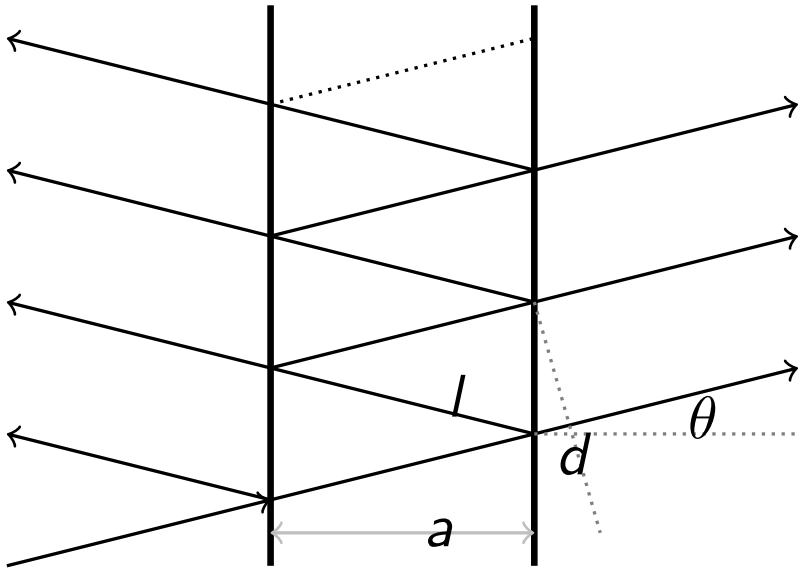
$$\sum_{i=0}^{\infty} \mathcal{A}_i = \mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}$$



Intensité transmise

Intensité transmise

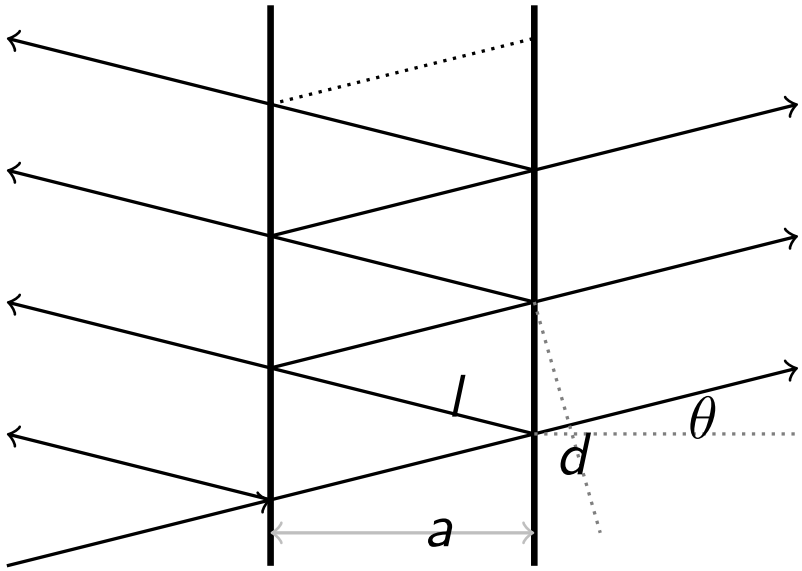
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\right)^*$
- $\mathcal{A}_0 {\mathcal{A}_0}^* \frac{1}{1-q-q^*+qq^*}$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Intensité transmise

Intensité transmise

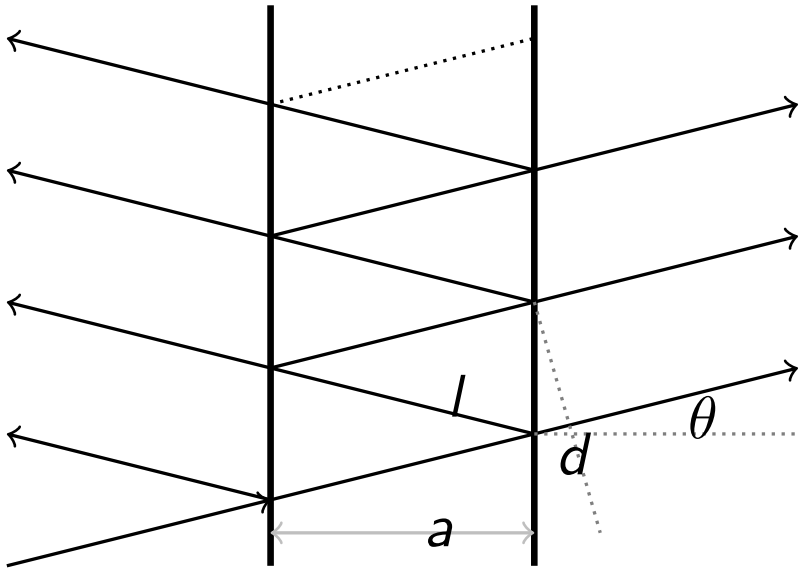
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\right)^*$
- $\mathcal{A}_0 {\mathcal{A}_0}^* \frac{1}{1-q-q^*+qq^*}$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Intensité transmise

Intensité transmise

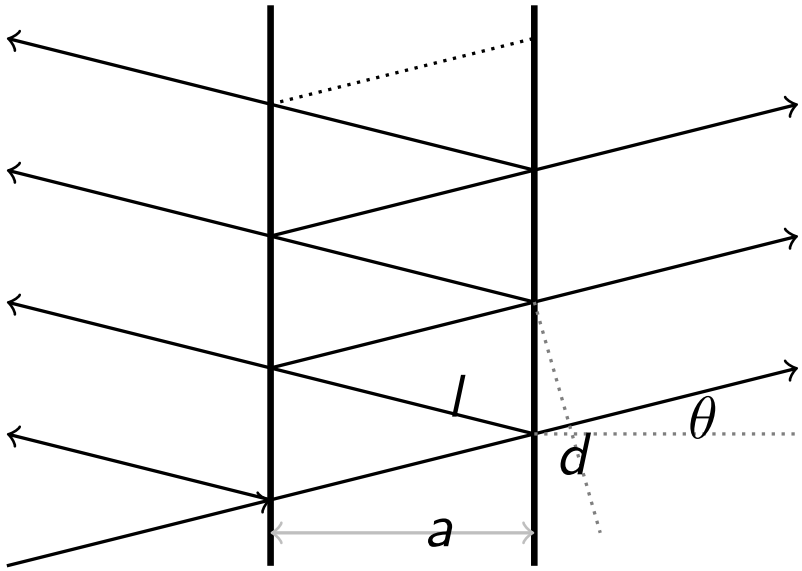
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\right)^*$
- $\mathcal{A}_0 {\mathcal{A}_0}^* \frac{1}{1-q-q^*+qq^*}$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Intensité transmise

Intensité transmise

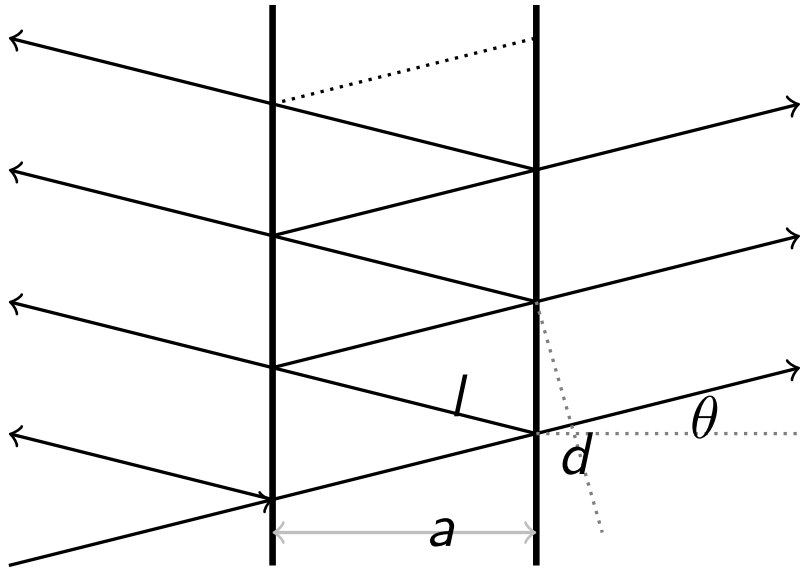
- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q}\right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Toujours l'intensité

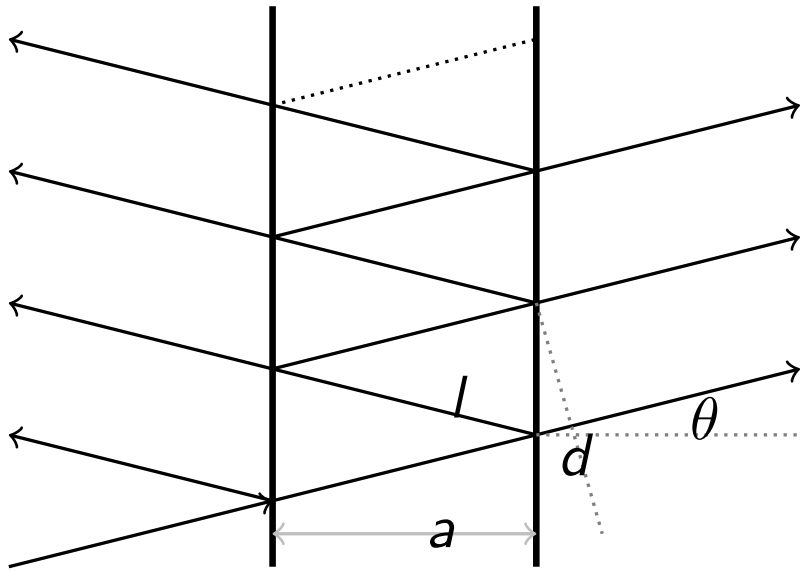
$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

- $\mathcal{I}\frac{|t|^4}{1+|r|^4-2|r|^2\cos(2ka\cos(\theta))}$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Toujours l'intensité

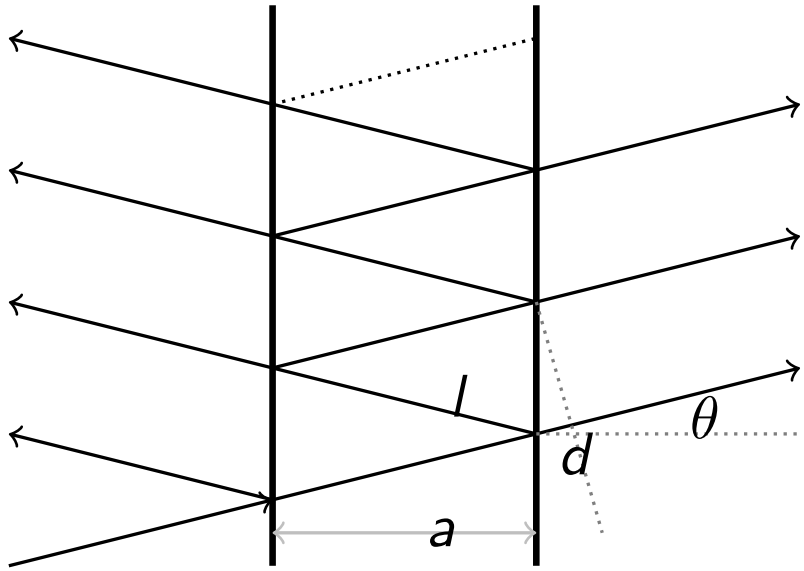
$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

- $\mathcal{I} \frac{T^2}{1+R^2-2R\cos(2ka\cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Toujours l'intensité

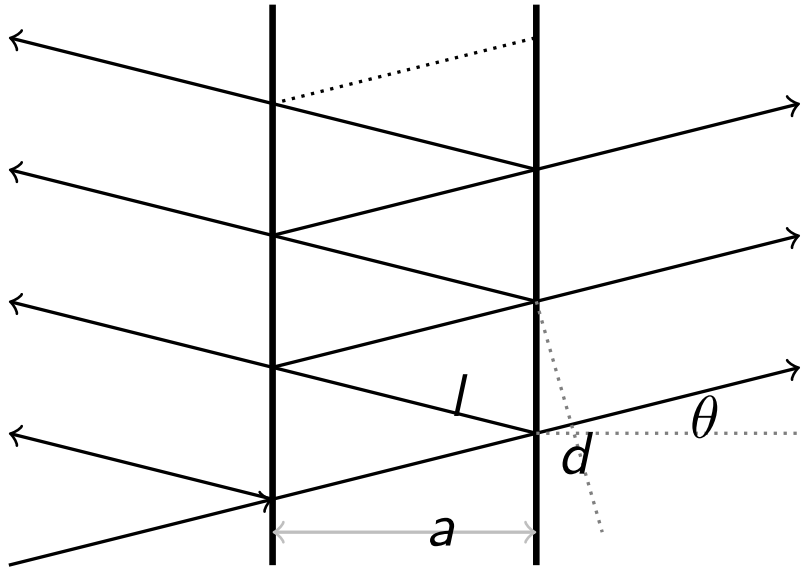
$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

- $\mathcal{I} \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R\left(1-2\sin^2(ka\cos(\theta))\right)}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Toujours l'intensité

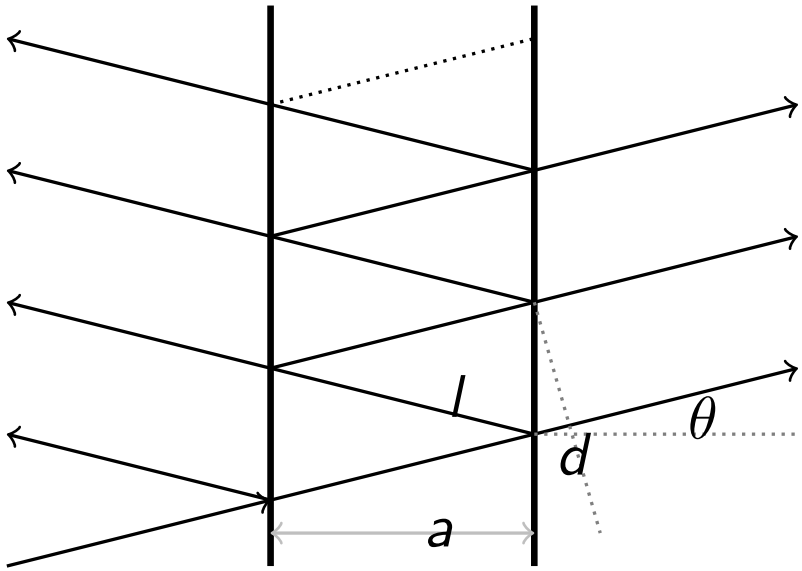
$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

- $\mathcal{I} \frac{(1-R)^2}{1+R^2-2R+4R\sin^2(ka\cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Toujours l'intensité

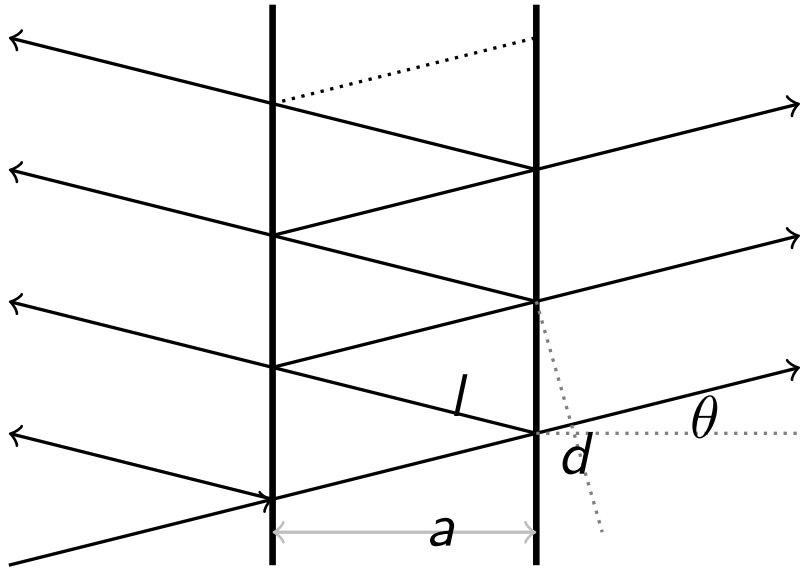
$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

- $\mathcal{I} \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2+4R\sin^2(ka\cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$



Toujours l'intensité

$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

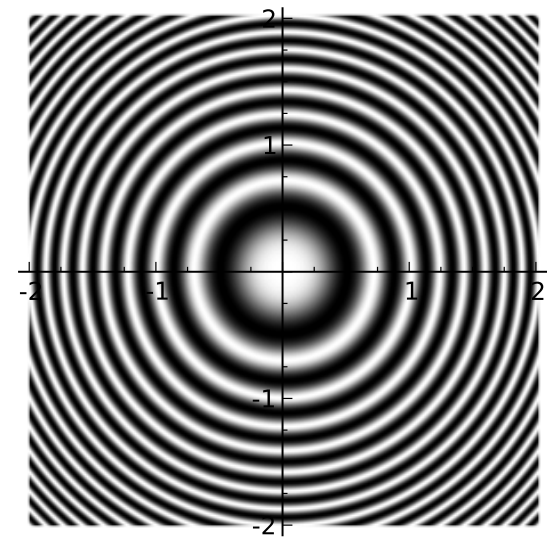
- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F\sin^2(ka\cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$, $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$

$R = 0.1$



Toujours l'intensité

$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

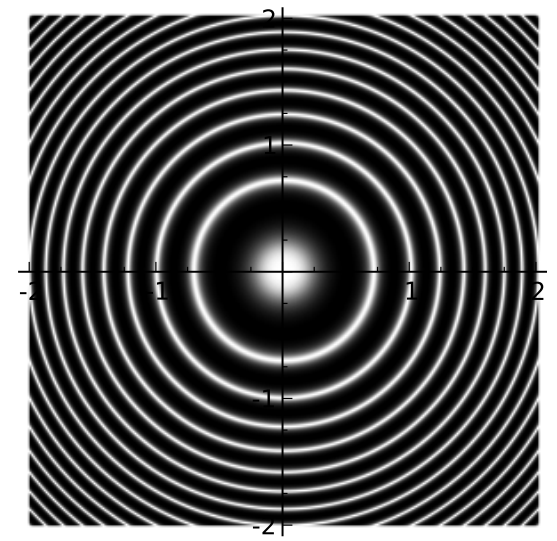
- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F\sin^2(ka\cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$, $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$

$R = 0.5$



Toujours l'intensité

$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

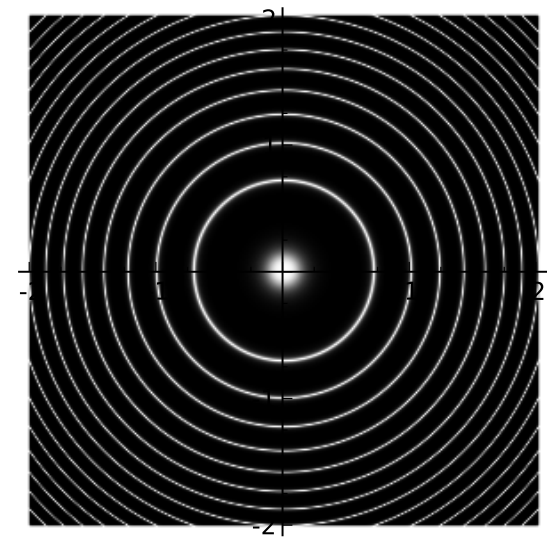
- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F\sin^2(ka\cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$, $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

Intensité transmise

Intensité transmise

- $\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \left(\mathcal{A}_0 \frac{1}{1-q} \right)^*$
- $|\mathcal{A}_0|^2 \frac{1}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$
- $|\mathcal{A}|^2 \frac{|t|^4}{1+|q|^2-2\mathcal{R}e(q)}$

$R = 0.8$



Toujours l'intensité

$q = r^2 e^{2ika\cos(\theta)}$

- $\mathcal{I} \frac{1}{1+F\sin^2(ka\cos(\theta))}$
- $R = |r|^2$, $T = |t|^2$, $R + T = 1$, $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$

Partie VII

Diffraction à l'infini

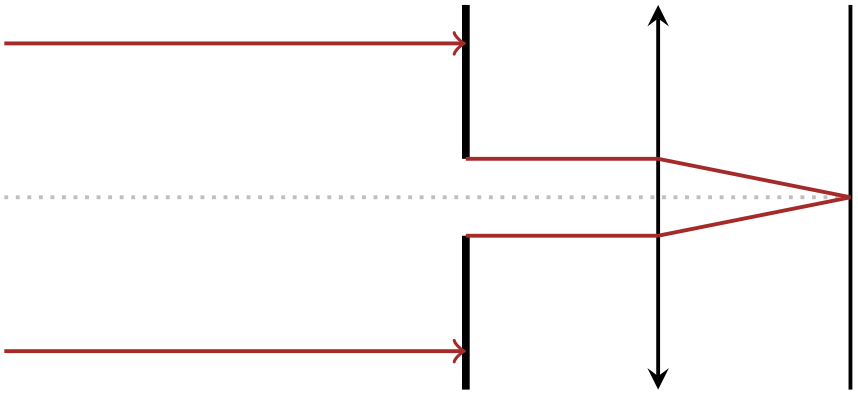
VII Diffraction à l'infini

17 Diffraction par une fente rectangulaire
- Principe de Huygens
- Calcul de la figure de diffraction
- Observons

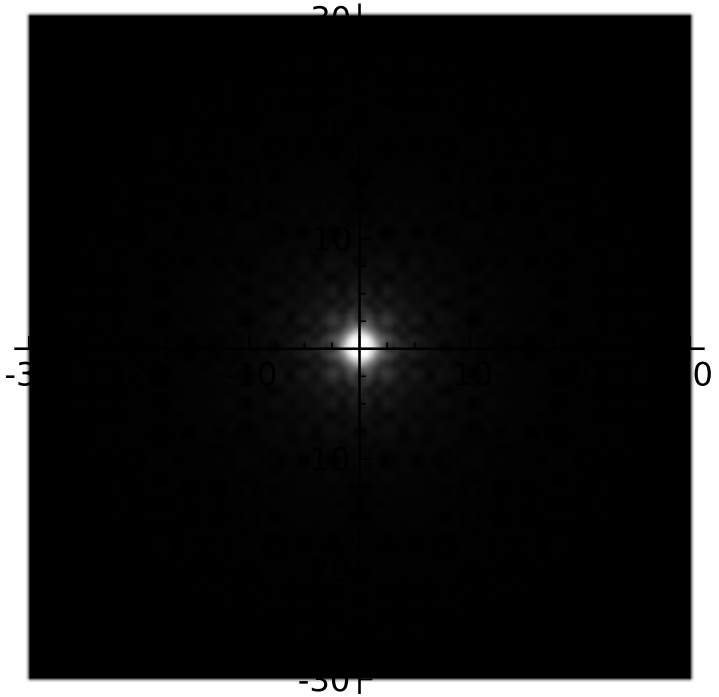
18 Diffraction par d'autres ouvertures
- Diffraction par un réseau de fentes
- Diffraction par une ouverture circulaire
- Théorème de Babinet

Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

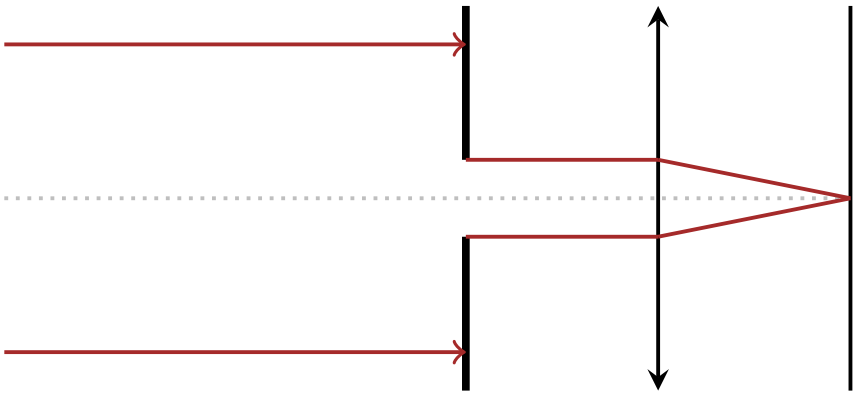


Grande ouverture

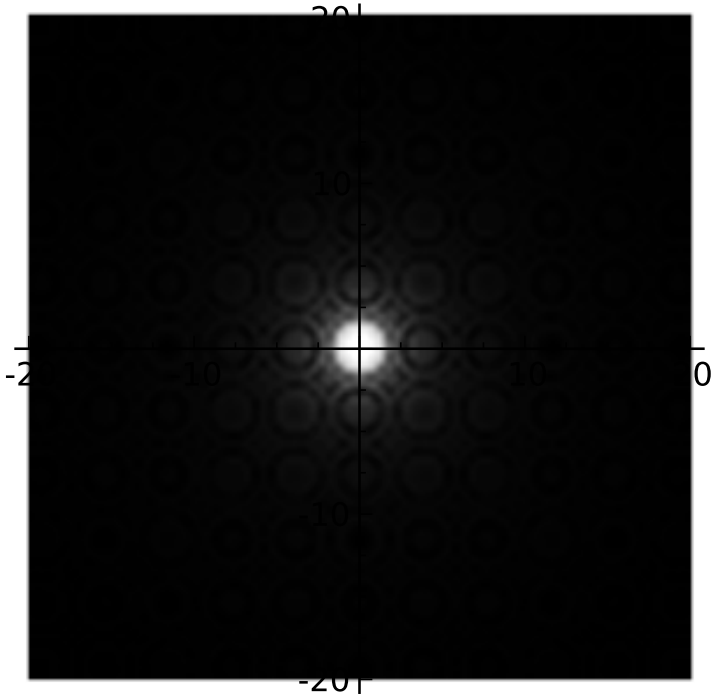


Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

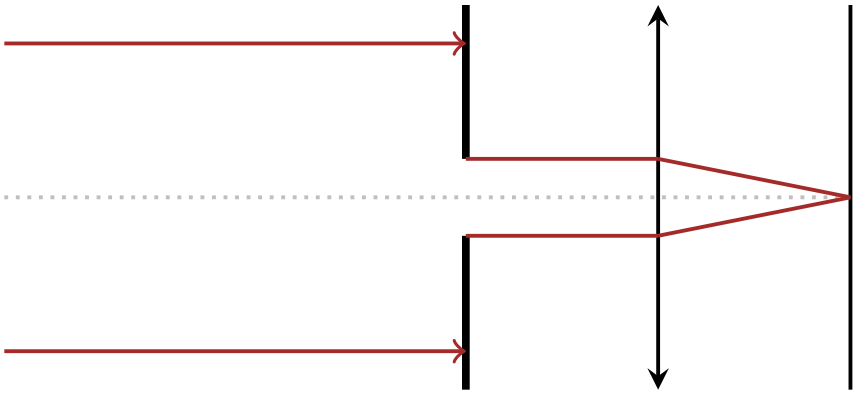


Je diminue l'ouverture

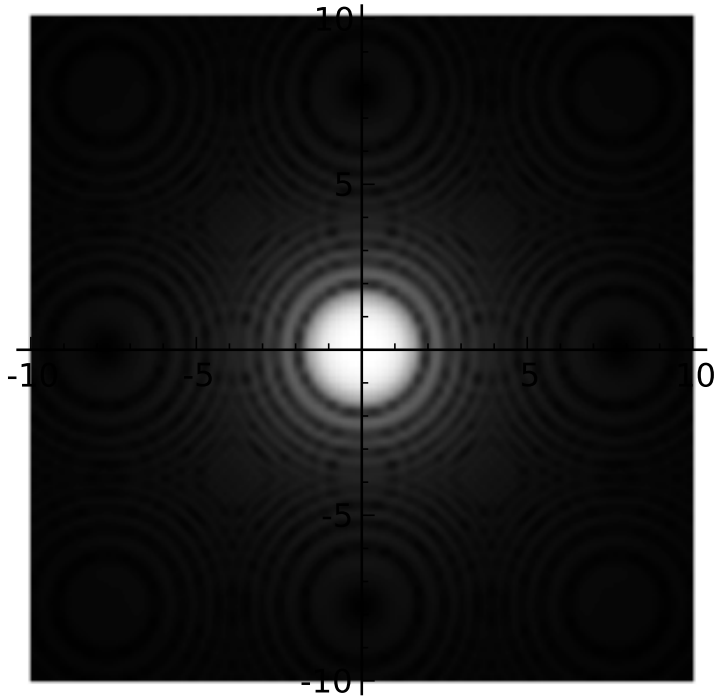


Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

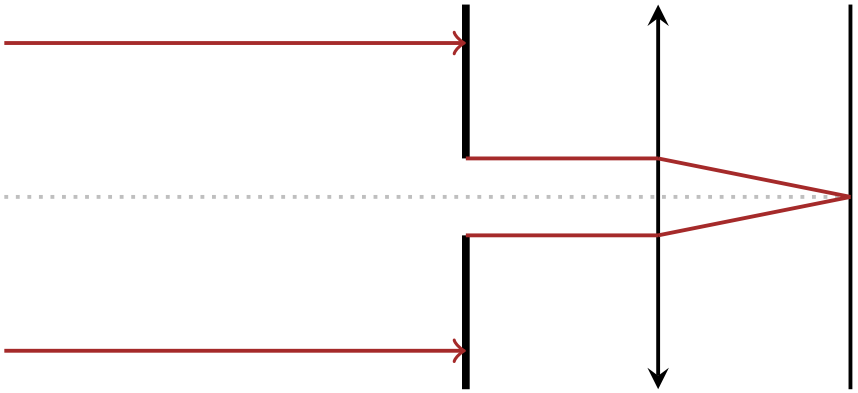


Je diminue l'ouverture

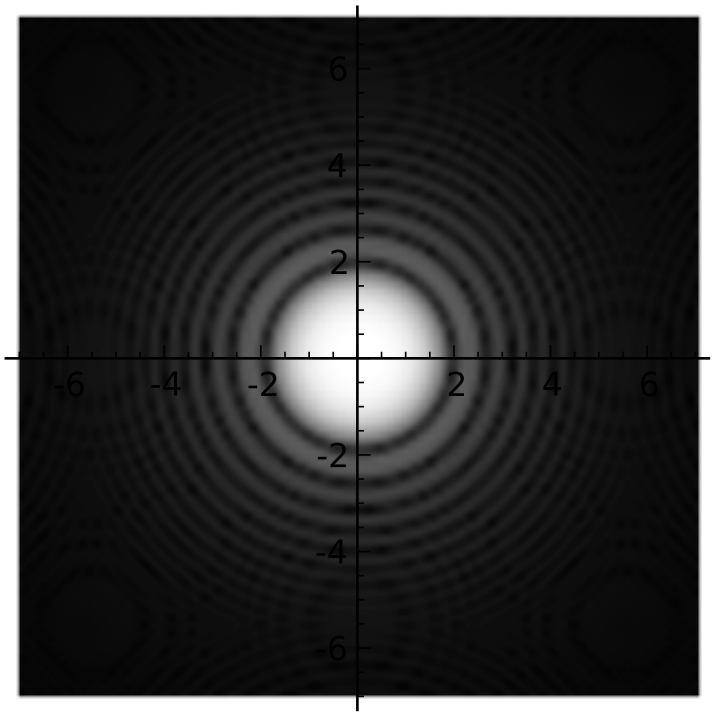


Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction

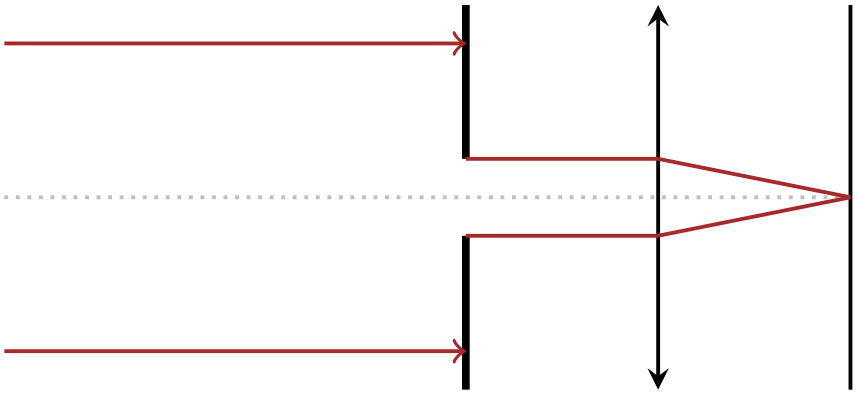


Je diminue l'ouverture

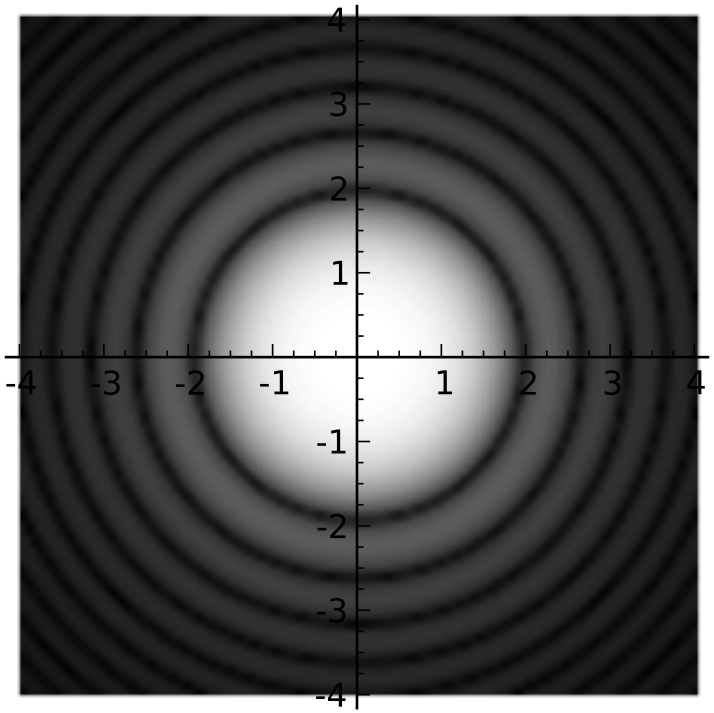


Diffraction par une ouverture circulaire

Une première approche de la diffraction



Petite ouverture



VII Diffraction à l'infini

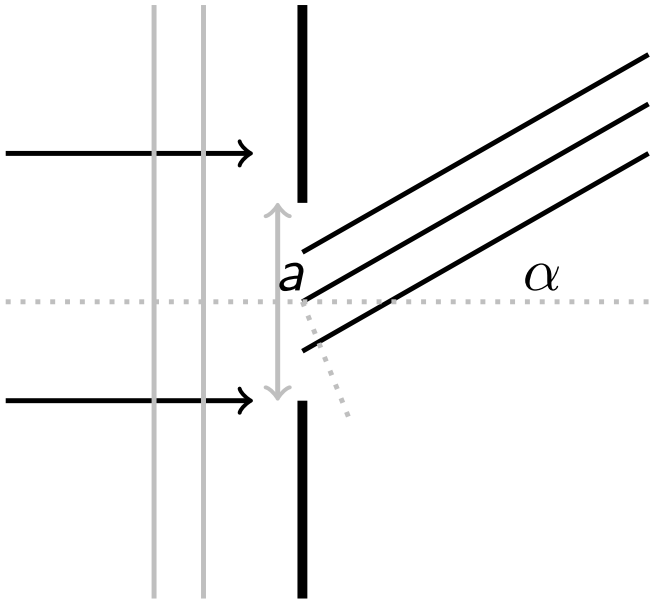
17 Diffraction par une fente rectangulaire
- Principe de Huygens
- Calcul de la figure de diffraction
- Observons

18 Diffraction par d'autres ouvertures
- Diffraction par un réseau de fentes
- Diffraction par une ouverture circulaire
- Théorème de Babinet

Diffraction par une ouverture

Principe de Huygens

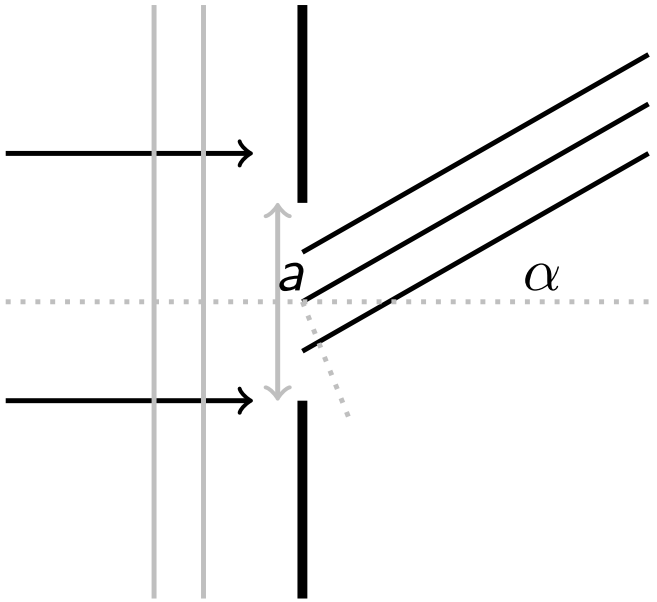
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



Diffraction par une ouverture

Principe de Huygens

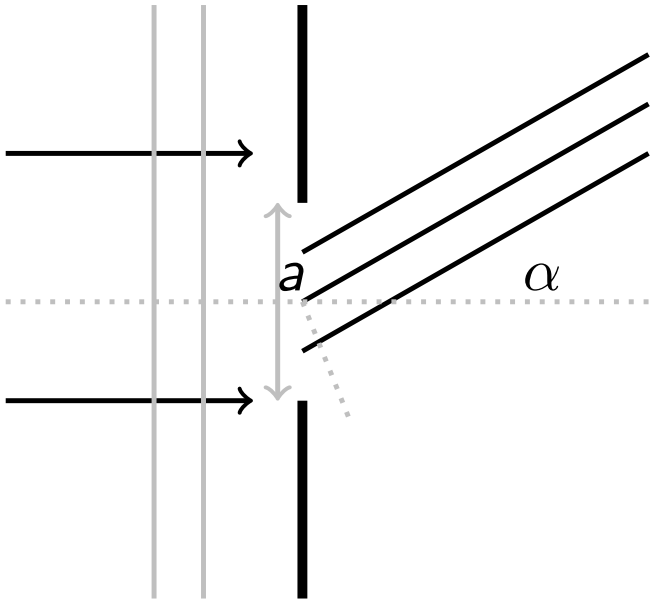
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



Diffraction par une ouverture

Principe de Huygens

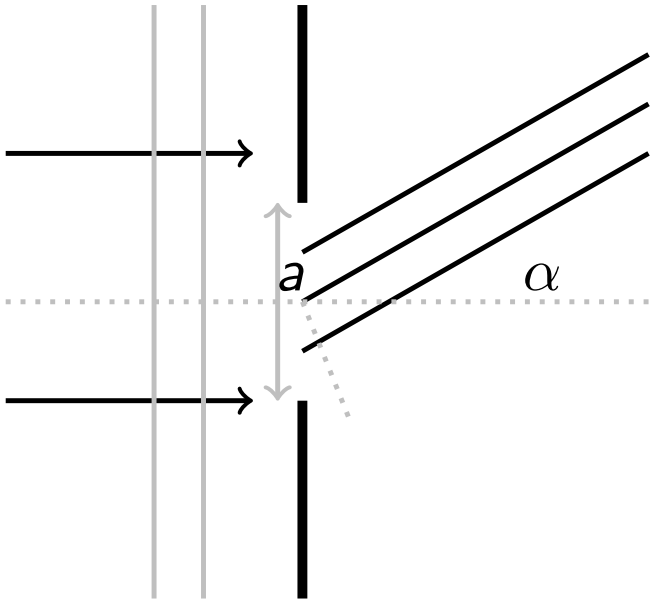
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



Diffraction par une ouverture

Principe de Huygens

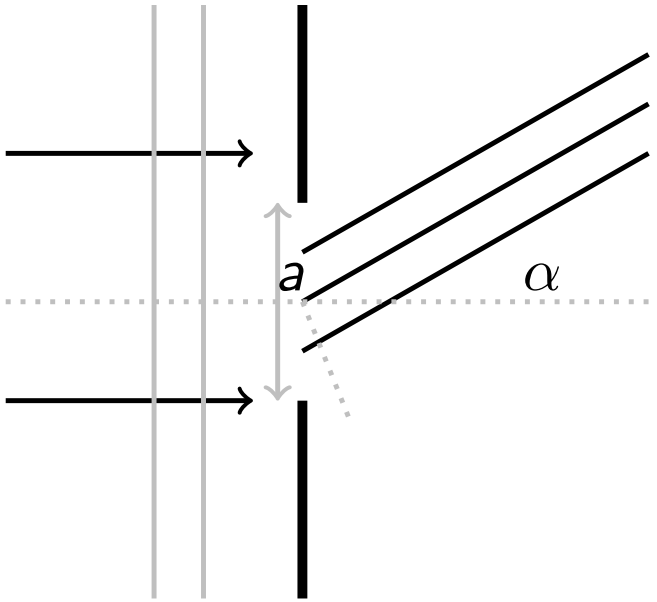
- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



Diffraction par une ouverture

Principe de Huygens

- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



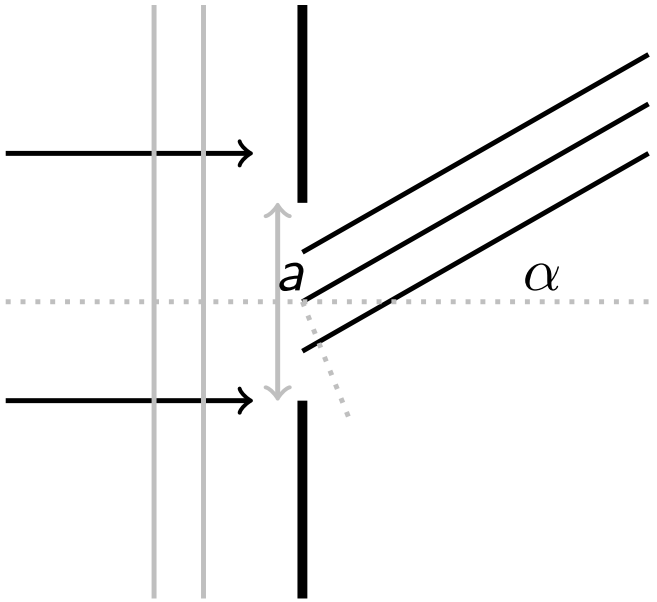
Ce sont des interférences à ondes multiples

- Mais on ne peut pas faire de somme discrète
- Il faut faire une somme continue sur l'ouverture : une intégrale

Diffraction par une ouverture

Principe de Huygens

- Chaque point est une source ponctuelle
- Il y en a une infinité
- Elles sont cohérentes entre elles
- Elles interfèrent toutes



Ce sont des interférences à ondes multiples

- Mais on ne peut pas faire de somme discrète
- Il faut faire une somme continue sur l'ouverture : une intégrale

VII Diffraction à l'infini

17 Diffraction par une fente rectangulaire
- Principe de Huygens
- Calcul de la figure de diffraction
- Observons

18 Diffraction par d'autres ouvertures
- Diffraction par un réseau de fentes
- Diffraction par une ouverture circulaire
- Théorème de Babinet

Diffraction : une intégrale

Référence de phase

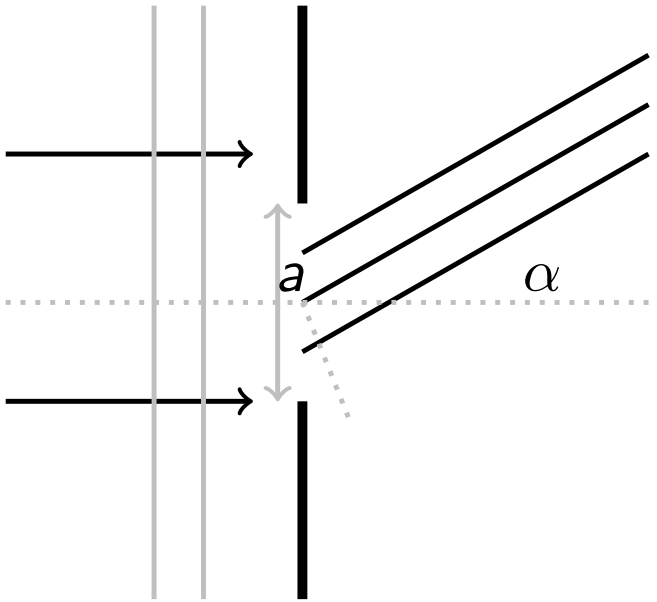
Intersection axe/masque

Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée x
- $\delta(x) = -x\sin(\alpha)$
- $\delta(x) = -x\alpha$

Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée x
- $\underline{s}(x) = e^{ikx\alpha}$



Diffraction : une intégrale

Référence de phase

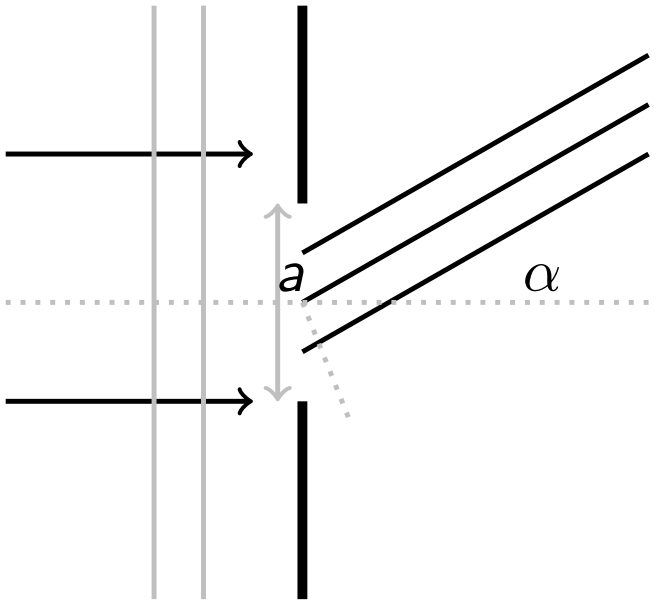
Intersection axe/masque

Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée x
- $\delta(x) = -x\sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée x
- $\underline{s}(x) = \underline{s}_0 e^{-jkx\alpha}$



Diffraction : une intégrale

Référence de phase

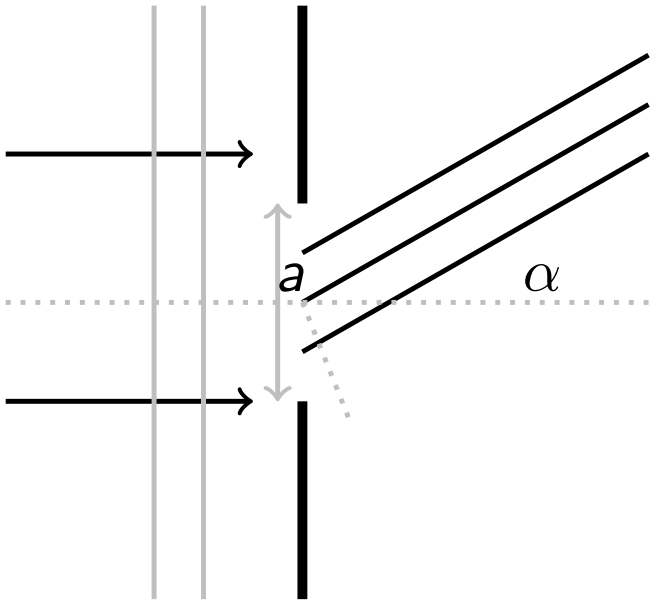
Intersection axe/masque

Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée x
- $\delta(x) = -x\sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée x
- $(x, t) \to e^{i(\omega t - kx\alpha)}$



Diffraction : une intégrale

Référence de phase

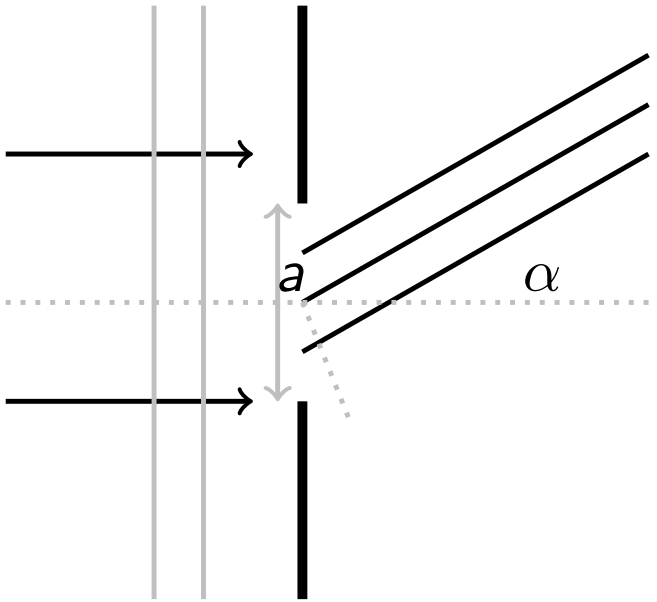
Intersection axe/masque

Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée x
- $\delta(x) = -x\sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée x
- $(Adx)\, e^{i(-kx\alpha)}$



Diffraction : une intégrale

Référence de phase

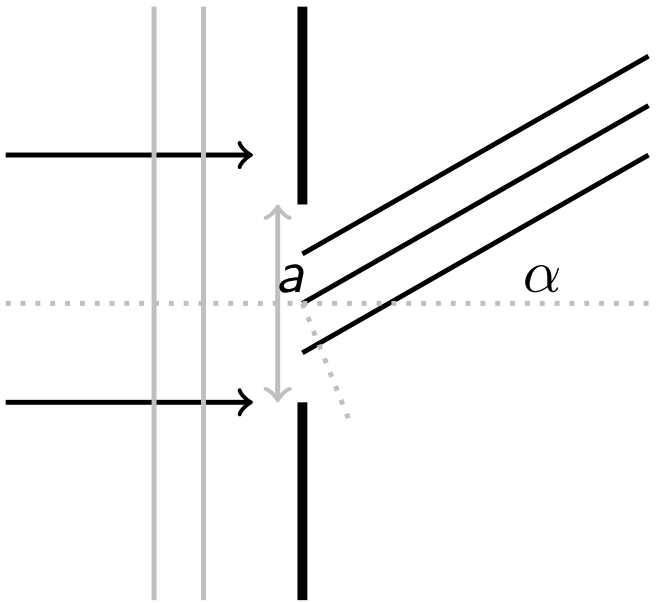
Intersection axe/masque

Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée x
- $\delta(x) = -x \sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée x
- $(\mathcal{A}dx)\, e^{i(-kx\alpha)}$



Diffraction : une intégrale

Référence de phase

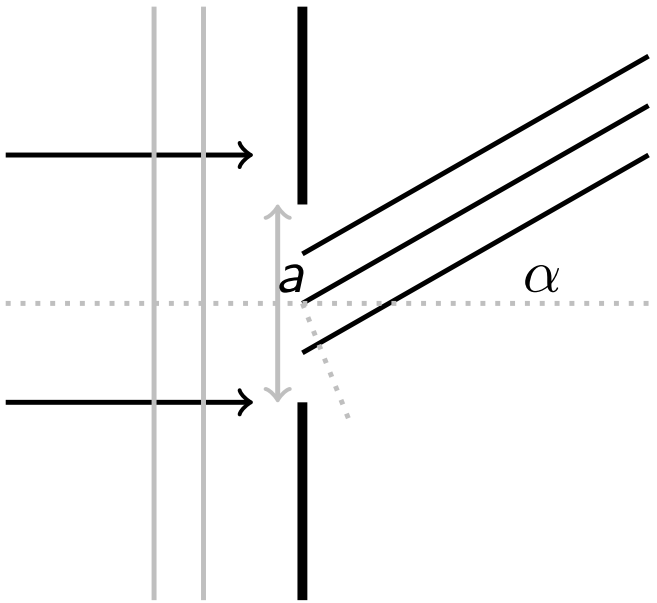
Intersection axe/masque

Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée x
- $\delta(x) = -x\sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$

Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée x
- $(\mathcal{A}dx)\, e^{i(-kx\alpha)}$



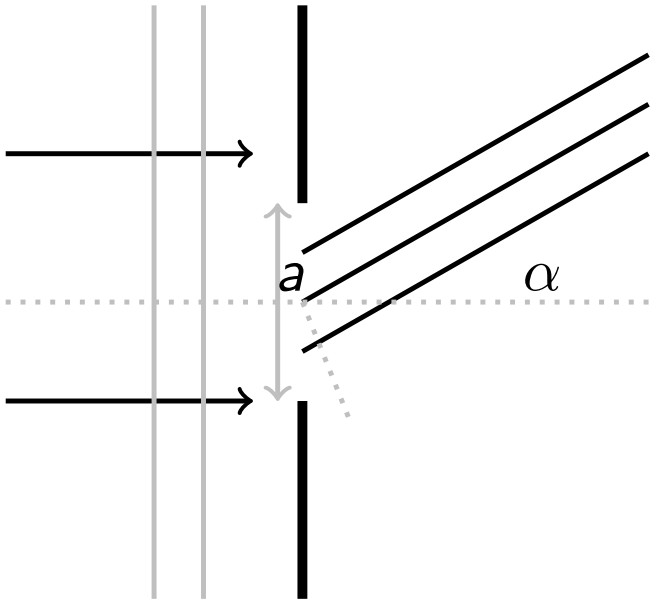
Diffraction : une intégrale

Référence de phase

Intersection axe/masque

Différence de marche

- Faisceau d'ordonnée x
- $\delta(x) = -x\sin(\alpha)$
- $\delta(x) \approx -x\alpha$



Amplitudes complexes

- Faisceau d'ordonnée x
- $(\mathcal{A}dx)\, e^{i(-kx\alpha)}$

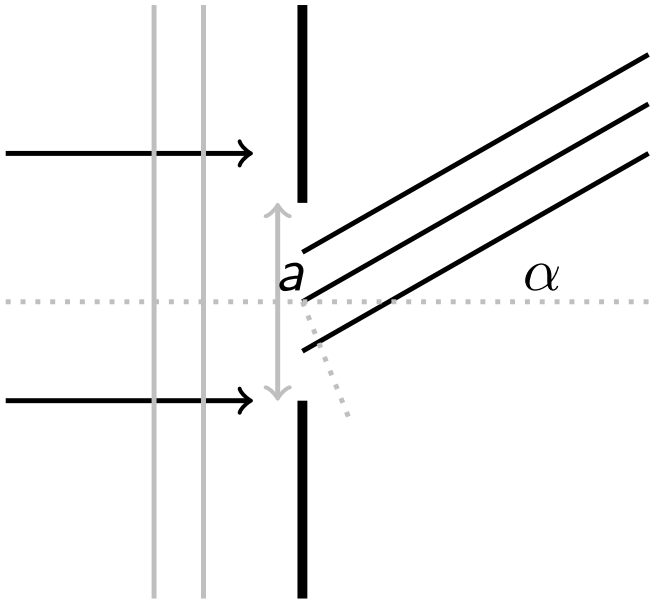
Amplitude diffractée

$$\mathcal{A}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{i(-kx\alpha)}dx$$

Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

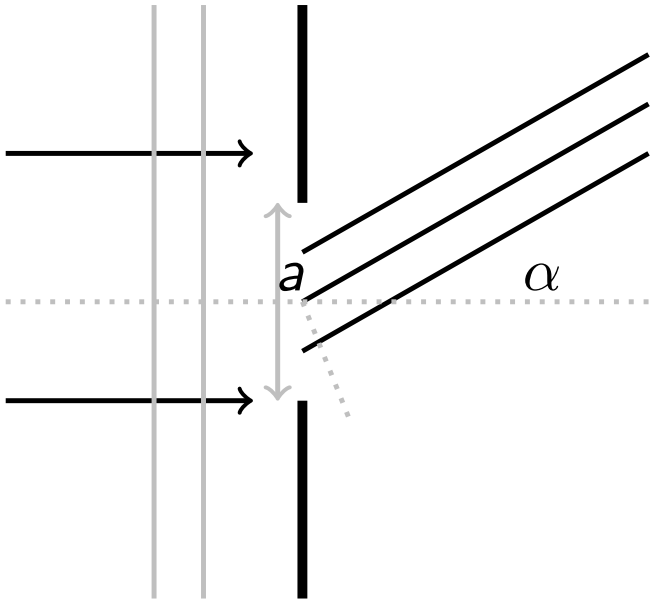
$$\mathcal{A} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{i(-kx\alpha)} dx$$



Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

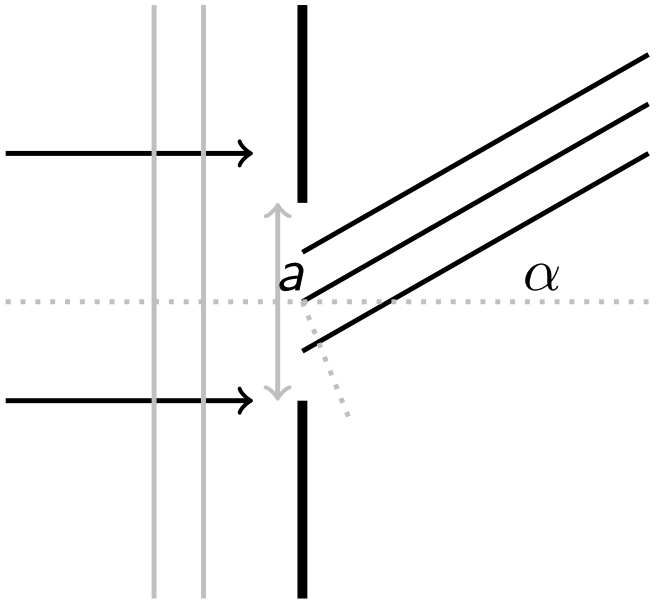
$$\mathcal{A}\frac{e^{i\left(\frac{ak\alpha}{2}\right)}-e^{i\left(-\frac{ak\alpha}{2}\right)}}{ik\alpha}$$



Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

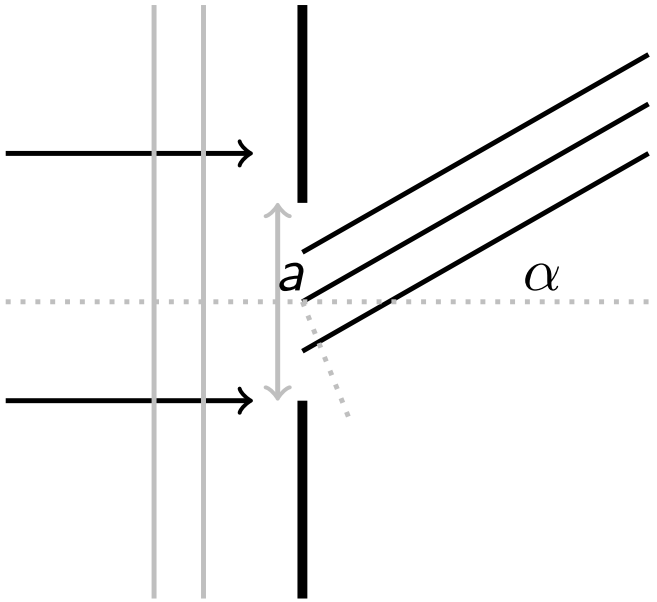
$$\mathcal{A}\frac{2\sin\left(\frac{ak\alpha}{2}\right)}{k\alpha}$$



Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

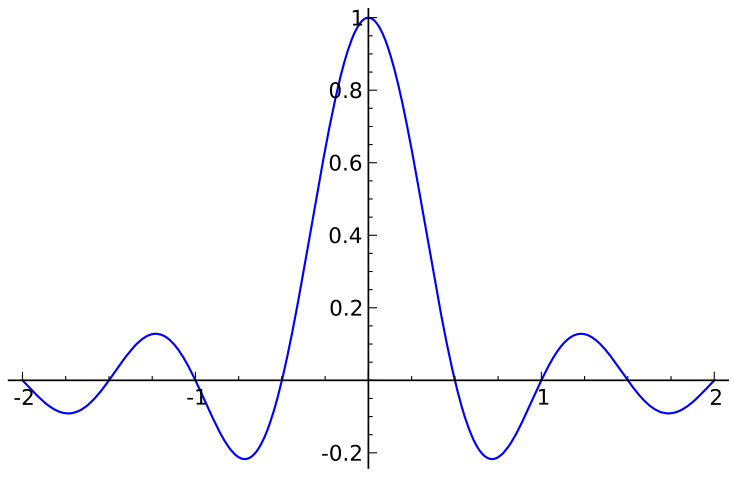
$$\mathcal{A}a\text{sinc}\left(\frac{ak\alpha}{2}\right)$$



Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude diffractée

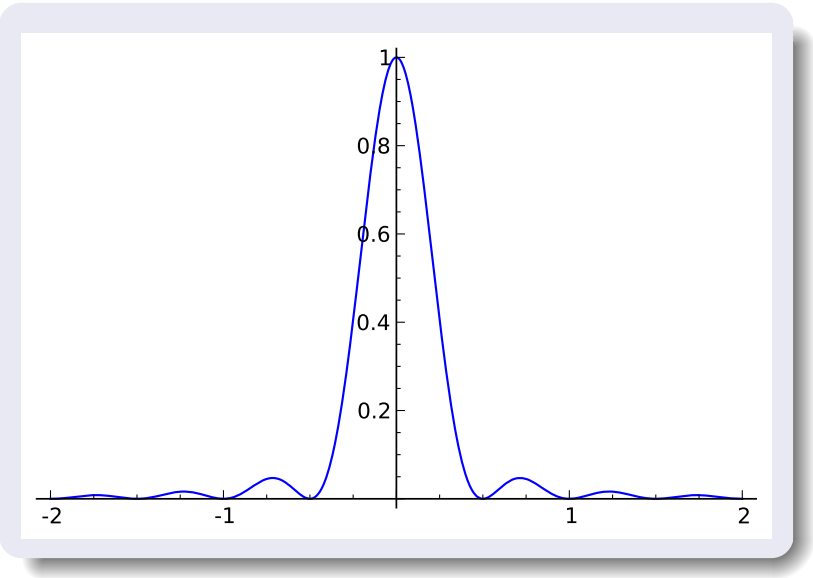
$$\mathcal{A}a\text{sinc}\left(\pi\frac{a}{\Lambda}\alpha\right)$$



Calcul de l'intensité diffractée

Intensité diffractée

$$\mathcal{A}^2 a^2 \mathrm{sinc}^2\left(\pi \frac{a}{\Lambda}\alpha\right)$$

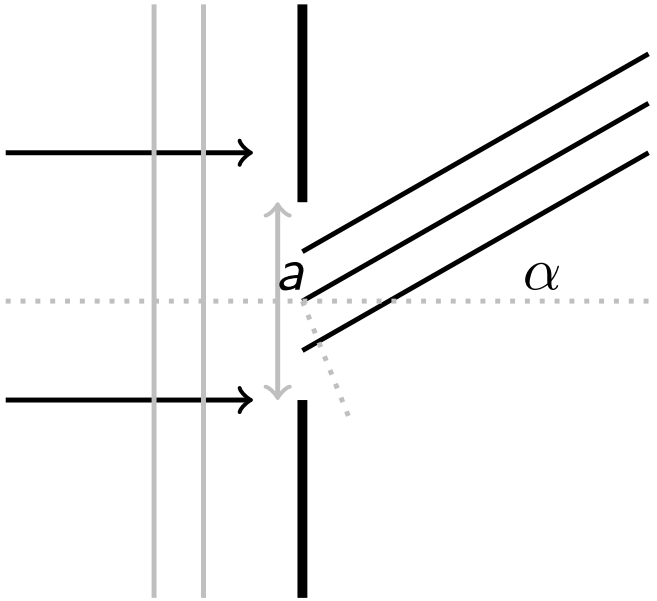


Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

Amplitude diffractée

$$\mathcal{A}\int_{x=-\frac{a}{2}}^{x=\frac{a}{2}}\int_{y=-\frac{b}{2}}^{y=\frac{b}{2}} e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\,dxdy$$

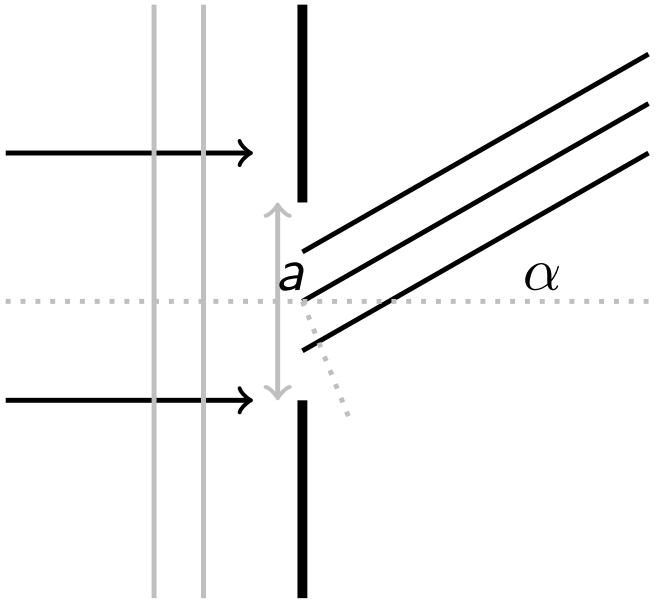


Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

Amplitude diffractée

$$\mathcal{A} \int_{\substack{x=-\frac{a}{2} \\ y=-\frac{b}{2}}}^{\substack{x=\frac{a}{2} \\ y=\frac{b}{2}}} e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\,dxdy$$



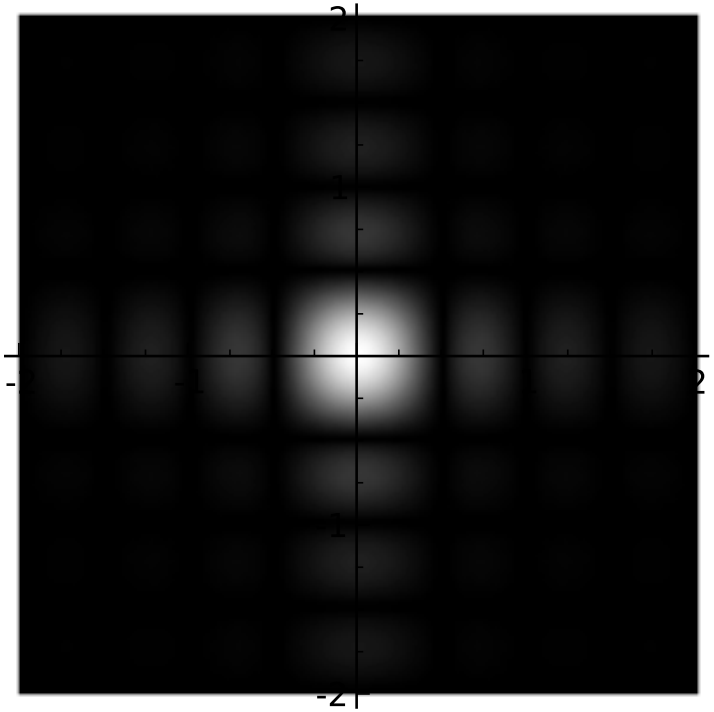
$$\mathcal{A} \int_{x=-\frac{a}{2}}^{x=\frac{a}{2}} e^{i(-kx\alpha)}\,dx \times \int_{y=-\frac{b}{2}}^{y=\frac{b}{2}} e^{i(-ky\beta)}\,dy$$

Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

Amplitude diffractée

$$\mathcal{A}\int_{x=-\frac{a}{2}}^{x=\frac{a}{2}}\int_{y=-\frac{b}{2}}^{y=\frac{b}{2}} e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\,dxdy$$



Intensité diffractée

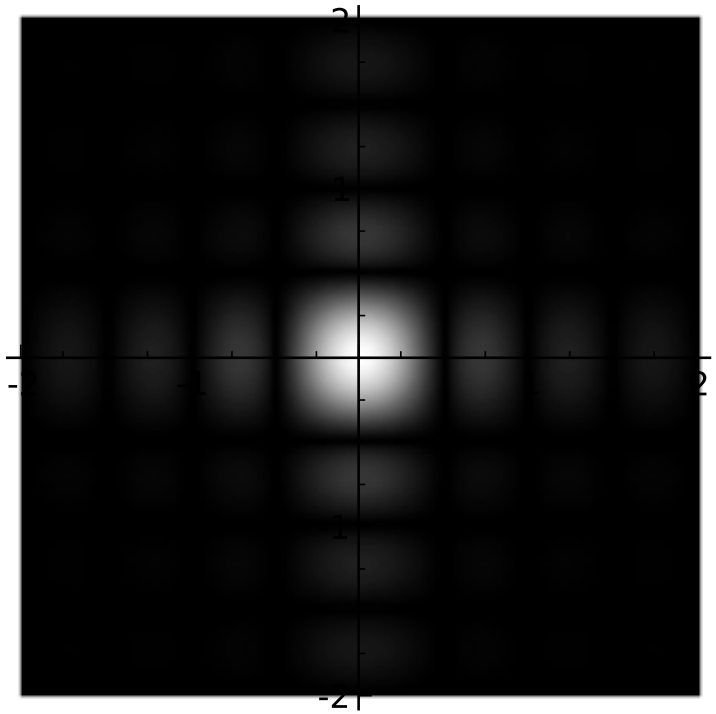
$$\mathcal{A}^2a^2b^2\mathrm{sinc}^2\left(\pi\frac{a}{\lambda}\alpha\right)\mathrm{sinc}^2\left(\pi\frac{b}{\lambda}\beta\right)$$

Ouverture rectangulaire

Nous avons oublié une dimension

Amplitude diffractée

$$\mathcal{A}\int_{x=-\frac{a}{2}}^{x=\frac{a}{2}}\int_{y=-\frac{b}{2}}^{y=\frac{b}{2}} e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\,dxdy$$



Intensité diffractée — incidence (α_i, β_i)

$$\mathcal{A}^2 a^2 b^2 \mathrm{sinc}^2\left(\pi\frac{a}{\Lambda}(\alpha-\alpha_i)\right)\mathrm{sinc}^2\left(\pi\frac{b}{\Lambda}(\beta-\beta_i)\right)$$

VII Diffraction à l'infini

17 Diffraction par une fente rectangulaire
- Principe de Huygens
- Calcul de la figure de diffraction
- Observons

18 Diffraction par d'autres ouvertures
- Diffraction par un réseau de fentes
- Diffraction par une ouverture circulaire
- Théorème de Babinet

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic centrale : $2\frac{f'\Lambda}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, le calcul se complique

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central : $2\frac{f'\Lambda}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, le calcul se complique

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central : $2\frac{\Lambda f}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on veut pas à l'infini, le calcul se complique

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central : $2\frac{\Lambda f}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, le calcul se complique

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central : $2\frac{\Lambda f}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, les calculs se compliquent

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central : $2\frac{\Lambda f}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, les calculs se compliquent...

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central : $2\frac{\Lambda f}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, les calculs se compliquent...

Quelques remarques...

Influence de la taille de la fente

- Ouverture angulaire du pic central : $2\frac{\Lambda}{a}$
- Les deux dimensions sont indépendantes : $a \rightleftarrows b$
- Cas limite de largeur nulle : source ponctuelle

Observation de la figure d'interférence

- A l'infini
- Au foyer d'une lentille (largeur du pic central : $2\frac{\Lambda f}{a}$)

Diffraction à l'infini

- Aussi appelée diffraction de Fraunhofer
- C'est le cas le plus simple
- Si l'on est pas à l'infini, les calculs se compliquent...

VII Diffraction à l'infini

17 Diffraction par une fente rectangulaire
- Principe de Huygens
- Calcul de la figure de diffraction
- Observons

18 Diffraction par d'autres ouvertures
- Diffraction par un réseau de fentes
- Diffraction par une ouverture circulaire
- Théorème de Babinet

Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

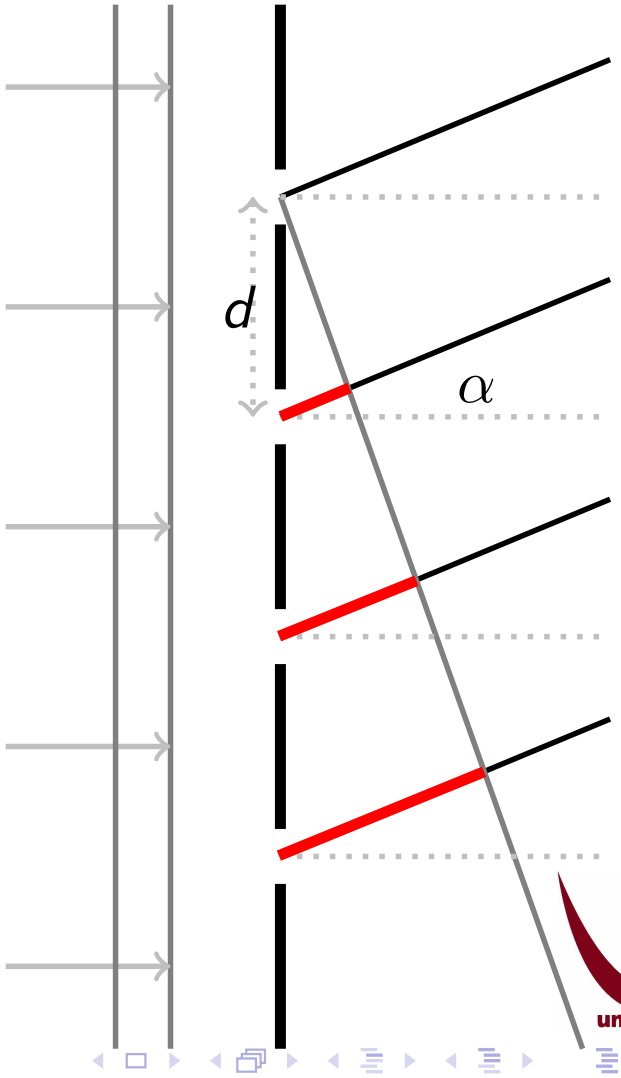
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{a}{\lambda}\alpha\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{b}{\lambda}\beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(kd\alpha)}$
- n au dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}}\sum_{n=0}^{N-1} e^{i(nkd\alpha)}$$



Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

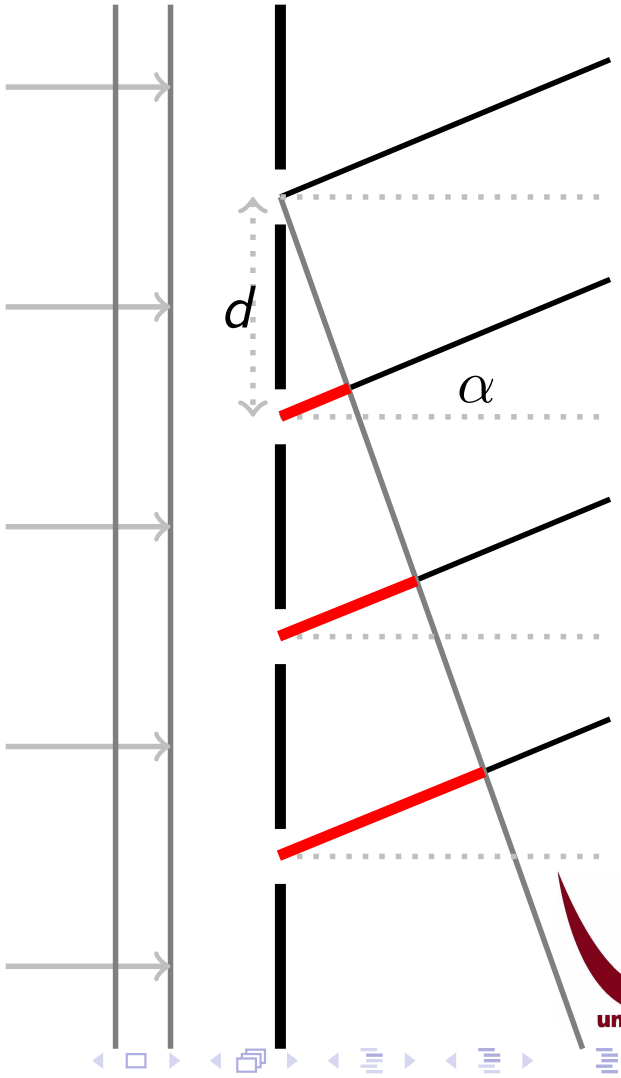
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{a}{\lambda}\alpha\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{b}{\lambda}\beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(kd\alpha)}$
- n au dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}}\sum_{n=0}^{N-1}e^{i(nkd\alpha)}$$



Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

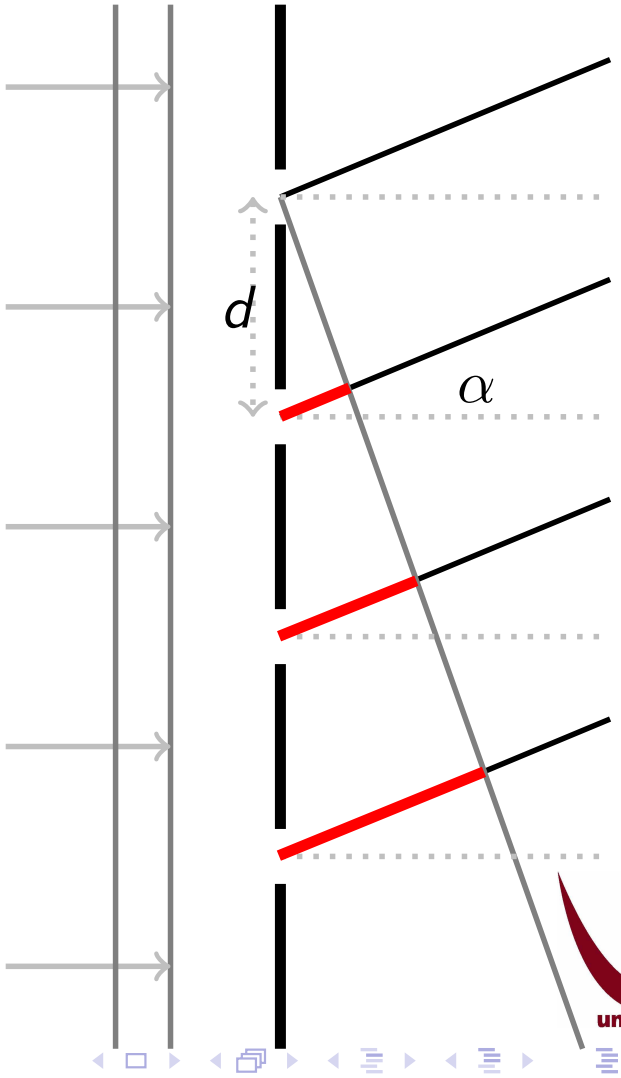
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{a}{\lambda}\alpha\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{b}{\lambda}\beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(kd\alpha)}$
- n au dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}}\sum_{n=0}^{N-1}e^{i(nkd\alpha)}$$



Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

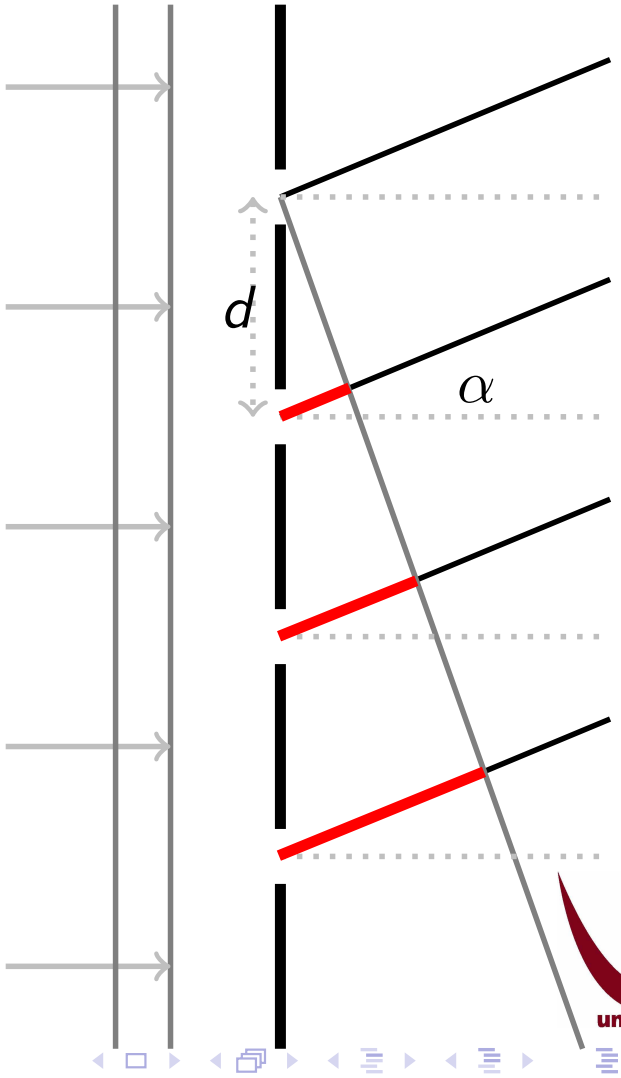
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{a}{\lambda}\alpha\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{b}{\lambda}\beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(kd\alpha)}$
- n au dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}}\sum_{n=0}^{N-1}e^{i(nkd\alpha)}$$



Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

Calcul de l'amplitude diffractée

Diffraction par la fente référence

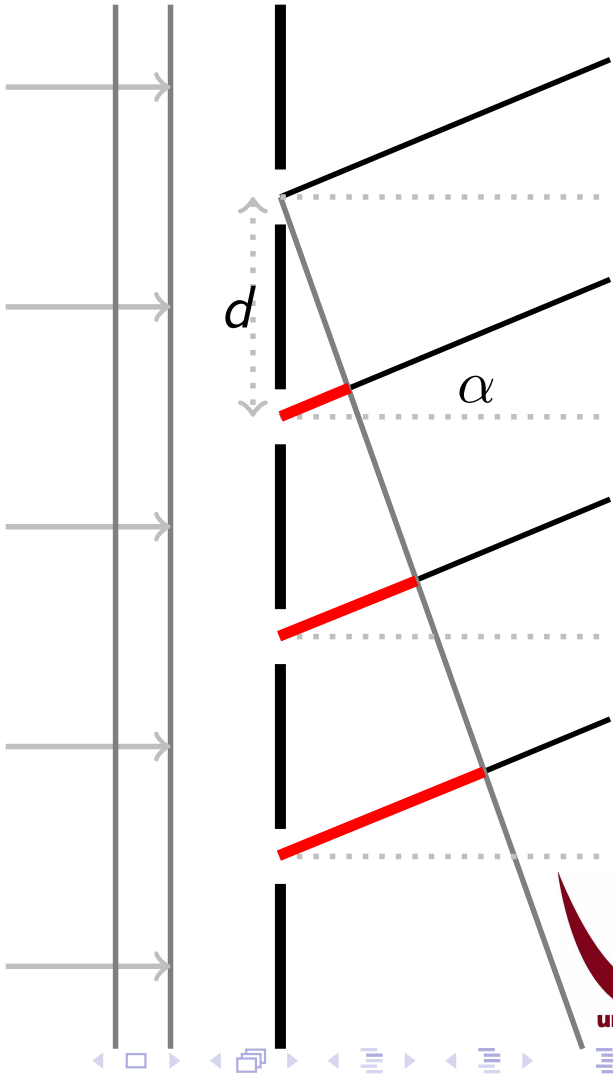
$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} = \mathcal{A}ab\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{a}{\Lambda}\alpha\right)\mathrm{sinc}\left(\pi\frac{b}{\Lambda}\beta\right)$$

Les autres fentes

- Référence : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}$
- Dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(kd\alpha)}$
- n au dessous : $\mathcal{A}_{\mathcal{F}}e^{i(nkd\alpha)}$

Somme

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \times e^{i\left(\frac{N-1}{2}kd\alpha\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$



Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

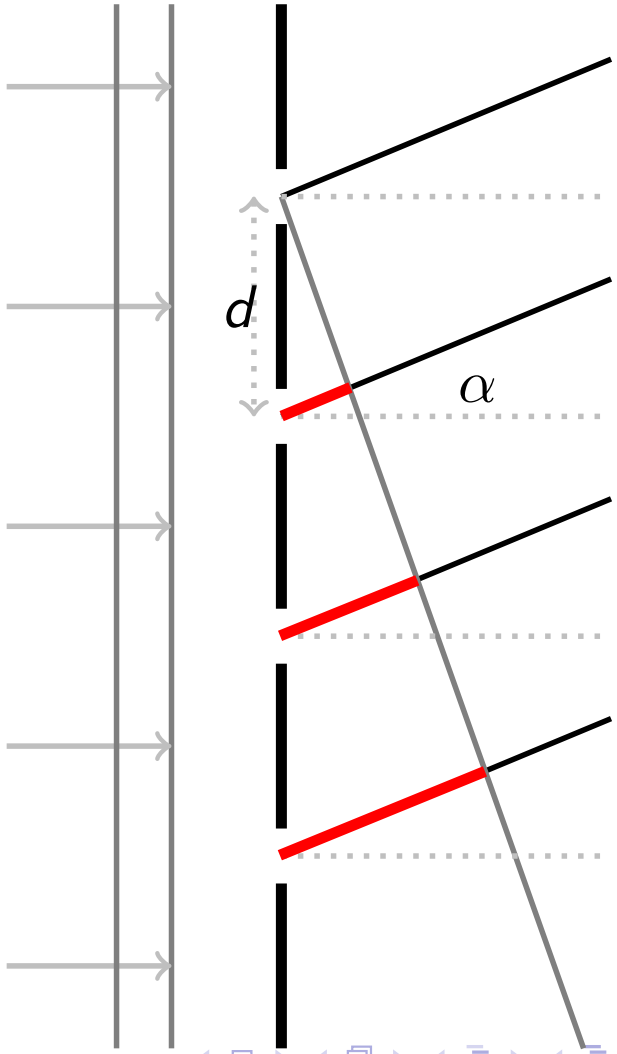
Calcul de l'intensité diffractée

Amplitude

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}} \times e^{i\left(\frac{N-1}{2} kd\alpha\right)} \times \frac{\sin\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$

Diffraction par un réseau

Modulation de la diffraction du réseau par celle de la fente



Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

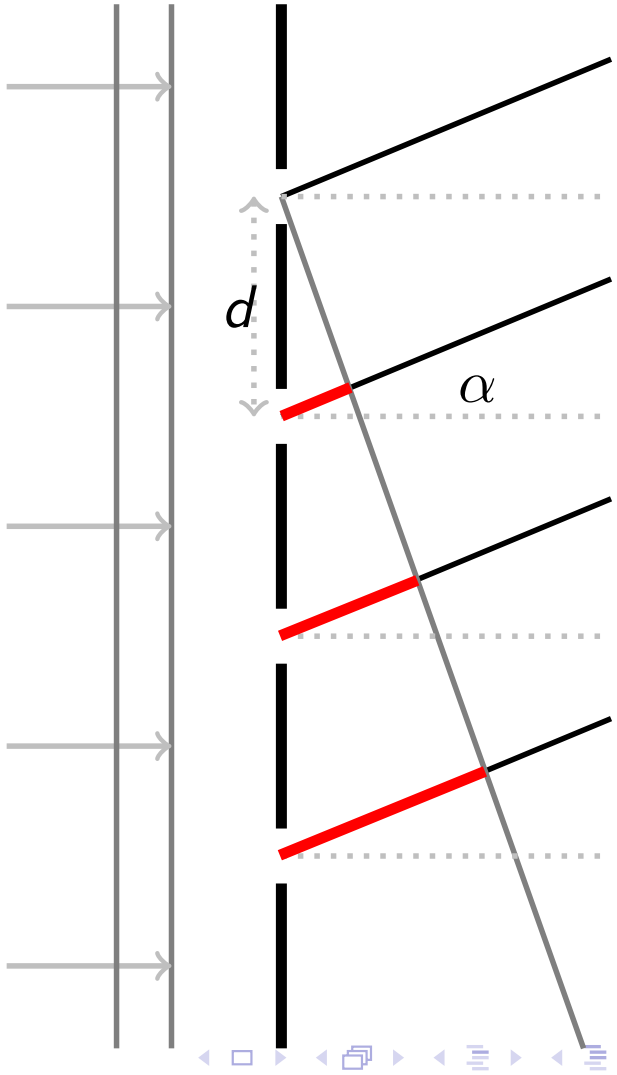
Calcul de l'intensité diffractée

Intensité

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}}^2 \times \frac{\sin^2\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$

Diffraction par un réseau

Modulation de la diffraction du réseau par celle de la fente



Réseau de N fentes de dimensions $a \times b$

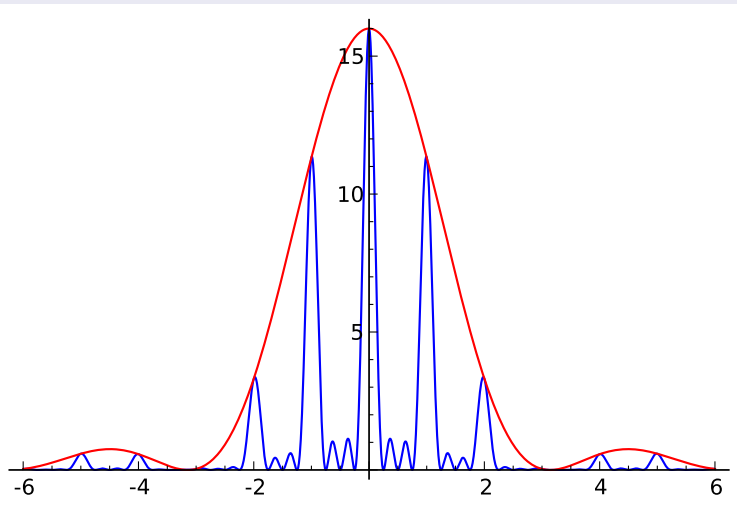
Calcul de l'intensité diffractée

Intensité

$$\mathcal{A}_{\mathcal{F}}^2 \times \frac{\sin^2\left(\frac{Nkd\alpha}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{kd\alpha}{2}\right)}$$

Diffraction par un réseau

Modulation de la diffraction du réseau par celle de la fente



VII Diffraction à l'infini

17 Diffraction par une fente rectangulaire
- Principe de Huygens
- Calcul de la figure de diffraction
- Observons

18 Diffraction par d'autres ouvertures
- Diffraction par un réseau de fentes
- Diffraction par une ouverture circulaire
- Théorème de Babinet

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$\mathcal{A}\int_{x=-\frac{a}{2}}^{x=\frac{a}{2}}\int_{y=-\frac{b}{2}}^{y=\frac{b}{2}} e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\,dxdy$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \longrightarrow r\cos(\theta)$
  - $y \longrightarrow r\sin(\theta)$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$\mathcal{A}\iint e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}dxdy$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \longrightarrow r\cos(\theta)$
  - $y \longrightarrow r\sin(\theta)$
- $\mathcal{A}\int_{\substack{\theta=0\\r=0}}^{\substack{\theta=2\pi\\r=R}}\int e^{i(-kr\cos(\theta)\alpha)}rdrd\theta$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$\mathcal{A} \iint e^{i(-k(x\alpha+y\beta))} dxdy$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \longrightarrow r\cos(\theta)$
  - $y \longrightarrow r\sin(\theta)$
- $\mathcal{A} \int_{\substack{\theta=0 \\ r=0}}^{\substack{\theta=2\pi \\ r=R}} \iint e^{i(-kr\cos(\theta)\alpha)} rdrd\theta$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Rappel : amplitude diffractée par une ouverture rectangulaire

$$\mathcal{A} \iint e^{i(-k(x\alpha+y\beta))} dxdy$$

Pour une ouverture circulaire

- Même intégrale
- Seule la surface d'intégration change
- Changement de variable
  - $x \longrightarrow r\cos(\theta)$
  - $y \longrightarrow r\sin(\theta)$
- $\mathcal{A} \iint_{\substack{\theta=0 \\ r=0}}^{\substack{\theta=2\pi \\ r=R}} e^{i(-kr\cos(\theta)\alpha)} rdrd\theta$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel J_n

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix\cos(\phi)} d\phi = 2\pi \mathrm{J}_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} x\mathrm{J}_1(x)$

Amplitude diffractée

$$\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x} \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left(\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x}\right)^2 \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel J_n

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix\cos(\phi)} d\phi = 2\pi \mathrm{J}_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} x\mathrm{J}_1(x)$

Amplitude diffractée

$$\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x} \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left(\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x}\right)^2 \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel J_n

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix\cos(\phi)} d\phi = 2\pi \mathrm{J}_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} x\mathrm{J}_1(x)$

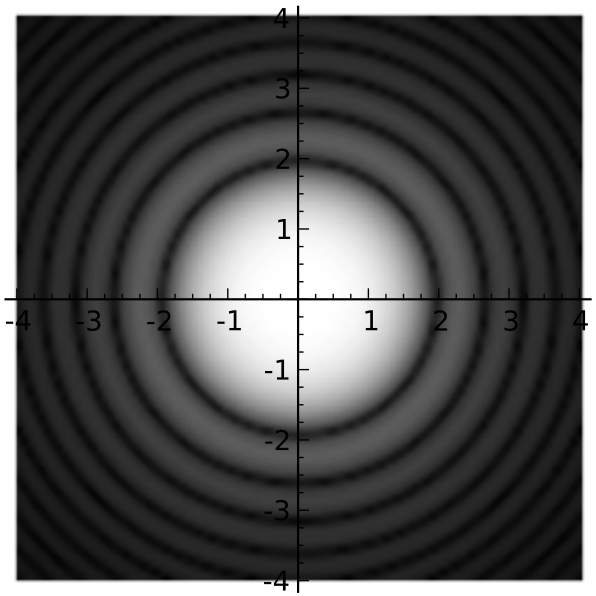
Amplitude diffractée

$$\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x} \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left(\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x}\right)^2 \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Tache d'Airy



Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel J_n

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix\cos(\phi)} d\phi = 2\pi \mathrm{J}_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} x\mathrm{J}_1(x)$

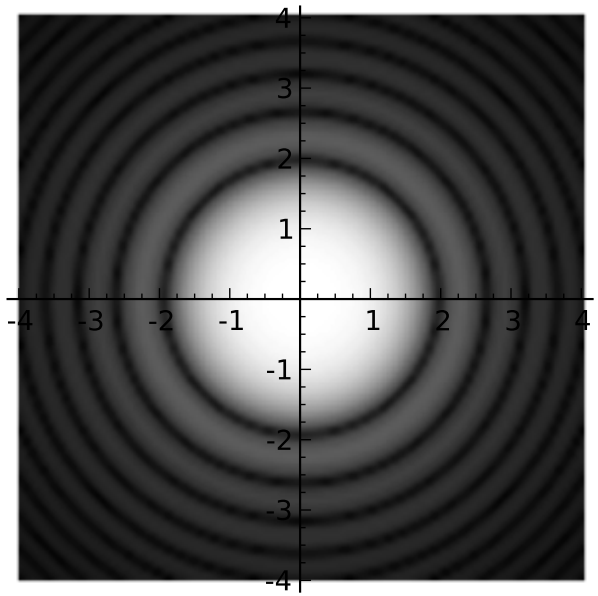
Amplitude diffractée

$$\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x} \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left(\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x}\right)^2 \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Tache d'Airy



Ouverture angulaire centrale

$$\frac{7.66}{kR}$$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel J_n

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix\cos(\phi)} d\phi = 2\pi \mathrm{J}_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} x\mathrm{J}_1(x)$

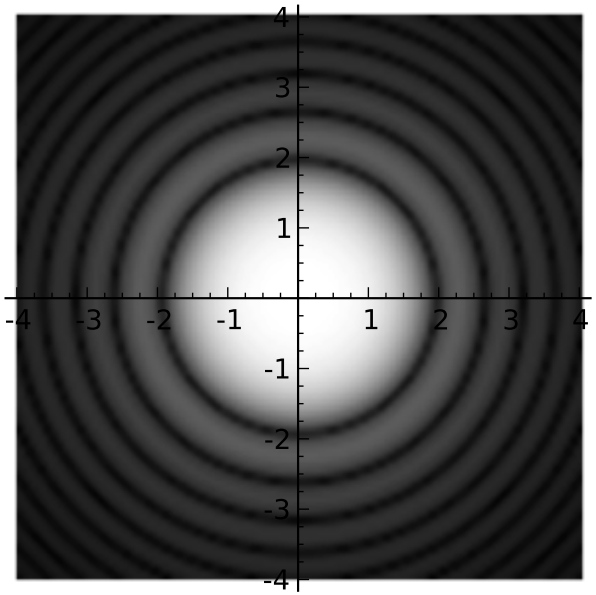
Amplitude diffractée

$$\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x} \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left(\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x}\right)^2 \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Tache d'Airy



Diamètre central

$$\frac{7.66f}{kR}$$

Amplitude diffractée par une ouverture circulaire

Introduction des fonctions de Bessel

Fonctions de Bessel J_n

- $\int_0^{2\pi} e^{-ix\cos(\phi)} d\phi = 2\pi \mathrm{J}_0(x)$
- $xJ_0(x) = \frac{\partial}{\partial x} x\mathrm{J}_1(x)$

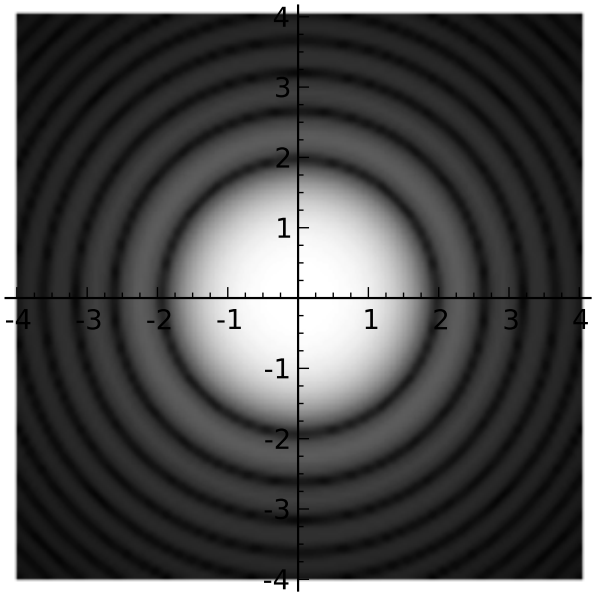
Amplitude diffractée

$$\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x} \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Intensité diffractée

$$\left(\frac{\mathrm{J}_1(x)}{x}\right)^2 \qquad x = kR\sin(\alpha)$$

Tache d'Airy



Diamètre central

$$\frac{1.22\Lambda f}{R}$$

VII Diffraction à l'infini

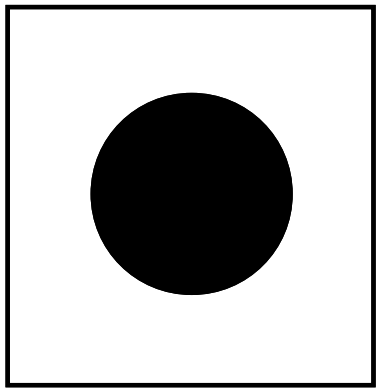
17 Diffraction par une fente rectangulaire
- Principe de Huygens
- Calcul de la figure de diffraction
- Observons

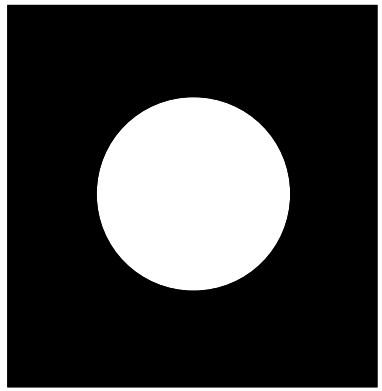
18 Diffraction par d'autres ouvertures
- Diffraction par un réseau de fentes
- Diffraction par une ouverture circulaire
- Théorème de Babinet

Définition d'une ouverture complémentaire

Une ouverture complémentaire ?

- Si $\mathcal{O}$ est une ouverture donnée,
- $\overline{\mathcal{O}}$ est l'ouverture complémentaire :
  - elle est transparente là où l'autre est opaque
  - exemple : l'ouverture complémentaire d'un trou circulaire est un disque opaque





Théorème de de Babinet

Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x,y)\, e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\, dxdy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\bar{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\bar{\mathcal{O}}}$
- $I_{\mathcal{O}}(\alpha,\beta) = I_{\bar{\mathcal{O}}}(\alpha,\beta)$

Théorème de de Babinet

Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par $\overline{\mathcal{O}}$

$$\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = \mathcal{A} \iint \overline{\mathcal{O}}\,(x,y)\, e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\, dxdy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}_{\mathcal{O}}(\alpha,\beta) = \mathcal{I}_{\overline{\mathcal{O}}}(\alpha,\beta)$

Théorème de de Babinet

Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x,y)\, e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\, dxdy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

Théorème de de Babinet

Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x,y)\, e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\, dxdy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

Théorème de de Babinet

Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x,y)\, e^{i(-k(x\alpha+y\beta))} dxdy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$ sauf pour $x = y = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

Théorème de de Babinet

Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x,y)\, e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\, dxdy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$ sauf pour $x = y = 0$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$

Théorème de de Babinet

Diffraction par une ouverture complémentaire

Diffraction par $\mathcal{O}$

$$\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = \mathcal{A} \iint \mathcal{O}(x,y)\, e^{i(-k(x\alpha+y\beta))}\, dxdy$$

Théorème de Babinet

- L'absence de masque produit une diffraction nulle
- Sauf pour l'angle nul (le faisceau passe tout droit)
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} + \mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}} = 0$
- $\mathcal{D}_{\mathcal{O}} = -\mathcal{D}_{\overline{\mathcal{O}}}$
- $\mathcal{I}(\mathcal{O}) = \mathcal{I}(\overline{\mathcal{O}})$ sauf pour $x = y = 0$

Théorème de Babinet

Mis en mots...

Diffraction par une ouverture complémentaire

L'ordre 0 mis à part, la diffraction à l'infini par une ouverture ou sa complémentaire sont identiques.

Réseaux d'ouvertures ou de traits ?

- Les réseaux commercialisés sont des réseaux de traits fins
- Équivalents à des réseaux de fentes fines

Théorème de Babinet

Mis en mots...

Diffraction par une ouverture complémentaire

L'ordre 0 mis à part, la diffraction à l'infini par une ouverture ou sa complémentaire sont identiques.

Réseaux d'ouvertures ou de traits ?

- Les réseaux commercialisés sont des réseaux de traits fins
- Équivalents à des réseaux de fentes fines

Partie VIII

Epilogue

VIII Epilogue

19 Mise en page

20 Mathématiques

21 Dessin vectoriel

22 Dessin BitMap

Mise en page

http://www.latex-project.org/ http://fr.wikipedia.org/wiki/Beamer

LaTeX

A document preparation system

Classe Beamer

Beamer is a LaTeX class for creating presentations that are held using a projector, but it can also be used to create transparency slides.

Mathématiques

http://www.sagemath.org/

Sage

Mission : Création d'une alternative viable libre et open source Magma, Maple, Mathematica et Matlab[2].

SageTEX

La puissance de Sage au sein de LaTeX et Beamer

[2]Sage permet de faire des mathématiques générales et avancées, pures et appliquées. Il couvre une vaste gamme de mathématiques, dont l'algèbre, l'analyse, la théorie des nombres, la cryptographie, l'analyse numérique, l'algèbre commutative, la théorie des groupes, la combinatoire, la théorie des graphes, l'algèbre linéaire formelle...

Mathématiques

http://www.sagemath.org/

Sage

Mission : Création d'une alternative viable libre et open source Magma, Maple, Mathematica et Matlab[2].

SageTEX

La puissance de Sage au sein de LaTeX et Beamer

[2]Sage permet de faire des mathématiques générales et avancées, pures et appliquées. Il couvre une vaste gamme de mathématiques, dont l'algèbre, l'analyse, la théorie des nombres, la cryptographie, l'analyse numérique, l'algèbre commutative, la théorie des groupes, la combinatoire, la théorie des graphes, l'algèbre linéaire formelle...

Dessin vectoriel, l'incontournable

http://inkscape.org/

Inkscape

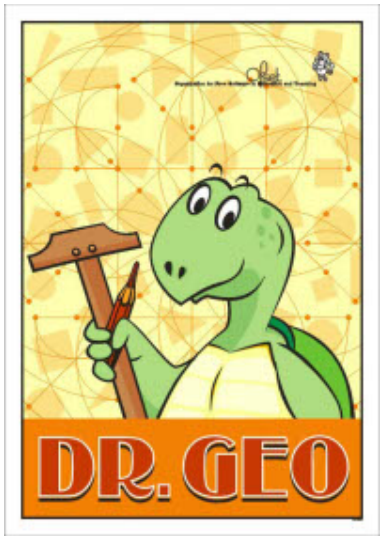
doté de capacités similaires à Illustrator, Freehand, CorelDraw ou Xara X, utilisant le format de fichiers Scalable Vector Graphics (SVG) standard du W3C

Dessin vectoriel, les petits génies

http://projects.gnome.org/dia/ http://www.ofset.org/drgeo

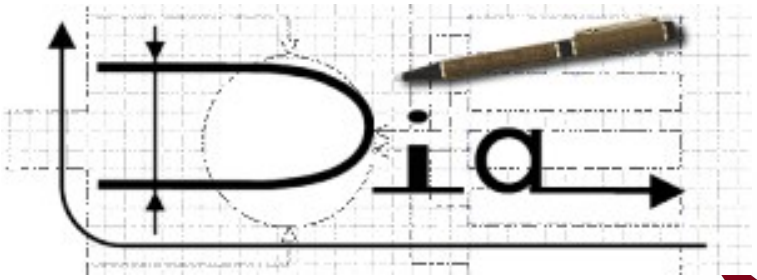
Dr Geo

Géométrie interactive et pédagogique



Dia

A Drawing Program



The GNU Image Manipulation Program

http://www.gimp.org/