

# Optique

## Chapitre 2

### **Interférences**

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>I Interférences à deux ondes</b>	<b>6</b>
I-1 Condition d'existence : cas de deux OPPM	6
I-1·i que sont les interférences ?	6
I-1·ii superposition de deux ondes planes	6
situation	6
première version de l'éclairement	7
I-1·iii interférences	8
I-1·iv éclairement	9
réécriture	9
loi à retenir	10
démonstration simplifiée	10
ondes de même amplitude	11
interprétation	11
sources incohérentes	12
I-1·v figure d'interférence pour deux OPPM	12
résultat	12
construction des plans de lumière	12
distance	14
I-1·vi visualisation	15
deux ondes de même amplitudes	15
deux ondes d'amplitudes différentes	16
le contraste	18
I-2 Interférences de deux ondes sphériques – miroir de LLOYD	18
I-2·i dispositif	18
situation	18
analyse	19
interférences	19
I-2·ii différence de marche	19
réécriture de l'éclairement	19
expression de la différence de marche	20
expression finale de l'éclairement	23
I-2·iii figure d'interférence	23
représentation	23
ordre d'interférence	23
interfrange	24
loi phénoménologique	25
I-3 Cas général d'interférence de deux OSPM	25
I-3·i deux sources cohérentes	25
I-3·ii figure d'interférence	26
I-3·iii représentation	26
I-3·iv deux cas d'observation	27
I-4 Interférences à $N$ ondes	27
I-4·i le principe	27
montage	27
éclairement	28
I-4·ii simulations	28

I-4-iii	construction de FRESNEL . . . . .	29
I-4-iv	finesse des pics . . . . .	30
	à partir de la construction de FRESNEL . . . . .	30
	à partir d'un raisonnement direct lorsque $N$ est grand . . . . .	31
<b>II</b>	<b>Dispositifs classiques</b>	<b>32</b>
II-1	Trous d'YOUNG . . . . .	32
II-1-i	dispositif . . . . .	32
II-1-ii	des interférences grâce à la diffraction . . . . .	32
	situation . . . . .	32
	à l'échelle . . . . .	33
	vers une diffraction isotrope . . . . .	33
II-1-iii	un cas connu . . . . .	33
	situation . . . . .	33
	différence de marche . . . . .	34
	figure d'interférence . . . . .	35
II-1-iv	avec une lame à faces parallèles . . . . .	36
	dispositif . . . . .	36
	différence de marche . . . . .	36
	figure d'interférence . . . . .	37
	intérêt . . . . .	37
	en pratique . . . . .	38
II-1-v	prise en compte de la diffraction . . . . .	38
II-2	Interféromètre de MICHELSON . . . . .	39
II-2-i	c'est une version réduite . . . . .	39
II-2-ii	fonctionnement qualitatif de l'interféromètre idéal . . . . .	40
	première simplification . . . . .	40
	schématisation et nouvelle simplification . . . . .	41
II-2-iii	système équivalent . . . . .	43
II-2-iv	réglages . . . . .	44
	lame d'air . . . . .	44
	coin d'air . . . . .	44
II-2-v	utilisation en lame d'air éclairée par une onde sphérique . . . . .	44
	observation des interférences . . . . .	44
	figure d'interférence . . . . .	45
II-2-vi	utilisation en coin d'air éclairée par une onde plane en incidence quasi normale . . . . .	50
	situation . . . . .	50
	loi . . . . .	52
II-3	Bilan . . . . .	52
II-3-i	type d'interféromètre . . . . .	52
II-3-ii	interféromètre à deux ondes . . . . .	53
II-3-iii	à quoi servent les interférences ? . . . . .	53
<b>III</b>	<b>Problèmes de cohérence</b>	<b>55</b>
III-1	Origine des incohérences . . . . .	55
III-2	Cohérence spatiale . . . . .	55
III-2-i	idoïnoton . . . . .	55
	situation . . . . .	55
	approche qualitative . . . . .	56
	approche semi quantitative . . . . .	56

III-2-ii	les trous d'YOUNG éclairés par une fente large . . . . .	57
	élargir la source dans le bon sens . . . . .	57
	source large mais pas dans le bon sens . . . . .	58
	brouillage total . . . . .	58
	visuellement . . . . .	59
III-2-iii	l'interféromètre de MICHELSON en lame d'air . . . . .	60
III-2-iv	l'interféromètre de MICHELSON en coin d'air . . . . .	60
	simulation . . . . .	60
	retrouver la différence de marche . . . . .	61
	interfrange . . . . .	62
III-3	Cohérence temporelle . . . . .	62
III-3-i	le problème, l'idée . . . . .	62
III-3-ii	l'interféromètre de MICHELSON en lame d'air . . . . .	63
	brouillage de la figure . . . . .	63
	mesurer $\Delta\lambda$ . . . . .	64
III-3-iii	trous d'YOUNG . . . . .	64
	spectre carré . . . . .	64
	brouillage . . . . .	65
	avec la longueur de cohérence . . . . .	66
III-3-iv	l'interféromètre de MICHELSON . . . . .	67
	des conclusions identiques en coin d'air . . . . .	67
	spectre cannelé en lame d'air . . . . .	68
III-4	Bilan . . . . .	69
III-4-i	éclairage et cohérence . . . . .	69
III-4-ii	observer des interférences . . . . .	69
	zone d'interférences . . . . .	69
	localisation des interférences . . . . .	69
III-4-iii	l'interféromètre de MICHELSON . . . . .	70
III-4-iv	à quoi ça sert ? . . . . .	70
<b>Compétences du chapitre</b>		<b>71</b>

# Interférences

Après le chapitre préparatoire ayant introduit quelques notions fondamentales dans l'étude de l'optique ondulatoire, nous allons commencer par nous intéresser au phénomène des interférences.

Comme nous le verrons, ces interférences ne sont qu'une « simple » conséquence quasi-immédiate de l'aspect ondulatoire de la lumière, associé au caractère linéaire du milieu de propagation. Le caractère faussement étrange, voire magique, qui est souvent associé aux interférences ne provient que des ordres de grandeurs temporels mis en jeu. Rappelons d'ores et déjà que la lumière est une onde de fréquence d'environ  $10^{15}$  Hz, ce qui va bien au delà de l'humainement imaginable.

Pour appréhender les interférences, nous commencerons par nous pencher sur des cas simples et généraux : interférences à deux ondes planes, interférences à deux ondes sphériques puis interférences à  $N$  ondes.

Dans une deuxième partie, nous étudierons deux dispositifs interférométriques classiques : les trous d'YOUNG et l'interféromètre de MICHELSON

Enfin, dans la dernière partie, nous regarderons un peu plus précisément ce qui se passe lorsque les conditions sont presque, mais pas totalement, réunies pour qu'il y ait observation du phénomène d'interférence. Il s'agira alors de s'intéresser à ce que nous appellerons la *cohérence* des sources.

# I – Interférences à deux ondes

## I.1 – Condition d'existence : cas de deux OPPM

### I.1.i – que sont les interférences ?

✧ Posons tout d'abord une définition.



#### Définition

Nous parlons d'*interférence* lorsque l'éclairement de plusieurs ondes n'est **pas** égal à la somme des éclairements de ces ondes.



#### Bon à retenir

Pour qu'il y ait interférence entre plusieurs ondes, il faut :

- qu'elles aient la même pulsation (condition de synchronisme) ;
- qu'elles soient issues du même train d'onde (condition de cohérence).

✧ Nous expliquerons pourquoi ces deux conditions sont *nécessaires* dans la suite.

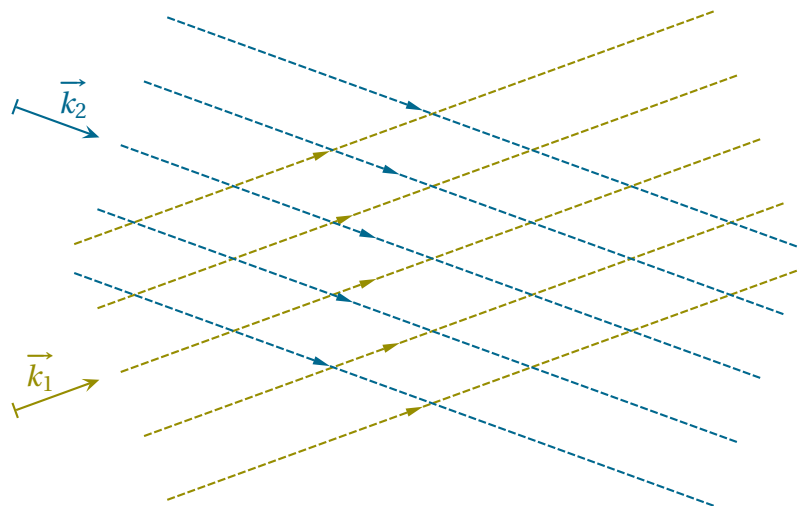
### I.1.ii – superposition de deux ondes planes

#### ★ situation

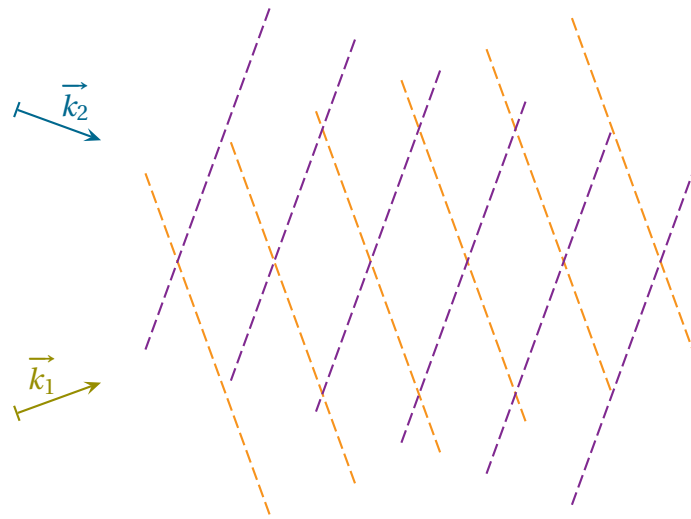
#### 🌀 représentation

✧ Imaginons deux ondes planes qui se superposent.

✧ En terme de chemins de lumière (nous pourrions presque dire, ici, de « rayons lumineux »), la situation est la suivante.



✧ En terme ondulatoire, avec les plans de phase, la situation est la suivante.



✧ Insistons : les deux situations sont parfaitement identiques mais vues de deux manières différentes.

### 🌀 amplitudes scalaires

✧ Intéressons-nous à l'onde ①.

✧ Chaque train d'ondes peut s'écrire sous la forme

$$s_1(M,t) = a_1(M) \cos\left(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM} - \varphi_1\right) \quad (\text{I.1})$$

✧ Le  $\varphi_1$  représente la phase à l'origine de l'onde.

✧ La phase à l'origine  $\varphi_1$  dépendant du train d'ondes et les trains d'onde se succédant sans cesse, nous pouvons réécrire l'amplitude de l'onde arrivant en un point  $M$  sous la forme

$$s_1(M,t) = a_1(M) \cos\left(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM} - \varphi_1(t)\right) \quad (\text{I.2})$$

✧ Cette fois  $\varphi_1(t)$  est une fonction du temps dont les valeurs varient pour chaque train d'onde (donc sur une durée de l'ordre de la durée de cohérence) et sont totalement aléatoires.

✧ De même l'amplitude scalaire de la 2<sup>e</sup> onde s'écrit

$$s_2(M,t) = a_2(M) \cos\left(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{OM} - \varphi_2(t)\right) \quad (\text{I.3})$$

✧ Dans ces conditions, la simple superposition des deux ondes<sup>1</sup> nous permet d'obtenir l'amplitude totale  $s(M,t)$

$$s(M,t) = s_1(M,t) + s_2(M,t) \quad (\text{I.4})$$

### ★ première version de l'éclairement

✧ L'éclairement en un point  $M$  s'écrit, par définition

$$\mathcal{E}(M) = \langle s^2(M,t) \rangle \quad (\text{I.5})$$

✧ Cela donne, en développant

$$s^2(M,t) = s_1^2(M,t) + s_2^2(M,t) + 2 s_1(M,t) \times s_2(M,t) \quad (\text{I.6})$$

1. Ce principe de superposition n'est valide que pour les milieux linéaires mais nous supposons que cela sera toujours le cas.

✧ La moyenne étant un opérateur linéaire, nous avons

$$\langle s^2(M,t) \rangle = \langle s_1^2(M,t) \rangle + \langle s_2^2(M,t) \rangle + \langle 2 s_1(M,t) \times s_2(M,t) \rangle \quad (\text{I.7})$$

✧ Et en identifiant avec les éclairéments

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + \underbrace{\langle 2 s_1(M,t) \times s_2(M,t) \rangle}_{(\star)} \quad (\text{I.8})$$

✧ Le terme  $(\star)$  est donc le terme responsable des interférences :

- s'il est nul quel que soit  $M$ , alors il n'y a pas d'interférence ;
- sinon il y a interférence.

✧ Réécrivons ce terme interférentiel avant de poursuivre.

$$2 s_1(M,t) \times s_2(M,t) = 2 a_1(M) \cos\left(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM} - \varphi_1(t)\right) \times a_2(M) \cos\left(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{OM} - \varphi_2(t)\right) \quad (\text{I.9})$$

avec la formule trigonométrique  $\cos a \times \cos b = \frac{\cos(a+b) + \cos(a-b)}{2}$

$$= a_1(M) a_2(M) \left[ \cos\left((\omega_1 + \omega_2) t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{OM} - \varphi_1(t) - \varphi_2(t)\right) + \dots \right. \quad (\text{I.10})$$

$$\left. \dots + \cos\left((\omega_1 - \omega_2) t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM} - \varphi_1(t) + \varphi_2(t)\right) \right] \quad (\text{I.11})$$

✧ En prenant la valeur moyenne temporelle, le premier terme est obligatoirement de valeur moyenne nulle puisque du type  $\langle \cos(\omega t) \rangle$ .

✧ Il reste ainsi

$$\langle 2 s_1(M,t) \times s_2(M,t) \rangle = a_1(M) a_2(M) \left\langle \cos\left((\omega_1 - \omega_2) t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM} - \varphi_1(t) + \varphi_2(t)\right) \right\rangle \quad (\text{I.12})$$

### I.1.iii – interférences

✧ Rappelons que, même pour un détecteur rapide (temps de réponse en  $10^{-9}$  s), les fréquences optiques sont telles ( $10^{15}$  Hz) qu'il « voit » au moins  $10^6$  oscillations, *i.e.* il n'en perçoit que la *moyenne*.

✧ Ici, pour que le terme interférentiel soit non nul, il *faut* que la moyenne d'un cosinus soit non nulle.

✧ Or pour qu'un  $\cos(\omega t + \varphi)$  soit de moyenne non nulle il est *nécessaire* que son argument soit indépendant du temps.

✧ Ici l'argument du cosinus se décompose en trois termes :

- «  $(\omega_1 - \omega_2) t$  » ne peut être indépendant du temps que si  $\omega_1 = \omega_2$ . Nous retrouvons là la condition de synchronisme ;
- «  $(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM}$  » ne dépend que de la géométrie et de l'espace. C'est indépendant du temps, ce terme ne pose donc pas de problème ;
- «  $-\varphi_1(t) + \varphi_2(t)$  » ne peut être indépendant du temps que si  $\varphi_1(t) = \varphi_2(t)$  car les fonctions  $\varphi_1(t)$  et  $\varphi_2(t)$ , non seulement sont totalement aléatoires, mais en plus sont complètement indépendantes l'une de l'autre. Or la condition  $\varphi_1(t) = \varphi_2(t)$  implique que les ondes viennent du *même* train d'ondes, c'est la condition de cohérence.

3

5





### Bon à retenir

§ Deux points sources physiquement différents ne peuvent pas engendrer d'interférences.

- ✧ C'est la raison pour laquelle dans la vie courante il est rare de voir des interférences, car il faut un montage particulier ou, au moins, une situation particulière pour éviter que la lumière ne se mélange de trop.
- ✧ Les manifestations les plus fréquentes d'interférences dans la vie courante sont les irisations des bulles de savon (ou de flaque d'huile) comme ci-dessous<sup>2</sup>.



## I.1.iv – éclaircissement

### ★ réécriture

- ✧ Supposons désormais que les conditions d'interférences soient remplies, *i.e.* que nous avons

$$\omega_1 = \omega_2 \quad \text{et} \quad \varphi_1(t) = \varphi_2(t) \quad (\text{I.13})$$

- ✧ L'éclaircissement s'écrit donc

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + a_1(M) a_2(M) \left\langle \cos \left( (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM} \right) \right\rangle \quad (\text{I.14})$$

- ✧ Comme le cosinus est constant (nous avons tout fait pour !), sa valeur moyenne est égale à lui-même

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + a_1(M) a_2(M) \cos \left( (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM} \right) \quad (\text{I.15})$$

- ✧ Pour l'onde ① nous avons

$$\mathcal{E}_1(M) = \left\langle a_1^2(M) \cos^2 \left( \omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{OM} - \varphi_1(t) \right) \right\rangle \rightsquigarrow \mathcal{E}_1(M) = \frac{a_1^2(M)}{2} \quad (\text{I.16})$$

- ✧ Nous en déduisons

2. Sources :

→ <http://lehollandaisvolant.net/img/bulle-colloree.jpg>

→ <http://dupierris.blog.lemonde.fr/files/2007/01/dsc06095.1169554789.jpg>

$$a_1(M) = \sqrt{2 \mathcal{E}_1(M)} \quad (\text{I.17})$$

✧ Et ainsi l'éclairement s'écrit

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + 2 \sqrt{\mathcal{E}_1(M) \mathcal{E}_2(M)} \left( (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{OM} \right) \quad (\text{I.18})$$

★ loi à retenir

3



**Loi**

FORMULE DE FRESNEL

Pour deux ondes qui interfèrent, quelles que soient leurs natures, l'éclairement s'écrit

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) + 2 \sqrt{\mathcal{E}_1(M) \mathcal{E}_2(M)} \times \cos(\Delta\varphi) \quad \text{où :}$$

$\Delta\varphi$  est la différence de phase entre les ondes ondes au point  $M$ .

★ démonstration simplifiée

2

✧ Pour démontrer plus rapidement ce résultat, nous pouvons partir du fait que les ondes sont cohérentes et qu'elles vont interférer.

✧ Avec la notation complexe, cela donne, en notant  $a_1$  et  $a_2$  les amplitudes réelles,

$$\underline{s}_1(M, t) = a_1 e^{j(\varphi_1 - \omega t)} \quad \text{et} \quad \underline{s}_2(M, t) = a_2 e^{j(\varphi_2 - \omega t)} \quad \text{avec} \quad \varphi_1 = \vec{k}_1 \cdot \vec{OM} \quad \text{et} \quad \varphi_2 = \vec{k}_2 \cdot \vec{OM} \quad (\text{I.19})$$

✧ Remarquons que, même si les phases  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  ne s'écrivent pas sous la forme précédente, la suite de la démonstration reste valable.

✧ La somme s'écrit donc

$$\underline{s}(M, t) = \underline{s}_1(M, t) + \underline{s}_2(M, t) = e^{-j\omega t} \left( a_1 e^{j\varphi_1} + a_2 e^{j\varphi_2} \right) \quad (\text{I.20})$$

✧ L'éclairement, qui n'est autre que la valeur moyenne de  $s^2(t)$  (en notation réelle) s'écrit

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \Re \left( \underline{s}(t) \times \underline{s}^*(t) \right) \quad (\text{I.21})$$

✧ C'est une astuce calculatoire que nous réutiliserons plus tard.



**Bon à retenir**

La valeur moyenne d'un produit de deux grandeurs sinusoïdales  $u(t)$  et  $i(t)$  s'écrit

$$P = \frac{1}{2} \Re \left( \underline{u}(t) \times \underline{i}^*(t) \right)$$

✧ Cela donne

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} e^{-j\omega t} \left( a_1 e^{j\varphi_1} + a_2 e^{j\varphi_2} \right) \times e^{+j\omega t} \left( a_1 e^{-j\varphi_1} + a_2 e^{-j\varphi_2} \right) \quad (\text{I.22})$$

$$= \frac{1}{2} \left( a_1 e^{j\varphi_1} + a_2 e^{j\varphi_2} \right) \times \left( a_1 e^{-j\varphi_1} + a_2 e^{-j\varphi_2} \right) \quad (\text{I.23})$$

$$= \frac{1}{2} \left( a_1^2 + a_2^2 + a_1 a_2 \left( e^{j(\varphi_1 - \varphi_2)} + e^{-j(\varphi_1 - \varphi_2)} \right) \right) \quad (\text{I.24})$$

$$= \frac{1}{2} \left( a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \right) \quad (\text{I.25})$$

$$(\text{I.26})$$

✧ Ce qui redonne bien le résultat, avec les notations


$$a_1^2 \stackrel{\text{not}}{=} \mathcal{E}_1; \quad a_2^2 \stackrel{\text{not}}{=} \mathcal{E}_2 \quad \text{et} \quad \varphi_1 - \varphi_2 \stackrel{\text{not}}{=} \Delta\varphi \quad (\text{I.27})$$

✧ Oui, le résultat est le même au facteur 1/2 près, mais nous avons dit, justement, que ce préfacteur n'était pas important.

### ★ ondes de même amplitude

✧ Il y a un cas particulier fréquent.

3



**Loi**  
FORMULE DE FRESNEL SIMPLIFIÉE

Pour deux ondes de même amplitude qui interfèrent, quelles que soient leurs natures, l'éclairement s'écrit

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} (1 + \cos(\Delta\varphi)) \quad \text{où :}$$

$\Delta\varphi$  est la différence de phase entre les ondes ondes au point  $M$ .

✧ En effet, avec  $\mathcal{E}_1(M) = \mathcal{E}_2(M) = \mathcal{E}_0$  nous obtenons

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_0 + 2 \mathcal{E}_0 \cos(\Delta\varphi) \quad (\text{I.28})$$

✧ D'où le résultat avec  $\mathcal{E}_{\max} = 4 \mathcal{E}_0$ .

✧ L'intérêt de la notation  $\mathcal{E}_{\max}$  est de normaliser la fonction « éclairement » avec sa valeur maximale.


✧ Insistons : cette loi n'est valable que pour l'interférence de **deux** ondes.

✧ À partir de trois ondes, il faut (presque) tout recommencer : partir des amplitudes complexes, les sommer et calculer  $|\underline{s}(M)|^2$ . La seule chose qui ne soit pas nécessaire de refaire, c'est de retrouver les conditions d'interférence, à savoir la condition de synchronisme et la condition de cohérence.

### ★ interprétation

✧ Nous pouvons constater que :


- si  $\Delta\varphi \sim 0$  alors  $\mathcal{E} > 2 \mathcal{E}_0$  voire  $\mathcal{E} = 4 \mathcal{E}_0$  ;
- si  $\Delta\varphi \sim \pi$  alors  $\mathcal{E} < 2 \mathcal{E}_0$  voire  $\mathcal{E} = 0$ .



**Définition**


L'interférence est dite *constructive* (resp. *destructive*) lorsque l'éclairement obtenu est supérieur (resp. inférieur) à la somme des éclairements des deux ondes.

✧ Il existe aussi une définition plus courante.



**Définition**

L'interférence de deux ondes est dite *constructive* lorsque l'éclairement est maximal et elle est dite *destructive* lorsque l'éclairement est nul.



**Bon à retenir**

*L'interférence de deux ondes est :*

- *constructive* lorsque les deux ondes sont en phase ( $\Delta\varphi = 2 p \pi$  avec  $p$  entier) ;
- *destructive* lorsque les deux ondes sont en opposition de phase ( $\Delta\varphi = \pi + 2 p \pi$  avec  $p$  entier).

✧ Cette dernière interprétation est **fondamentale** puisque c'est celle qui sera à la base de l'exploitation des figures d'interférence.

## ★ sources incohérentes

✧ Un des corollaires de la condition de cohérence pour avoir des interférences est le suivant.

5

**Loi**

Dans le cas où deux ondes *incohérentes* d'éclairement  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  se superposent, l'éclairement résultant s'écrit

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M)$$

## I-1.v – figure d'interférence pour deux OPPM

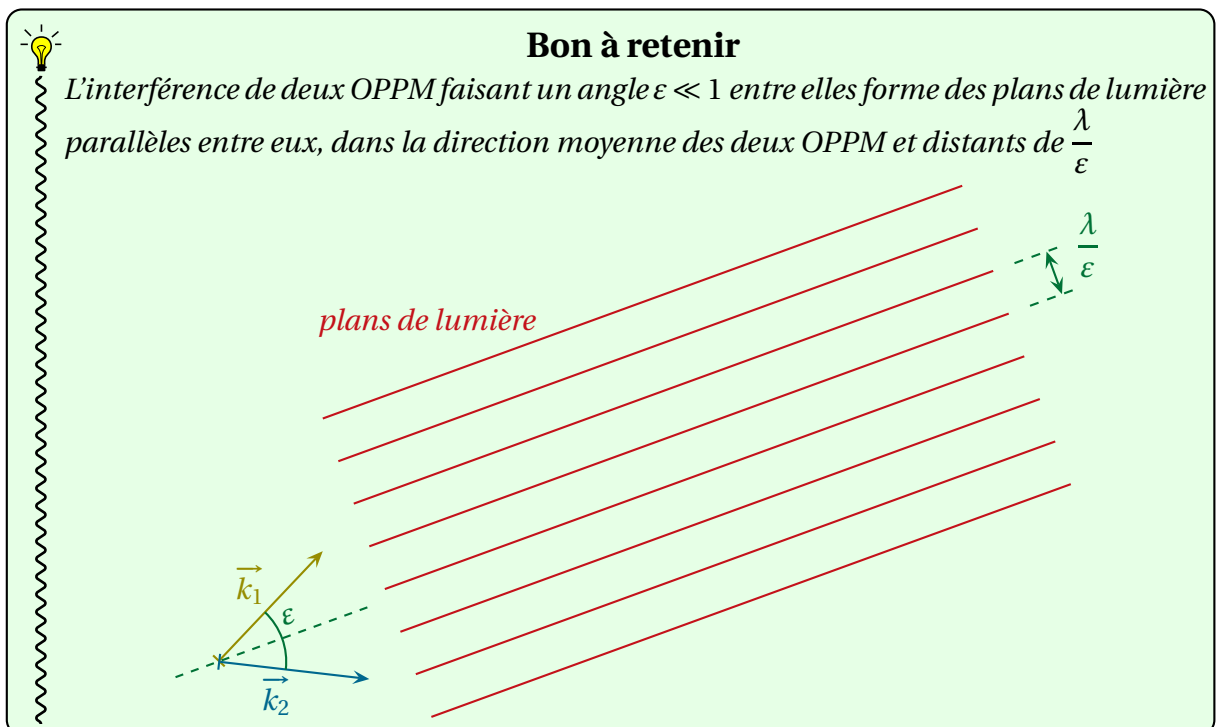
## ★ résultat

**Définition**

La *figure d'interférence* est l'éclairement reçu par un écran de l'interférence d'ondes lumineuses.

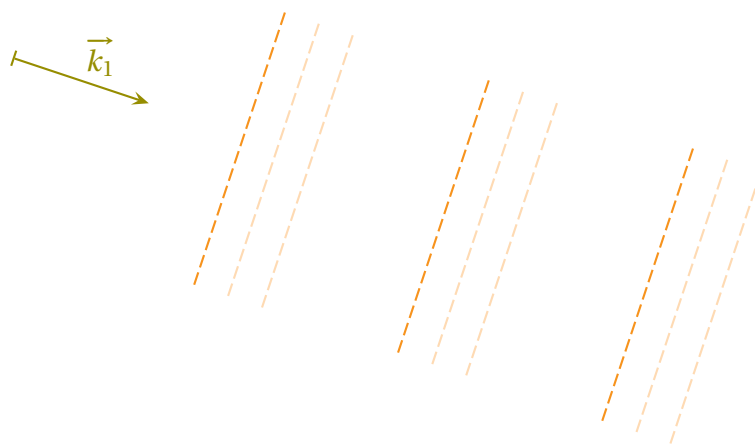
**Bon à retenir**

L'interférence de deux OPPM faisant un angle  $\varepsilon \ll 1$  entre elles forme des plans de lumière parallèles entre eux, dans la direction moyenne des deux OPPM et distants de  $\frac{\lambda}{\varepsilon}$

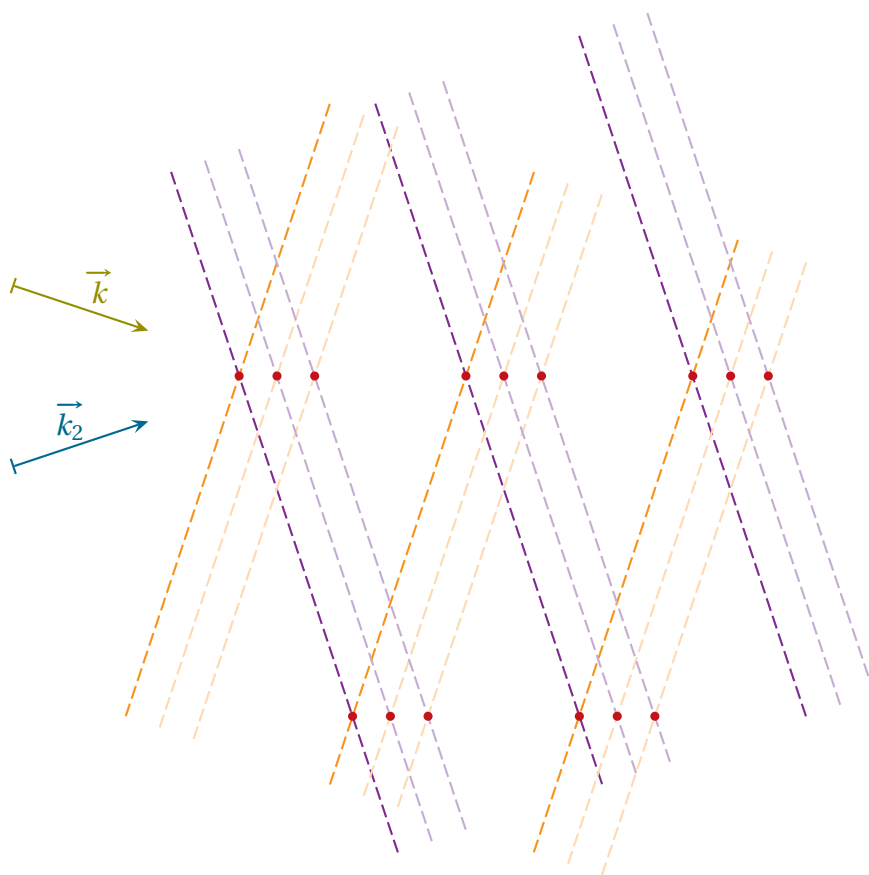


## ★ construction des plans de lumière

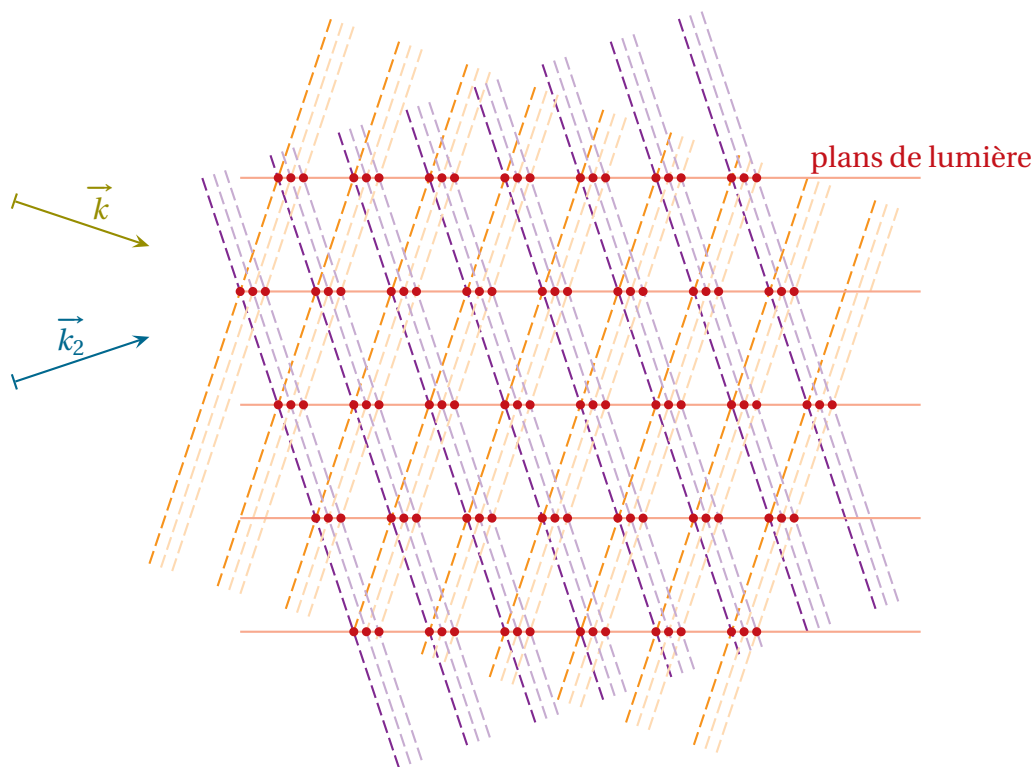
✧ Regardons une onde plane et représentons à  $t$  (couleur soutenue), à  $t + \delta t$  et  $t + 2\delta t$  (couleur claire) les plans de phase. Par convention, nous représentons les maxima de phase.



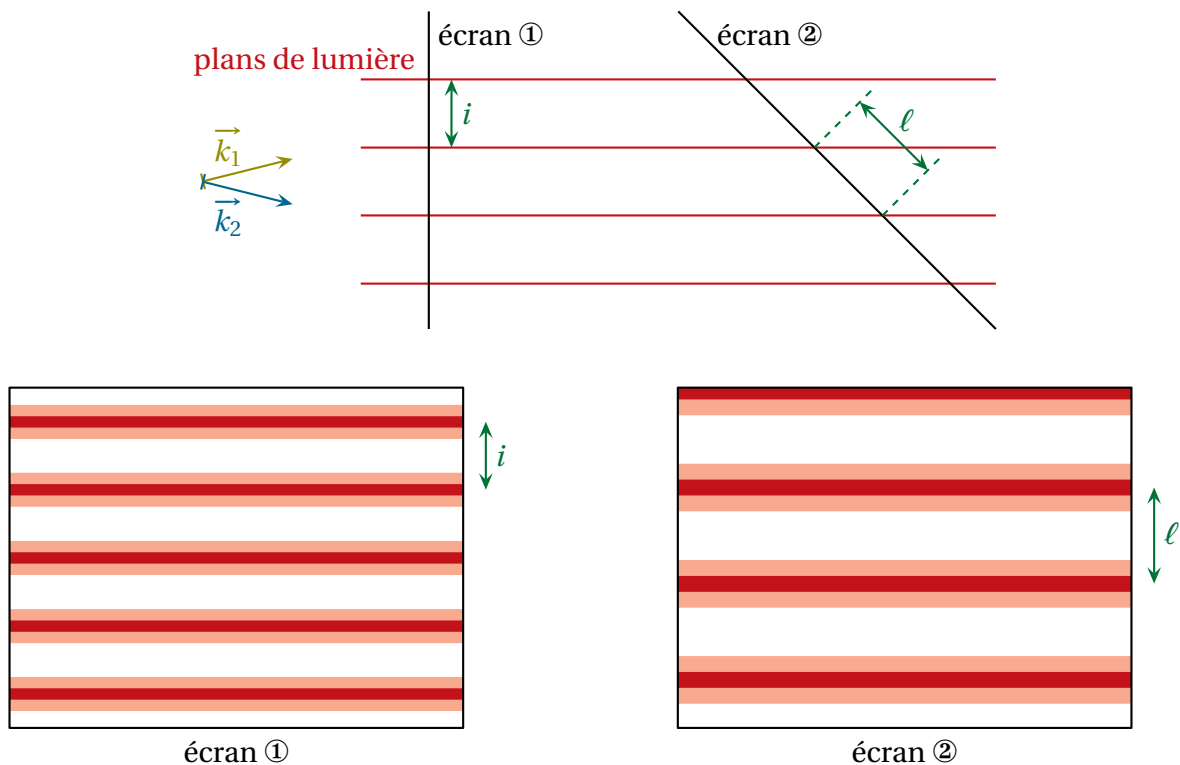
- ⇨ Les plans avancent dans le sens et la direction de  $\vec{k}$ .
- ⇨ Lorsqu'il y a deux ondes il y a interférence constructive (points rouges) au niveau des intersections à  $t$ ,  $t + \delta t$  et  $t + 2\delta t$ .



- ⇨ Il faut bien imaginer que les points où il y a interférence « bougent » extrêmement vite. Si vite que nous ne voyons plus un point mais une ligne de lumière.

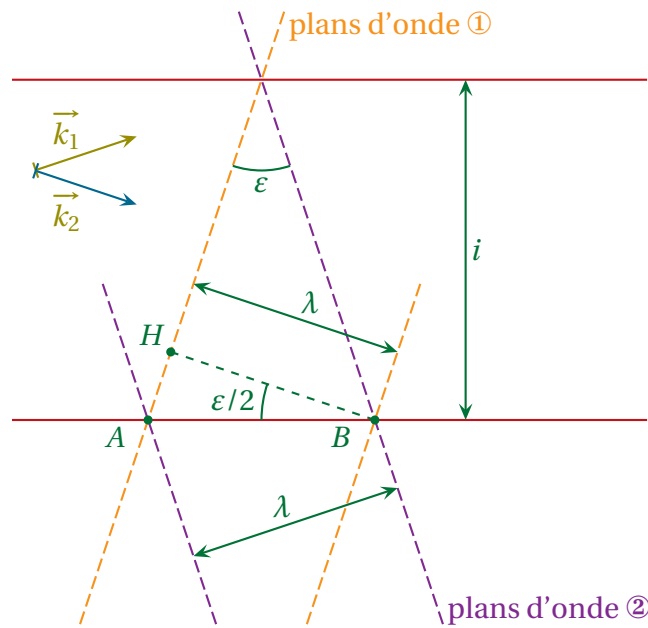


✧ Nous pouvons alors interposer un écran sur ces lignes de lumière, nous verrions alors des bandes lumineuses espacées différemment suivant l'inclinaison de l'écran.



★ **distance**

✧ Regardons de près deux bandes lumineuses, sans oublier que les plans représentés sont des plans où la phase des ondes sont maximales, donc sont séparés de  $\lambda$ .



⇨ Nous avons

$$HB = \lambda \quad AB = \frac{\lambda}{\cos(\varepsilon/2)} \quad \text{et} \quad \tan \frac{\varepsilon}{2} = \frac{AB/2}{i} \tag{I.29}$$

⇨ Cela nous conduit à

$$i = \frac{AB}{2 \tan \frac{\varepsilon}{2}} \quad \rightsquigarrow \quad i = \frac{\lambda}{2 \cos \frac{\varepsilon}{2} \tan \frac{\varepsilon}{2}} \tag{I.30}$$

⇨ Et pour  $\varepsilon \ll 1$  nous avons bien

$$i = \frac{\lambda}{2 \times 1 \times \frac{\varepsilon}{2}} \quad \rightsquigarrow \quad i = \frac{\lambda}{\varepsilon} \tag{I.31}$$

### I.1.vi – visualisation

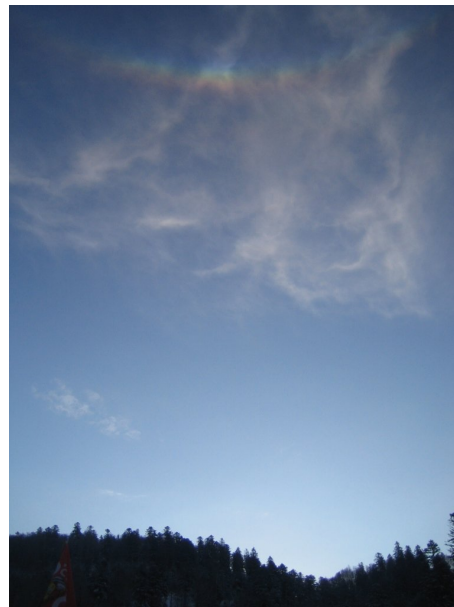
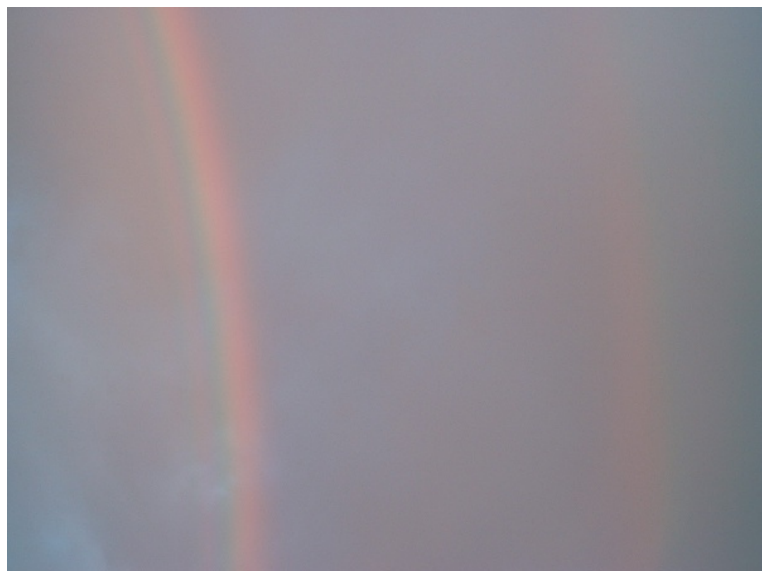
#### ★ deux ondes de même amplitudes

⇨ Voici une simulation très réaliste<sup>3</sup> de ce qu'il est possible de voir dans le cas d'une interférence de deux ondes planes de même amplitude.



3. Toutes les simulations de ce cours ont été réalisées avec le logiciel Diffint créé et utilisé à l'oral du concours Centrale – Supélec et disponible à l'adresse <http://www.lgep.supelec.fr/index.php?page=scm-logiciels>.

- ✧ Il est important de noter qu'il est difficile de prendre de belles photos des phénomènes d'interférence, non seulement parce que l'intensité lumineuse varie énormément d'un point à l'autre, mais aussi parce que l'œil est un capteur logarithmique, alors que les appareils photos usuels sont linéaires.
- ✧ Cette dernière raison explique que de nombreuses photos d'arc-en-ciel sont travaillées. Les deux photos suivantes (prises par l'auteur) montrent, l'une, un arc en ciel avec des arcs surnuméraires et l'autre, un arc circum zénital. Malheureusement, les photos ne rendent pas justice à l'éclat de ces phénomènes.



- ✧ En revanche, cette photographie, trouvée sur le net<sup>4</sup>, est plus représentative de l'éclat d'un arc en ciel avec arcs surnuméraires. Mais elle a été notablement éclaircie, comme le prouve la teinte nettement plus claire du ciel « à l'intérieur » de l'arc.

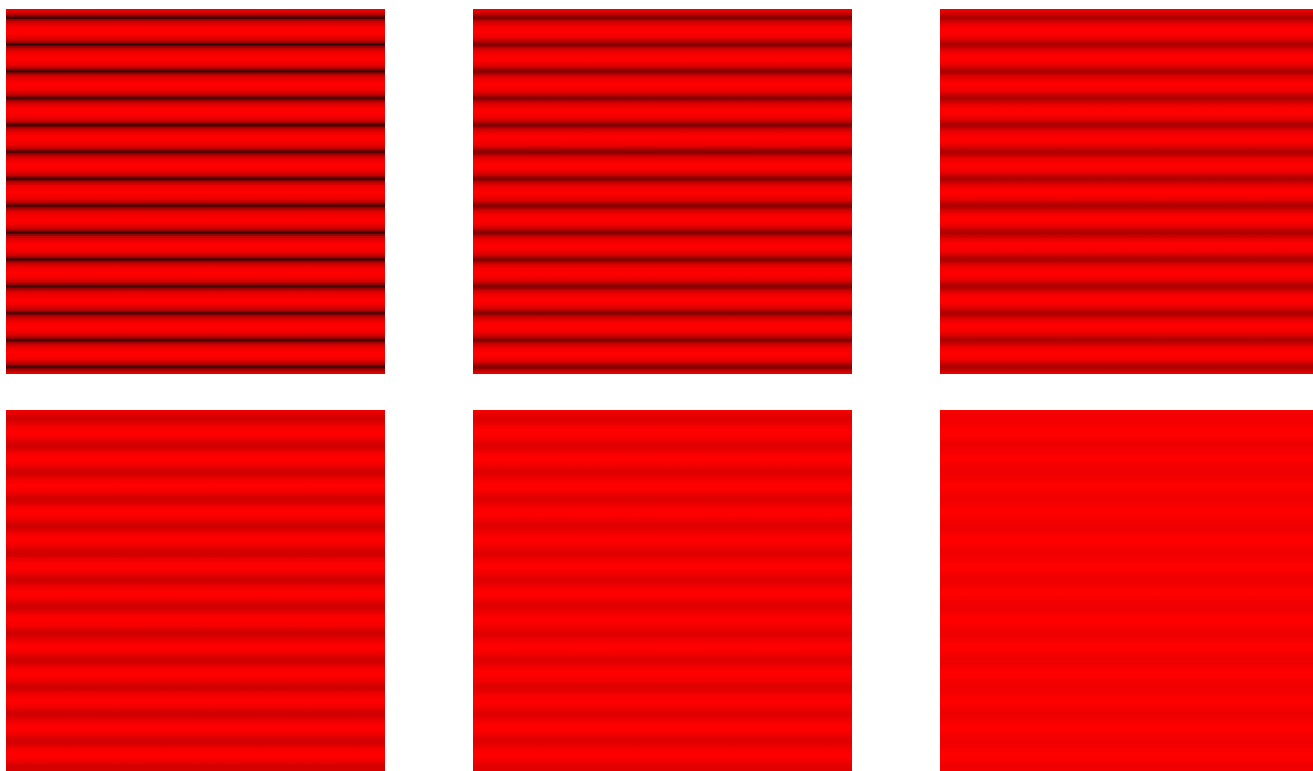


### ★ deux ondes d'amplitudes différentes

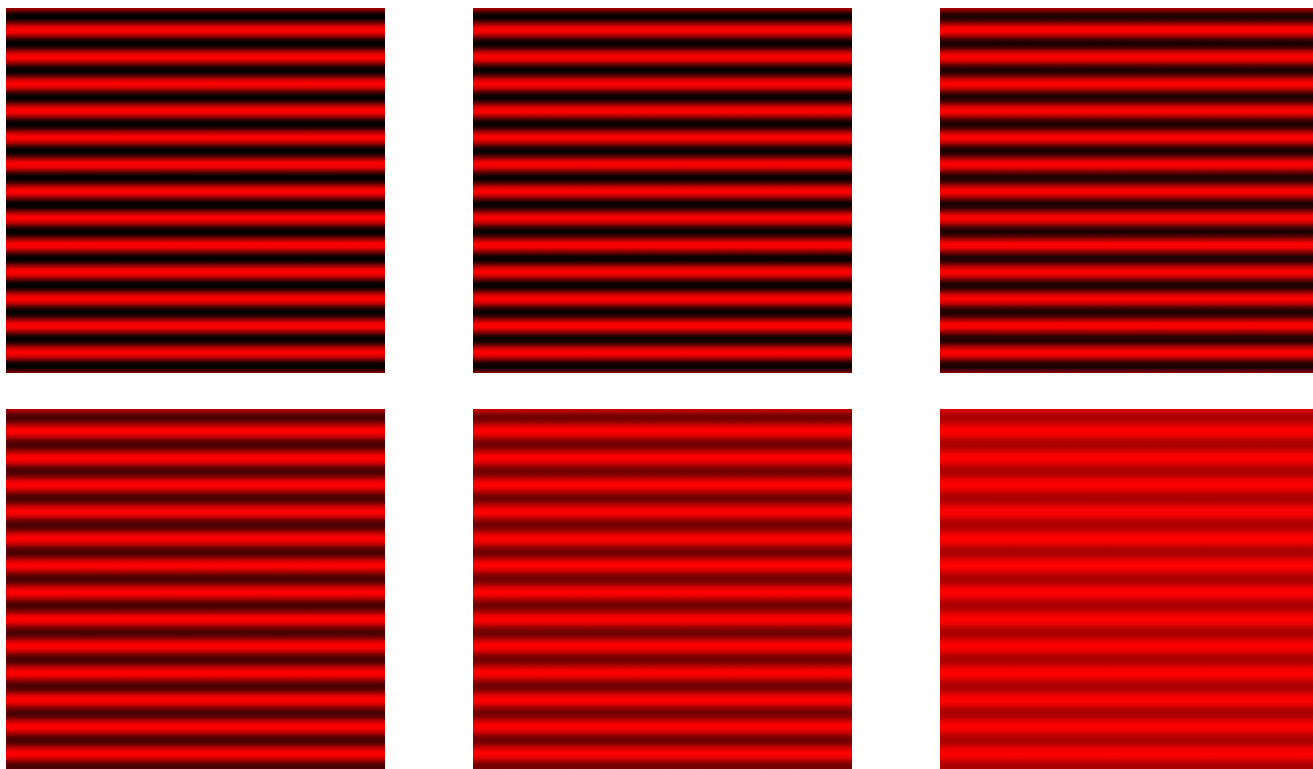
- ✧ Voici une simulation de ce qu'il est possible de voir lorsque les ondes n'ont pas la même amplitude.

4. Source : <http://pourquoilecielbleu.cafe-sciences.org/files/2012/06/arc-en-ciel-6.jpg>





- ✧ Dans les simulations précédentes, une onde a une amplitude de 1 et l'autre a une amplitude de 0,9 ; 0,7 ; 0,5 ; 0,3 ; 0,2 et 0,1.
- ✧ Comme nous pouvons le constater, les oscillations d'éclairement sont toujours visibles mais de moins en moins.
- ✧ Toutefois, nous pouvons nous poser la question de ce qu'il en est pour les capteurs électroniques (photodiode, appareil photo...) dont les réponses sont linéaires.
- ✧ Voici ce qu'ils « voient » dans les mêmes cas que précédemment.



### ★ le contraste

- ◇ Comme nous venons de le voir, il arrive que les franges ne soient pas toujours très visibles, très « contrastées ».
- ◇ Pour quantifier le phénomène, nous allons tout naturellement définir le contraste.

#### Définition

Le *contraste*  $\Gamma$  est la proportion de l'amplitude locale des oscillations d'éclairement par rapport à l'éclairement maximal.



#### Bon à retenir

Techniquement, cela signifie que, pour des interférences à deux ondes

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} (1 + \text{contraste} \times \cos(\text{frange}))$$



#### Bon à retenir

Le contraste peut dépendre du point considéré.

- ◇ C'est la raison pour laquelle il y a le mot « local » dans la définition du contraste. Nous verrons quelques exemples d'un contraste variable dans la partie 3.
- ◇ Il est possible aussi de calculer le contraste de la manière suivante

$$\Gamma = \frac{\mathcal{E}_{\text{frange brillante}} - \mathcal{E}_{\text{frange sombre d'à côté}}}{\mathcal{E}_{\text{frange brillante}} + \mathcal{E}_{\text{frange sombre d'à côté}}} \quad (\text{I.32})$$

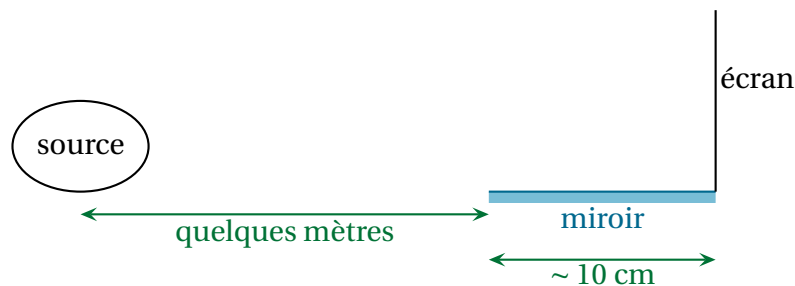
- ◇ Normalement, le contraste est une grandeur positive, ce qui fait que nous devrions prendre en toute rigueur la valeur absolue du facteur devant le cosinus correspondant aux franges.
- ◇ En pratique, nous ne le ferons pas, car nous nous préoccupons principalement des situations pour laquelle le contraste est nul, ce qui rend inutile la notion de signe.
- 👉 *Remarque.* Nous interpréterons le caractère négatif du contraste dans le cas des trous d'YOUNG éclairés par une source large.

## I.2 – Interférences de deux ondes sphériques – miroir de LLOYD

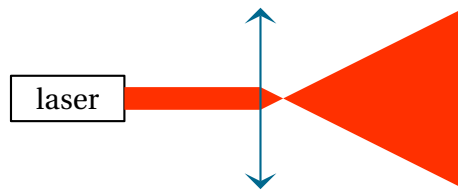
### I.2.i – dispositif

#### ★ situation

- ◇ Considérons le montage suivant.

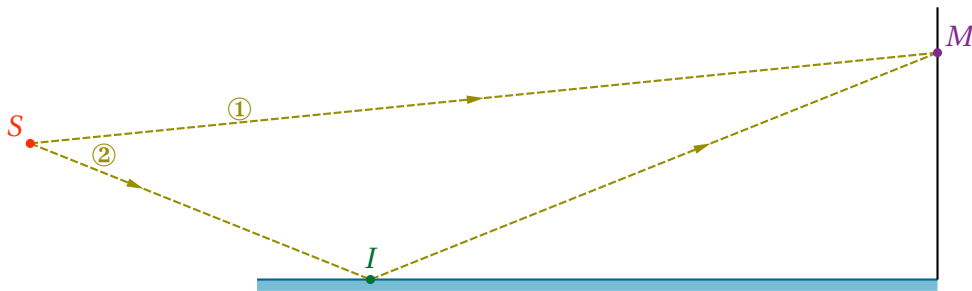


- ◇ La source, ponctuelle et monochromatique, est réalisée grâce à un laser traversant une lentille convergente.



### ★ analyse

- ✧ Comme nous pouvons le constater sur le schéma ci-dessous, en prenant un point  $M$  quelconque de l'écran, nous voyons que deux chemins de lumière y conduisent :
  - celui qui va directement de  $S$  à  $M$  ;
  - celui qui se réfléchit en  $I$  sur le miroir conformément aux lois de SNELL-DESCARTES.



- ✧ Nous avons donc bien deux ondes qui :
  - ont la même pulsation (source monochromatique) ;
  - sont issus du même train d'ondes (il n'y a qu'un seul point source, il ne pourrait pas en être autrement).
- ✧ Nous avons donc affaire à des interférences.

### ★ interférences

- ✧ En considérant que les deux ondes qui parviennent en un point de l'écran sont de même amplitude, nous pouvons utiliser la version simplifiée de la formule de FRESNEL

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} (1 + \cos(\Delta\varphi)) \quad (\text{I.33})$$

- ✧ Reste à déterminer  $\Delta\varphi$ ...

## I.2.ii – différence de marche

### ★ réécriture de l'éclairement

- ✧ Nous avons

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \quad \text{où} \quad \varphi_1 = k_0 (SM)_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM)_1 \quad \text{et} \quad \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (SM)_2 \quad (\text{I.34})$$

- ✧ Remarquons, au passage, que prendre  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  ou  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  ne change rien à l'éclairement, puisque la fonction cosinus est paire.
- ✧ Nous avons ainsi

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} ((SM)_2 - (SM)_1) \quad \rightsquigarrow \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta \quad (\text{I.35})$$

- ✧ Nous voyons apparaître la différence de marche.

**Loi**

Pour deux ondes, la différence de phase s'écrit

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

- $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide, même si le dispositif n'est pas le vide ;
- $\delta$  la différence de marche entre les ondes qui interfèrent.

✧ Rappelons que l'énorme avantage de la différence de marche par rapport à la différence de phase est que la première est une notion *géométrique* mesurable avec une règle sur un schéma dessiné, alors que la seconde est une notion *temporelle* mesurable avec un chronomètre lors de la projection d'une vidéo.

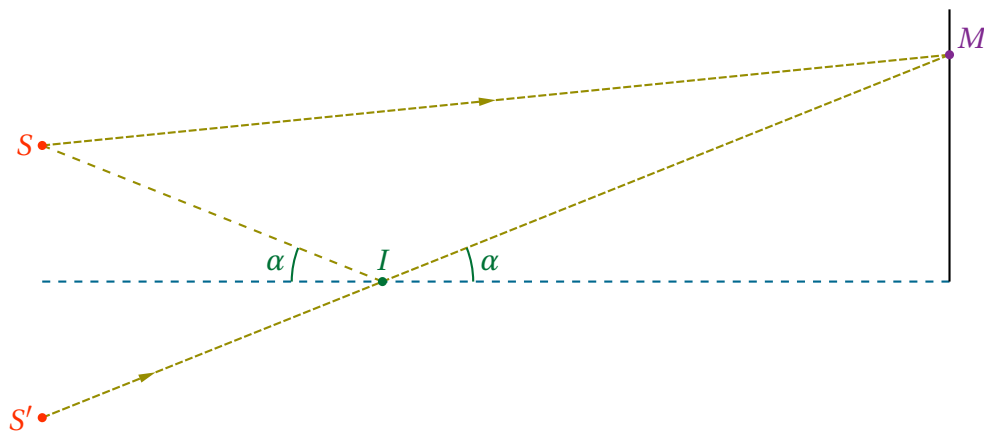
★ **expression de la différence de marche**

🕒 **préparation**

✧ Nous devons donc déterminer la différence de marche entre les chemins de lumière ① et ②.

$$(SM)_2 - (SM)_1 = n_{\text{air}}(SI + IM) + \frac{\lambda_0}{2} - n_{\text{air}}SM \quad (\text{I.36})$$

✧ Commençons par déplier le miroir plan de manière à faire apparaître une source fictive  $S'$ .



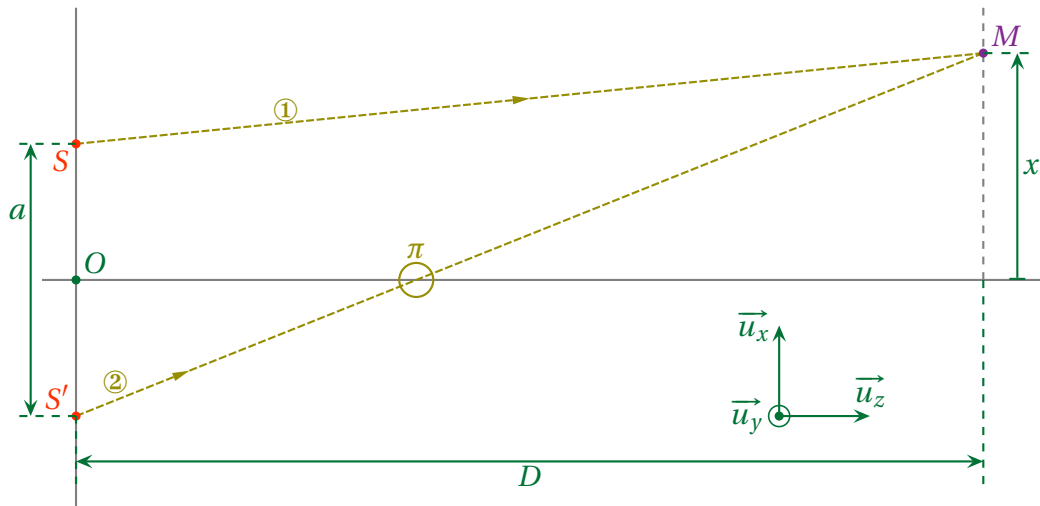
✧ Le respect des lois de la réflexion imposent  $S'$ ,  $I$  et  $M$  alignés d'où

$$SI + IM = S'I + IM \quad \rightsquigarrow \quad SI + IM = S'M \quad (\text{I.37})$$

✧ Finalement avec  $n_{\text{air}} = 1,000$

$$\delta = S'M - SM + \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{I.38})$$

✧ Redessinons le schéma avec uniquement les points intéressants (n'oublions pas le miroir avec son déphasage exceptionnel) et profitons-en pour poser un repérage.



✧ Les coordonnées des points  $S$ ,  $S'$  et  $M$  sont

$$S \begin{pmatrix} +a/2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad S' \begin{pmatrix} -a/2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad M \begin{pmatrix} x \\ y \\ D \end{pmatrix} \quad (\text{I.39})$$

### 🔗 action

✧ Pour exprimer  $SM$ , commençons par exprimer  $SM^2 = \overrightarrow{SM}^2$ .

$$\overrightarrow{SM} = \begin{pmatrix} x - a/2 \\ y \\ D \end{pmatrix} \rightsquigarrow \overrightarrow{SM}^2 = D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 \quad (\text{I.40})$$

✧ De même pour  $S'M$

$$\overrightarrow{S'M} = \begin{pmatrix} x + a/2 \\ y \\ D \end{pmatrix} \rightsquigarrow \overrightarrow{S'M}^2 = D^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 \quad (\text{I.41})$$

✧ Comme  $D$  est très grand devant  $x$ ,  $y$  et  $a$ , nous pouvons faire un développement limité

$$SM = \left( D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 \right)^{1/2} = D \left( 1 + \frac{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2}{D^2} \right)^{1/2} \quad (\text{I.42})$$

$$\stackrel{\text{DL}}{=} D \times \left( 1 + \frac{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2}{2D^2} \right) \quad (\text{I.43})$$

✧ De même pour  $S'M$

$$S'M = D \left( 1 + \frac{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + y^2}{D^2} \right)^{1/2} \stackrel{DL}{\approx} D \times \left( 1 + \frac{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + y^2}{2D^2} \right) \quad (I.44)$$

✧ Nous avons ainsi

$$S'M - SM = D \times \left[ \lambda + \frac{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + y^2}{2D^2} - \lambda - \frac{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + y^2}{2D^2} \right] \quad (I.45)$$

$$= \frac{\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + y^2 - \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 - y^2}{2D} \quad (I.46)$$

$$= \frac{\left(x + \frac{a}{2} + x - \frac{a}{2}\right) \left(x + \frac{a}{2} - x + \frac{a}{2}\right)}{2D} \quad (I.47)$$

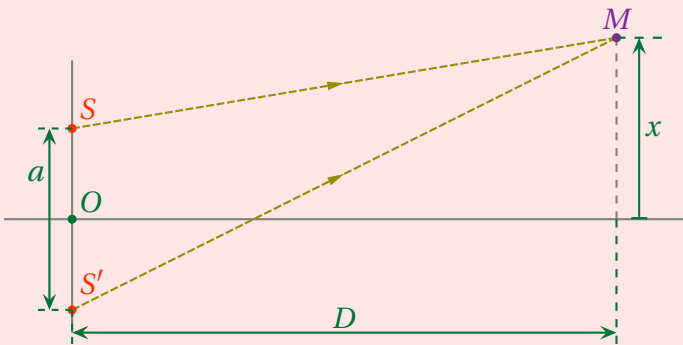
$$= \frac{ax}{D} \quad (I.48)$$

✧ C'est un résultat (simple) que nous aurons l'occasion de réutiliser.

### 🔗 conclusion

**Loi**

Dans la situation suivante où  $S$  et  $S'$  interfèrent nous avons  $S'M - SM = \frac{ax}{D}$



- $a$  est la distance entre les deux sources cohérentes ;
- $x$  est compté à partir du plan médiateur des sources ;
- $D$  est la distance entre les sources et l'écran.

✧ Nous pouvons remarquer que ce résultat est indépendant de  $y$ , chose qui n'a rien d'évident *a priori*.

👉 *Remarque.* Ce calcul est à savoir refaire !

### ★ expression finale de l'éclairement

✧ Finalement, pour ce dispositif, la différence de marche s'écrit

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{I.49})$$

### I.2.iii – figure d'interférence

#### ★ représentation

✧ Commençons par ne pas oublier que l'écran est l'ensemble des points  $M(x,y,D)$ .

✧ Autrement dit, comme l'éclairement est « fonction de  $M$  », l'éclairement doit être une fonction de  $x$  et  $y$ .

✧ Ici, pour le miroir de LLOYD, il s'agit d'interférence de deux ondes de même amplitude donc nous avons

$$\mathcal{E}(x,y) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} \left( 1 + \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right) \quad (\text{I.50})$$

✧ En remplaçant la différence de marche par son expression nous obtenons

$$\mathcal{E}(x,y) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi ax}{\lambda_0 D} + \pi \right) \right) \rightsquigarrow \mathcal{E}(x,y) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} \left( 1 - \cos \left( \frac{2\pi ax}{\lambda_0 D} \right) \right) \quad (\text{I.51})$$

✧ Rappelons qu'il n'y a d'écran que pour  $x \geq 0$ .

✧ La figure obtenue est donc un ensemble de bandes parallèles à l'axe  $(Oy)$ .

✧ Voici ce que donne une simulation très réaliste.



#### ★ ordre d'interférence

✧ Nous voyons un motif se dessiner sur l'écran, un motif régulier.

#### Définition

Une *frange brillante* est une bande de lumière sur un écran où il y a des interférences.

Une *frange sombre* est une bande où il n'y a pas de lumière.

✧ Ces franges sombres et brillantes dépendent de l'interférence.



#### Bon à retenir

Une *frange brillante* (resp. *sombre*) correspond à une *interférence constructive* (resp. *destructive*).

⇨ Pour déterminer l'emplacement de ces franges, nous allons utiliser la notion d'ordre d'interférence.

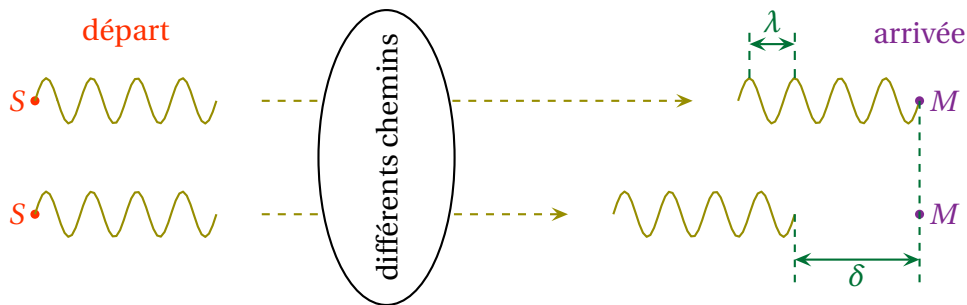
9

### Définition

L'*ordre d'interférence* au point  $M$  est le nombre réel  $p$  défini par

$$p = \frac{\delta(M)}{\lambda_0}$$

⇨ Concrètement, l'ordre d'interférence représente le décalage  $\delta$  entre deux ondes, décalage compté en « unité de longueur d'onde ».



⇨ Dans ces conditions, nous avons le résultat suivant

9

### Bon à retenir



Si l'ordre d'interférence  $p$  est entier au point  $M$  :

- les deux ondes arrivent en phase, l'interférence est constructive ;
- $M$  appartient à une frange brillante.

9

### Bon à retenir



Si l'ordre d'interférence  $p$  est demi-entier au point  $M$  :

- les deux ondes arrivent en opposition de phase, l'interférence est destructive ;
- $M$  appartient à une frange sombre.

**STOP** Le vocable « demi-entier » est très mal choisi car trompeur. Un nombre demi-entier n'est pas un nombre moitié d'un entier mais un nombre entier ajouté d'un demi comme 5,5 ou 27,5. Il aurait mieux fallu dire un « entre-entier » ou un « mi-chemin d'entiers ».

### ☆ interfrange

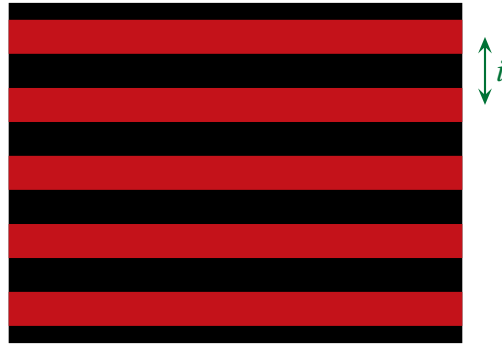
⇨ Lors d'expériences d'interférences, le résultat est la figure d'interférence qu'il faut alors interpréter.

⇨ Pour cela nous allons nous intéresser à sa structure (ici sa périodicité) et la relier aux sources.

### Définition

L'*interfrange* est la distance entre deux franges de même nature.





- ✧ Il arrive parfois, comme ici, que l'interfrange soit constante. Ce résultat n'a rien d'universel.
- ✧ Pour chercher l'interfrange, nous allons chercher l'abscisse  $x_k$  correspondant à la frange d'ordre  $k$ .

$$\frac{\delta(x_k)}{\lambda_0} = k \rightsquigarrow \frac{ax_k}{\lambda_0 D} + \frac{1}{2} = k \rightsquigarrow x_k = \frac{\lambda_0 D}{a} \times k - \frac{\lambda_0 D}{2a} \quad (\text{I.52})$$

- ✧ L'interfrange noté en général  $i$  vaut donc

$$i = x_{k+1} - x_k \rightsquigarrow i = \frac{\lambda_0 D}{a} \times (k+1) - \frac{\lambda_0 D}{2a} - \left( \frac{\lambda_0 D}{a} \times k - \frac{\lambda_0 D}{2a} \right) \quad (\text{I.53})$$

- ✧ Ce qui donne

$$i = \frac{\lambda_0 D}{a} \quad (\text{I.54})$$

### ★ loi phénoménologique

- ✧ Nous pouvons constater que l'interfrange est directement fonction de  $a$ , c'est-à-dire des sources.
- ✧ C'est là tout l'intérêt des interférences : permettre de remonter à certaines caractéristiques microscopiques géométriques des sources à partir de mesures macroscopiques.
- ✧ Nous pouvons aussi constater un phénomène important.



#### Bon à retenir

✧ Plus les causes sont petites, plus les conséquences sont grandes.

- ✧ Cela se voit dans le fait que plus  $a$  est petit, plus  $i$  est grand.
- ✧ Prenons un exemple.  $D = 3,0$  m,  $\lambda_0 = 632,8$  nm et  $i = 0,20$  mm alors

$$a = \frac{\lambda_0 D}{i} \rightsquigarrow a = 9,5 \text{ mm} \quad (\text{I.55})$$

## I.3 – Cas général d'interférence de deux OSPM

### I.3.i – deux sources cohérentes

- ✧ Reprenons le dispositif précédent en le dépliant de manière à faire apparaître les deux points source.

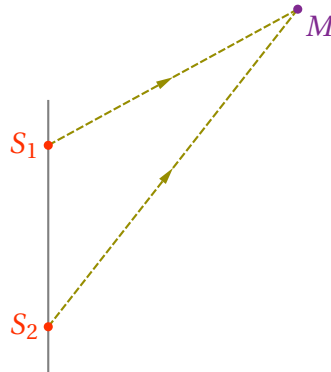
$S_1 \bullet$



$S_2 \bullet$

- ✧ Nous voyons qu'il est possible d'envisager l'existence de deux points sources distincts mais pouvant interférer. Cela nécessite, certes, un montage, mais c'est tout à fait possible.
- ✧ Dans la suite nous allons donc considérer ces deux points sans nous soucier de la manière dont ils ont été créés.

### I.3.ii – figure d'interférence



- ✧ En un point  $M$  quelconque il y a *a priori* interférences à deux ondes de même amplitude.
- ✧ Nous pouvons donc écrire

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} (1 + \cos \Delta\varphi) \quad \text{où} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \quad \text{avec} \quad \delta = (S_1M) - (S_2M) \quad (\text{I.56})$$

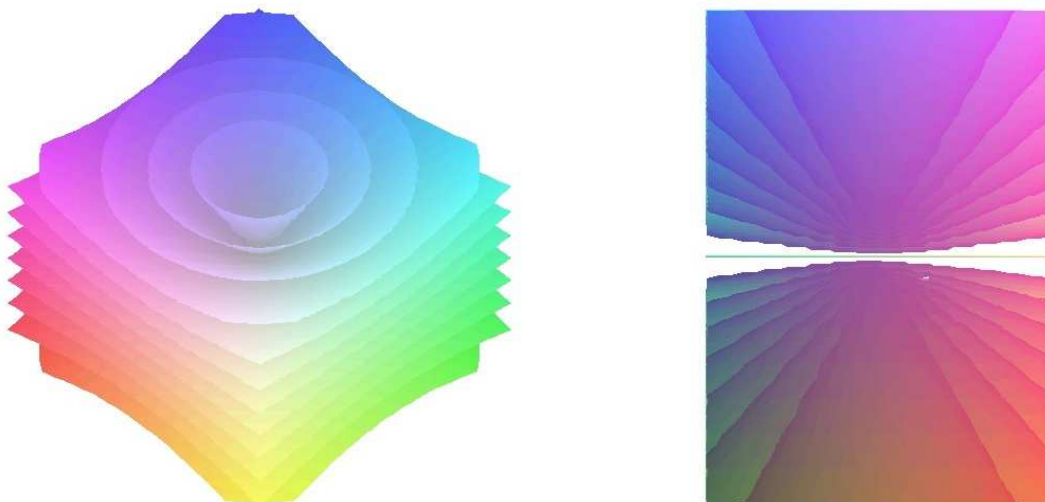
- ✧ Pour trouver la figure d'interférence, nous allons chercher les zones d'« isoéclairement ».
- ✧ Les zones iso $\mathcal{E}$  correspondent donc à des zones iso $\delta$  soit à des zones telles que (avec  $n = 1$ )

$$\delta = (S_1M) - (S_2M) = C^{\text{te}} \quad \rightsquigarrow \quad S_1M - S_2M = C^{\text{te}} \quad (\text{I.57})$$

- ✧ Il s'agit de l'équation vérifiée par ce qui est appelée « hyperboloïdes de révolution ».

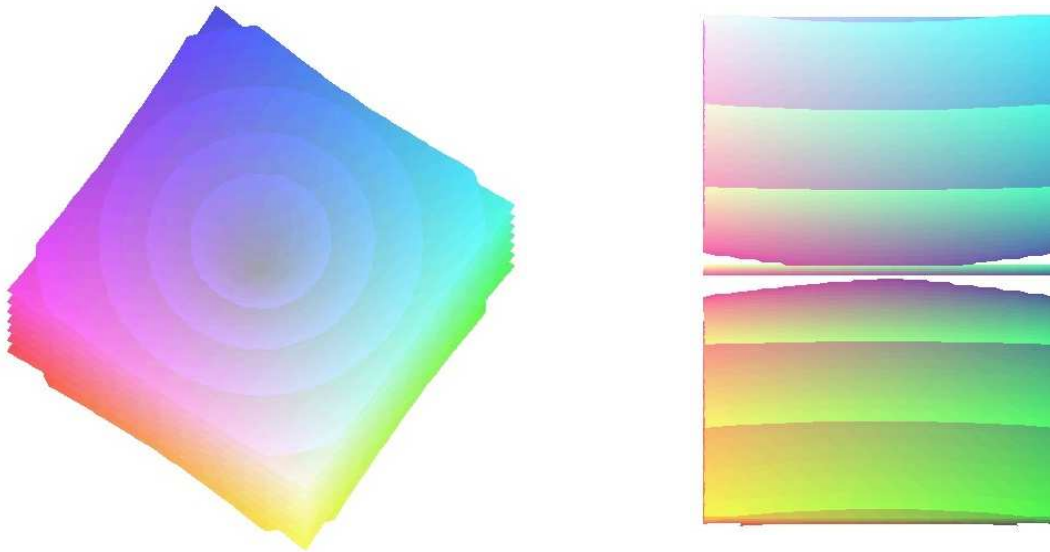
### I.3.iii – représentation

- ✧ Voici la représentation des hyperboloïdes par MAPLE. La première c'est une vue de haut, la seconde c'est une vue dans le plan un plan de coupe contenant les deux points sources.



- ✧ Et voici deux autres vues :

- l'une un peu plus dans l'axe des deux sources, nous permettant de mieux « voir » les cercles concentriques ;
- l'autre dans un plan parallèle aux sources et loin des sources, nous permettant de « voir » les franges rectilignes.



### I.3.iv – deux cas d'observation

- ◇ Suivant le lieu où est placé l'écran d'observation, nous ne verrons pas la même chose.
- ◇ Mathématiquement :
  - si l'écran est parallèle à  $S_1S_2$  et proche des sources, nous voyons des franges hyperboliques<sup>5</sup> ;
  - si l'écran est parallèle à  $S_1S_2$  et loin des sources, nous voyons des franges rectilignes ;
  - si l'écran est orthogonal à  $S_1S_2$ , nous voyons des franges circulaires.
- ◇ En pratique il n'est pas possible d'être proche des sources, en particulier il n'est pas possible d'observer sur un écran les interférences entre les deux sources.
- ◇ Nous retiendrons donc les résultats suivants.



#### Bon à retenir

Lorsque deux sources sphériques  $S_1$  et  $S_2$  interfèrent :

- si l'observation se fait sur un écran parallèle à  $S_1S_2$  et loin des sources, les franges sont rectilignes ;
- si l'observation se fait sur un écran orthogonal à  $S_1S_2$ , les franges sont circulaires.

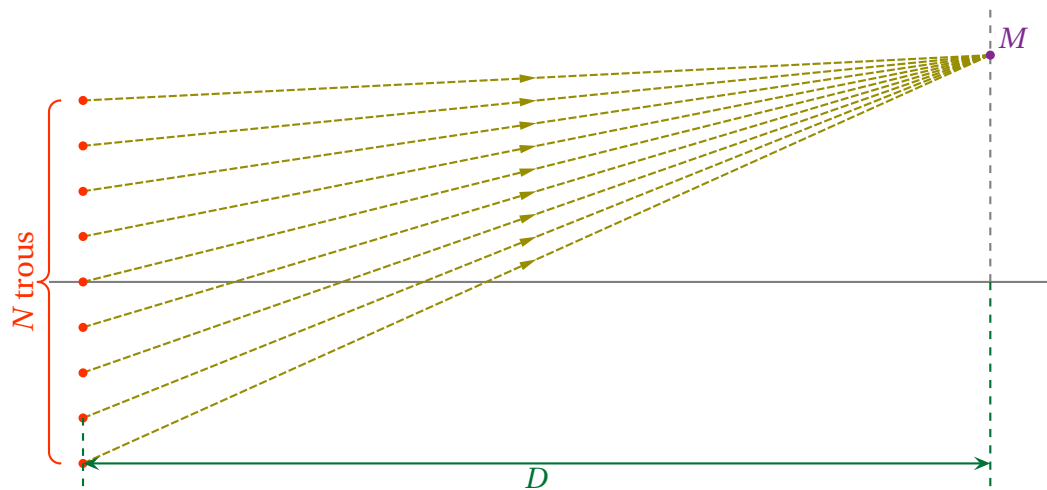
## I.4 – Interférences à $N$ ondes

### I.4.i – le principe

#### ★ montage

- ◇ Imaginons que, cette fois, nous n'ayons pas seulement deux ondes cohérentes, mais  $N$  ondes issues de sources régulièrement espacées.

5. Les hyperboles sont des coniques dont la particularité est d'être rectiligne à l'infini, contrairement à la parabole.



⇨ La question est : qu'allons-nous voir sur l'écran ?

### ★ éclaircissement

- ⇨ Puisqu'il y a strictement plus que deux ondes qui interfèrent, nous ne pouvons pas reprendre la formule de FRESNEL, même simplifiée.
- ⇨ Nous devons donc repartir de « zéro » et sommer les amplitudes de chaque onde.
- ⇨ Comme les sources sont régulièrement espacées, nous pouvons dire que la différence de marche entre deux rayons successifs est la même.
- ⇨ L'amplitude de l'onde reçue en  $M$  obéit donc à la loi

$$\underline{s}_{i+1}(M) = \underline{s}_i(M) \times e^{j2\pi\delta/\lambda} \quad (\text{I.58})$$

⇨ Pour avoir l'amplitude totale, il suffit de sommer

$$\underline{s}(M) = \sum_{i=1}^N \underline{s}_i(M) \quad (\text{I.59})$$

⇨ Et, pour l'éclaircissement, il suffit, là aussi, de prendre le carré du module.

$$\mathcal{E}(M) = \left| \underline{s}(M) \right|^2 \quad (\text{I.60})$$

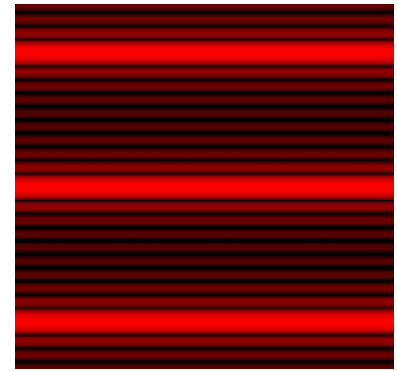
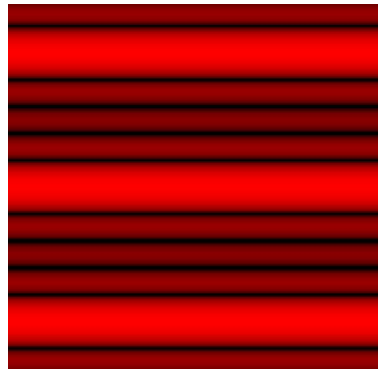
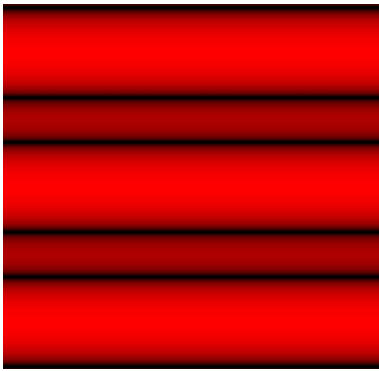
⇨ Les calculs dits « exacts » sont faisables<sup>6</sup> mais complètement inutile car :

- nous ne vérifierons **jamais** l'expression de cette loi ;
- le principal caractère de cette loi (la première annulation) est facilement retrouvable par d'autres méthodes.

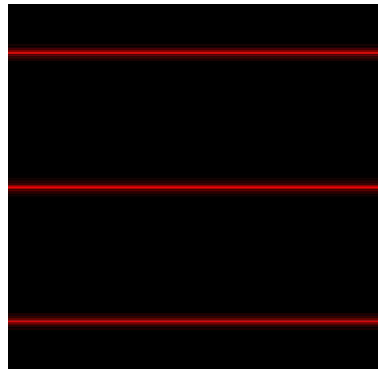
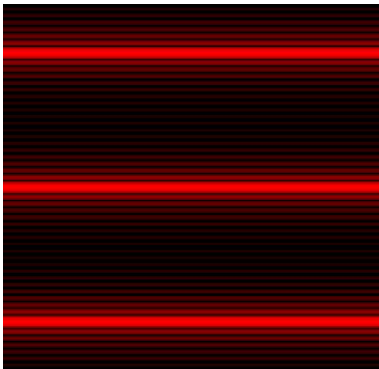
### I.4.ii – simulations

⇨ Voici des simulations de ce que nous pourrions observer lorsqu'il y a interférence de 3, 5 et 10 sources.

6. Ce n'est qu'une somme de série géométrique !



⇨ Continuum avec 20, 100 et 300 sources



⇨ Comme nous pouvons le constater, plus les sources sont nombreuses :  
 → plus la frange principale est fine ;  
 → moins les franges secondaires sont visibles.

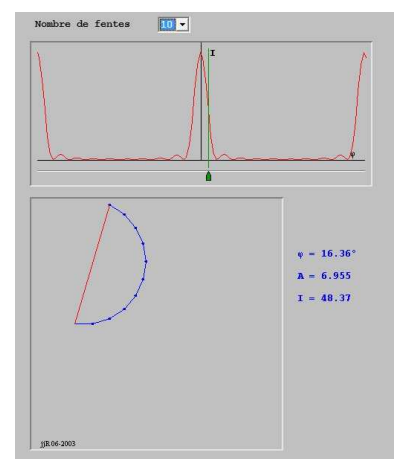
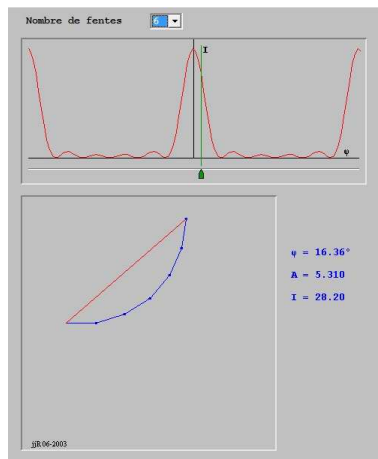
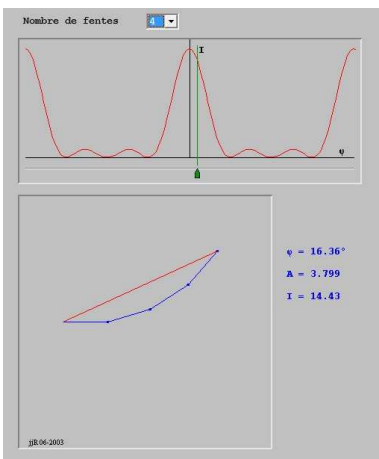
**Loi**

⚙ Pour les interférences à  $N$  ondes cohérentes de sources régulièrement espacées, il n'y a de lumière (de franges brillantes) que lorsque **toutes** les ondes sont en phase, *i.e.* en particulier lorsque deux ondes successives sont en phase.

**I-4-iii – construction de FRESNEL**

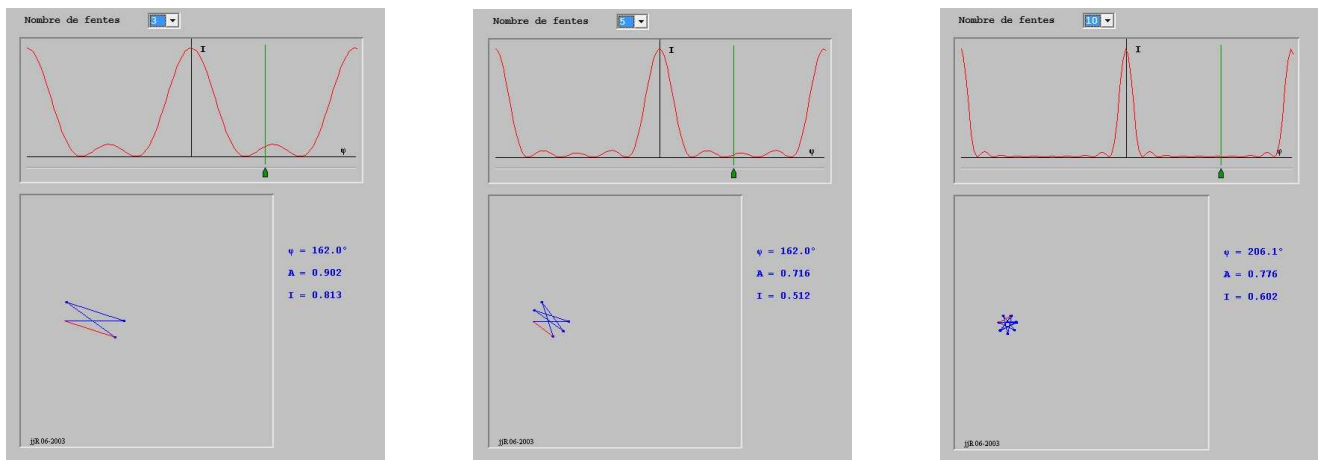
7

⇨ Pour expliquer ces résultats, nous pouvons utiliser la construction de FRESNEL.  
 ⇨ Voici quelques captures d'écran d'une applet permettant de visualiser à la fois l'intensité sous forme d'un graphique et la construction de FRESNEL associée<sup>7</sup>



7. Adresse : <http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/O2bis/optiphy/interf2.html>

- ✧ Dans les trois cas représentés au dessus, le déphasage entre deux ondes successives est le même (un peu plus de  $16^\circ$ ).
- ✧ Nous voyons aisément que, plus il y a d'ondes, plus l'onde résultante a tendance à être petite.
- ✧ Au niveau des pics secondaires, la situation est la suivante



- ✧ C'est pourquoi nous retiendrons la loi suivante

**Loi**

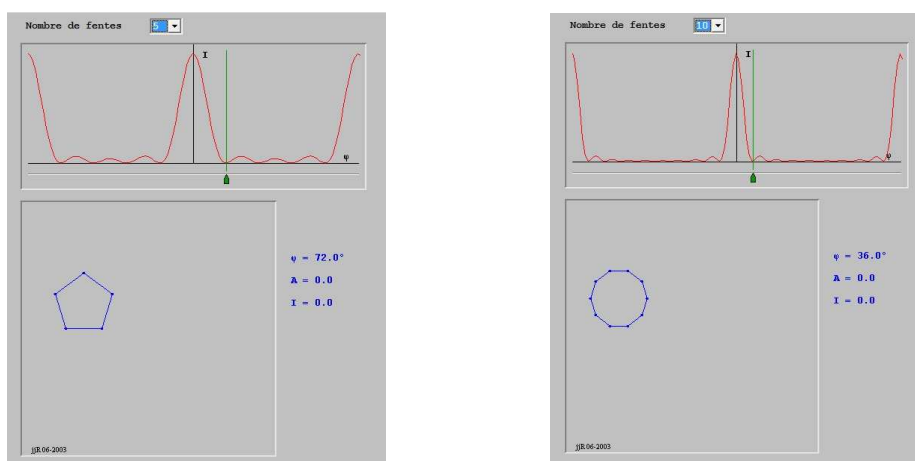
Dans le cas d'interférence à  $N$  ondes, dès que  $N$  devient grand, les seuls maxima notablement visibles correspondent à des interférences où deux ondes successives quelconques sont déphasées de  $p \times 2\pi$  avec  $p$  entier.

- ✧ Nous ne faisons que traduire le fait que toutes les ondes doivent interférer constructivement.

### I-4-iv – finesse des pics

★ à partir de la construction de FRESNEL

- ✧ Comme nous pouvons le voir sur les représentations ci-dessous, pour que l'onde résultante soit nulle, il faut que les représentations des ondes forment un polygone régulier.



- ✧ S'il y a  $N$  ondes, le polygone a  $N$  côtés.
- ✧ En n'oubliant pas que chaque côté est, en fait, un vecteur et que chaque vecteur forme avec le suivant un même angle orienté  $\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$ , nous pouvons dire qu'après  $N$  vecteurs, nous avons fait un tour complet. Cela se traduit par

$$N \times \varphi = 2\pi \quad (\text{I.61})$$

✧ Soit

$$\varphi = \frac{2\pi}{N} \quad (\text{I.62})$$

✧ Cela explique que plus le nombre  $N$  de sources est grand, plus le déphasage de première annulation est petit et, donc, plus la frange observée est fine.

★ à partir d'un raisonnement direct lorsque  $N$  est grand

✧ Lorsque  $N$  est grand, nous pouvons raisonner directement en associant par paires les sources :

- la numéro 1 avec la  $\frac{N}{2} + 1$  ;
- la numéro 2 avec la  $\frac{N}{2} + 2$  ;
- la numéro 3 avec la  $\frac{N}{2} + 3$  ;
- ... ;
- la numéro  $\frac{N}{2}$  avec la  $N$ .

✧ Nous pouvons dire que la première annulation aura lieu lorsque ces paires d'ondes interféreront toutes de manière destructive.

✧ Chaque paire est séparée de  $\frac{N}{2}$  sources, ce qui donne un déphasage, pour chaque paire, de  $\frac{N}{2} \times \varphi$ .

✧ Pour qu'il y ait interférences destructives, il faut donc

$$\frac{N}{2} \times \varphi = \pi \quad (\text{I.63})$$

✧ Ce qui conduit bien à la même condition

$$\varphi = \frac{2\pi}{N} \quad (\text{I.64})$$

✧ Cette démonstration ne fonctionne que pour  $N$  grand car cela permet de ne pas avoir à distinguer le cas où  $N$  est impair. En effet, dans un tel cas, il est possible de négliger l'amplitude d'une onde devant les (peut-être) 1034 autres. Et ce, afin de retrouver la parité.

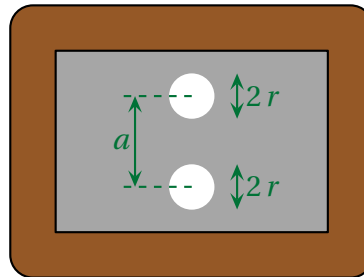
✧ Notons aussi que cette démonstration revient à dire, dans la construction de FRESNEL que les représentations d'une onde et de celle décalée de  $\frac{N}{2}$  sont parallèles.

## II – Dispositifs classiques

### II.1 – Trous d'YOUNG

#### II.1.i – dispositif

- ✧ Le dispositif est extrêmement simple puisqu'il s'agit d'un obstacle composé de deux trous de rayon  $r$  séparés de  $a$ .



- ✧ Ce dispositif peut être éclairé par une onde plane ou une onde sphérique.  
 ✧ Dans les deux cas la diffraction induite par les deux trous engendre des interférences.

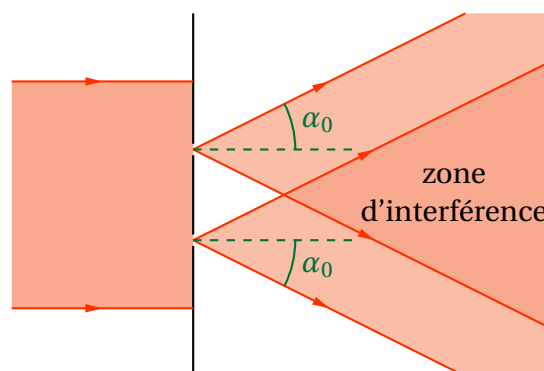
#### II.1.ii – des interférences grâce à la diffraction

##### ★ situation

- ✧ En regardant de près ce qui se passe, nous savons (cf. cours de première année) que la diffraction par une pupille circulaire « écarte » un faisceau lumineux d'un angle, dont l'ordre de grandeur s'écrit 1

$$\alpha_0 = \frac{\lambda}{d} \quad \text{avec} \quad d \text{ le diamètre du trou} \quad (\text{II.1})$$

- ☞ *Remarque.* Nous verrons dans le prochain chapitre que, dans le cas d'une pupille circulaire, l'angle  $\alpha_0$  vaut plutôt  $1,22 \times \frac{\lambda}{d}$ , mais cela ne change rien aux raisonnements qui suivent, car ils se contentent de l'aspect « interférence ».

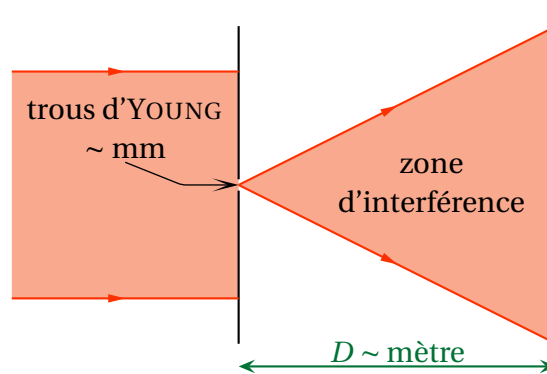


- ✧ Comme nous pouvons le voir, il apparaît une zone de recouvrement de la lumière diffractée : c'est une zone d'interférences.



★ à l'échelle

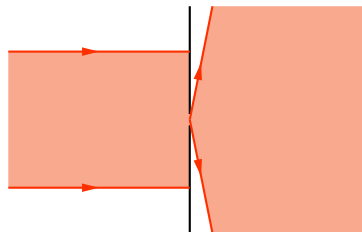
- ✧ Bien qu'il semble exister des zones où il n'y a pas d'interférences, il ne faut pas oublier que les tailles caractéristiques des trous d'YOUNG sont de l'ordre de la fraction de millimètre, tant pour le rayon des trous que pour leur écartement.
- ✧ Dans ces conditions, le schéma, à l'échelle, ressemble plus à



- ✧ Nous pouvons clairement négliger les zones de « non interférence »

★ vers une diffraction isotrope

- ✧ Si les trous sont suffisamment petits, alors l'angle de diffraction est très grand ou, du moins, suffisamment grand pour la considérer isotrope.

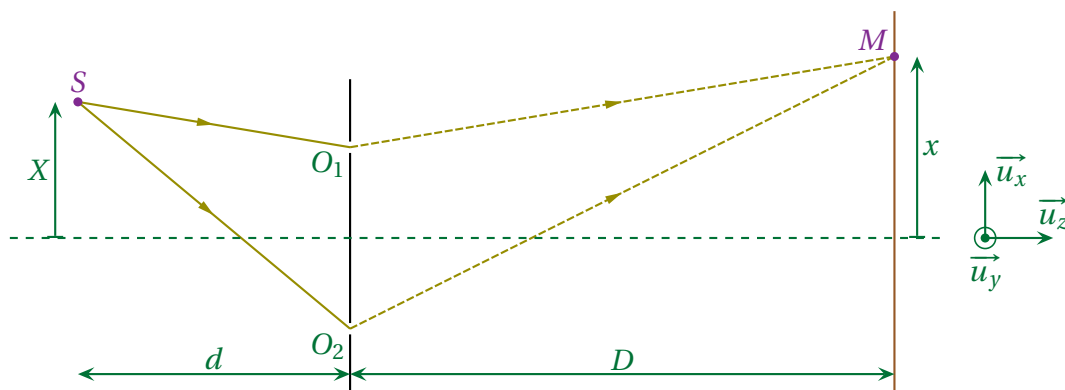


- ✧ En pratique (TP), nous n'utiliserons pas des trous aussi fins que cela car, expérimentalement, non seulement c'est très difficile à fabriquer, mais en plus cela limite énormément la luminosité.

II.1.iii – un cas connu

★ situation

- ✧ Considérons deux trous d'YOUNG éclairés par une source ponctuelle et cherchons l'éclairement sur l'écran.



✧ Nous sommes alors ramenés à un cas connu, celui de l'interférence de deux sources de même amplitude.

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} \left( 1 + \cos \frac{2\pi \delta}{\lambda_0} \right) \tag{II.2}$$

★ **différence de marche**

🕒 **réécriture**

✧ La différence de marche peut se réécrire en deux différences de marche

$$\delta = (SO_2M) - (SO_1M) \tag{II.3}$$

$$= (SO_2) + (O_2M) - ((SO_1) + (O_1M)) \tag{II.4}$$

$$= ((SO_2) - (SO_1)) + ((O_2M) - (O_1M)) \tag{II.5}$$

🕒 **résultat déjà rencontré**

✧ Le 2<sup>e</sup> terme a déjà été rencontré dans le cas des miroirs de LLOYD et s'écrit

$$(O_2M) - (O_1M) = \frac{ax}{D} \tag{II.6}$$

✧ Le 1<sup>er</sup> terme peut s'écrire de manière analogue

$$(SO_2) - (SO_1) = \frac{aX}{d} \tag{II.7}$$

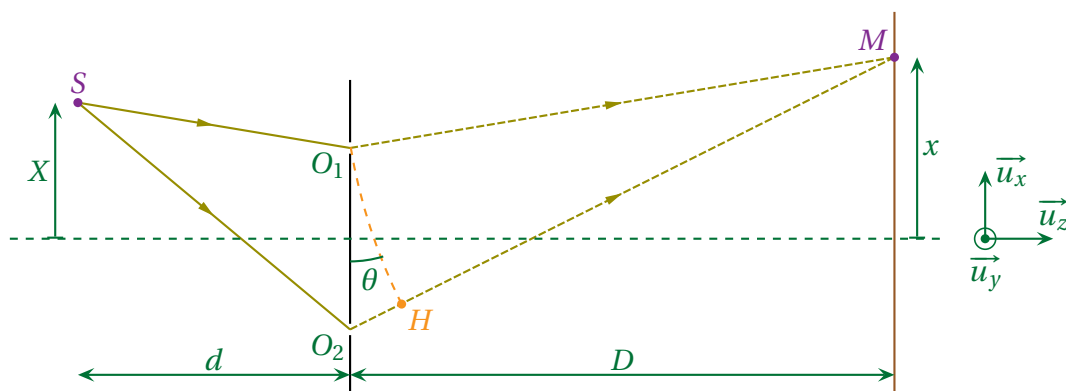
✧ Et finalement

$$\delta = \frac{ax}{D} + \frac{aX}{d} \tag{II.8}$$

🕒 **autre manière de calculer**

✧ Nous pouvons voir la différence de marche  $(O_2M) - (O_1M)$  de la manière suivante.

✧ Reportons la longueur  $O_1M$  sur  $O_2M$

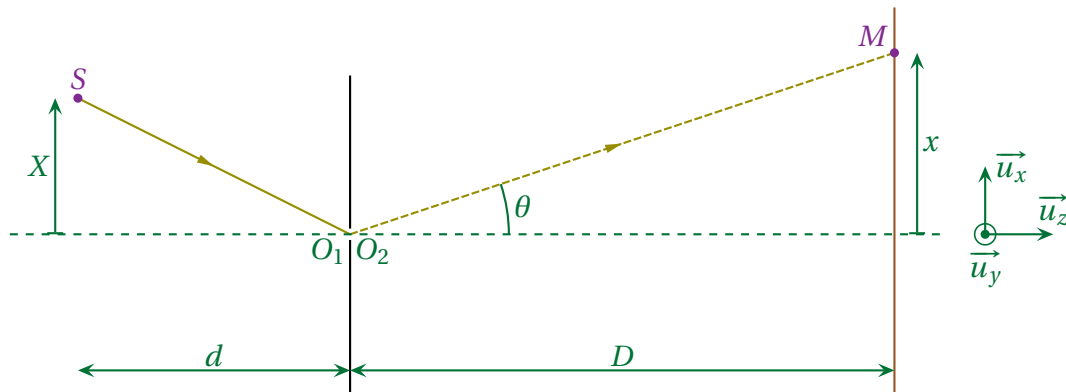


✧ À l'échelle, H est le projeté de O1 sur O2M ce qui permet d'avoir immédiatement

$$\delta = O_2H = a \sin \theta \tag{II.9}$$

✧ De plus, avec un schéma à l'échelle (encore !) nous voyons que :

- les points  $O_1$  et  $O_2$  sont confondus, donc les droites  $(O_1M)$  et  $(O_2M)$  sont parallèles ;
- $\theta$  n'est autre que l'angle entre l'axe  $(Oz)$  et  $(OM)$ .



✧ Ainsi, avec l'approximation des petits angles,

$$\sin \theta = \frac{x}{D} \quad \rightsquigarrow \quad \delta = \frac{ax}{D} \tag{II.10}$$

✧ Ce qui est bien le même résultat.

✧ Cette méthode, par rapport au calcul complet, présente deux inconvénients :

- d'une part elle laisse sous-entendre que  $H$  est le projeté de  $O_1$  sur  $O_2M$  ce qui est **faux**. Cela se voit très bien dans le cas  $\theta = 0$  ;
- d'autre part, elle ne permet pas de *prouver* que la différence de marche ne dépend pas de  $y$ . Il faut donc rajouter un argument : celui qui dit que les interférences dues à deux sources sphériques observées dans un plan parallèle et loin des sources sont des franges rectilignes.

✧ Insistons surtout sur le caractère incomplet du calcul : il est **indispensable** de faire intervenir d'autres lois pour pouvoir être suffisamment rigoureux.

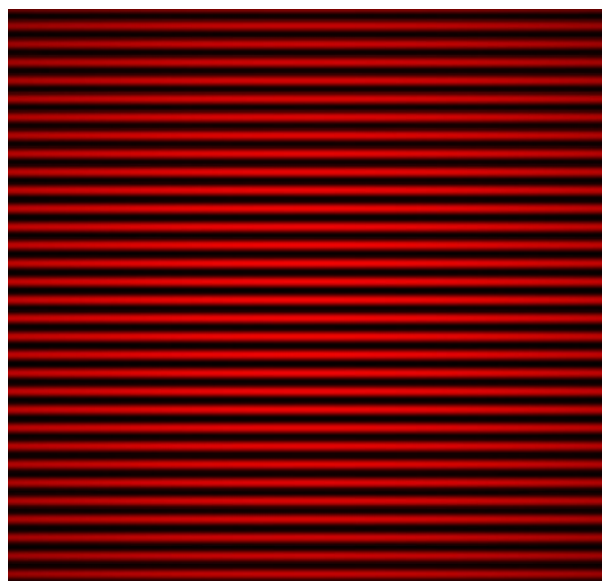
★ **figure d'interférence**

✧ L'éclairement s'écrit

10

$$\mathcal{E}_{\text{interf}}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\text{max}}}{2} \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda_0} \left( \frac{ax}{D} + \frac{aX}{d} \right) \right) \right) \tag{II.11}$$

✧ Visuellement, cela donne



- ✧ Nous pouvons facilement calculer l'interfrange.
- ✧ La position  $x_k$  de la frange brillante d'ordre  $k$  est telle que

$$\frac{\delta(x_k)}{\lambda_0} = k \rightsquigarrow \frac{ax_k}{D} + \frac{aX}{d} = k\lambda_0 \rightsquigarrow x_k = k \times \frac{\lambda_0 D}{a} - \frac{XD}{d} \quad (\text{II.12})$$

- ✧ L'expression de l'interfrange s'en suit

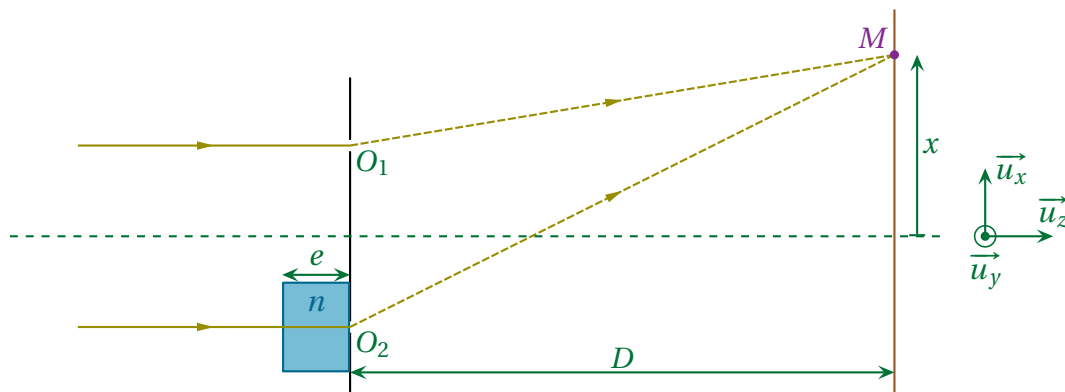
$$i = x_{k+1} - x_k \rightsquigarrow i = \frac{\lambda_0 D}{a} \quad (\text{II.13})$$

- ✧ Notons que la position de la source n'intervient pas dans l'expression de l'interfrange, mais uniquement dans celui de la position de la frange centrale (celle d'ordre 0).

## II.1.iv – avec une lame à faces parallèles

### ★ dispositif

- ✧ Imaginons que nous mettons, sur l'un des trajets, une lame à faces parallèles, de manière à modifier (un peu) le chemin optique sur l'un des deux trajets.
- ✧ Pour faciliter le calcul, mettons la lame *avant* les trous et éclairons-les avec une onde plane.



### ★ différence de marche

- ✧ Nous pouvons, comme précédemment (cf. II.5), séparer la différence de marche en deux :

$$\delta = ((SO_2) - (SO_1)) + ((O_2M) - (O_1M)) \quad (\text{II.14})$$

- ✧ Pour ce qui se passe « après » les trous d'YOUNG, pas de surprise (cf. II.6)

$$(O_2M) - (O_1M) = \frac{ax}{D} \quad (\text{II.15})$$

- ✧ Pour la différence de marche « avant », commençons par remarquer que la loi de MALUS, nous dit que les points  $H_1$  et  $H_2$  sont sur un même plan de phase. Cela implique

$$(SH_1) = (SH_2) \quad (\text{II.16})$$

- ✧ Il reste donc

$$(SO_2) - (SO_1) = (H_2O_2) - (H_1O_1) \quad (\text{II.17})$$

- ✧ Nous avons alors, très vite

$$(H_2O_2) = ne \quad \text{et} \quad (H_1O_1) = e \quad (\text{II.18})$$

✧ Ce qui conduit à

$$(SO_2) - (SO_1) = (n - 1) e \quad (\text{II.19})$$

✧ Et donc, finalement,

$$\delta_\ell = \frac{ax}{D} + (n - 1) e \quad (\text{II.20})$$

### ★ figure d'interférence

✧ La même situation, sans la lame, donne une différence de marche

$$\delta_{\ell_0} = \frac{ax}{D} \quad (\text{II.21})$$

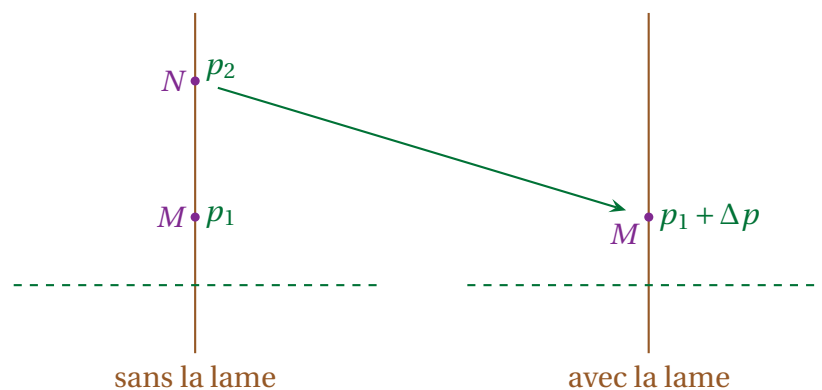
✧ Ce qui est, au passage, la même chose que ce que nous avons trouvé précédemment (cf. II.8) en éloignant le point source à l'infini ( $d \rightarrow \infty$ ).

✧ Cela implique que *chaque point* de l'écran voit la différence de marche augmenter de  $(n - 1) e$ , soit une augmentation de l'ordre d'interférence de

$$\Delta p = \frac{(n - 1) e}{\lambda_0} \quad (\text{II.22})$$

✧ Ainsi, chaque point a le même état d'interférence avec la lame, qu'un point situé au-dessus de lui lorsqu'il n'y a pas la lame.

✧ Tout se passe un peu comme le schéma ci-dessous, où  $p_1$  est l'ordre d'interférence du point  $M$  sans la lame.



✧ Dans le schéma précédent,  $p_2$ , l'ordre d'interférence de  $N$  avant l'adjonction de la lame, n'est pas choisi au hasard : il s'agit de  $p_1 + \Delta p$ .

✧ Nous voyons donc que toute la figure d'interférence est décalée vers le bas.

✧ Une autre manière d'analyser les choses, est de raisonner à ordre d'interférence fixé, *i.e.* à différence de marche fixée.

✧ Dans ces conditions, en augmentant le chemin optique avant les trous pour le chemin du bas, il faut, pour conserver la même différence de marche, que le chemin optique *après* les trous soit plus grand pour le chemin du haut.

✧ Cela implique qu'un état interférentiel « descend » par l'adjonction d'une lame sur le trou du bas.

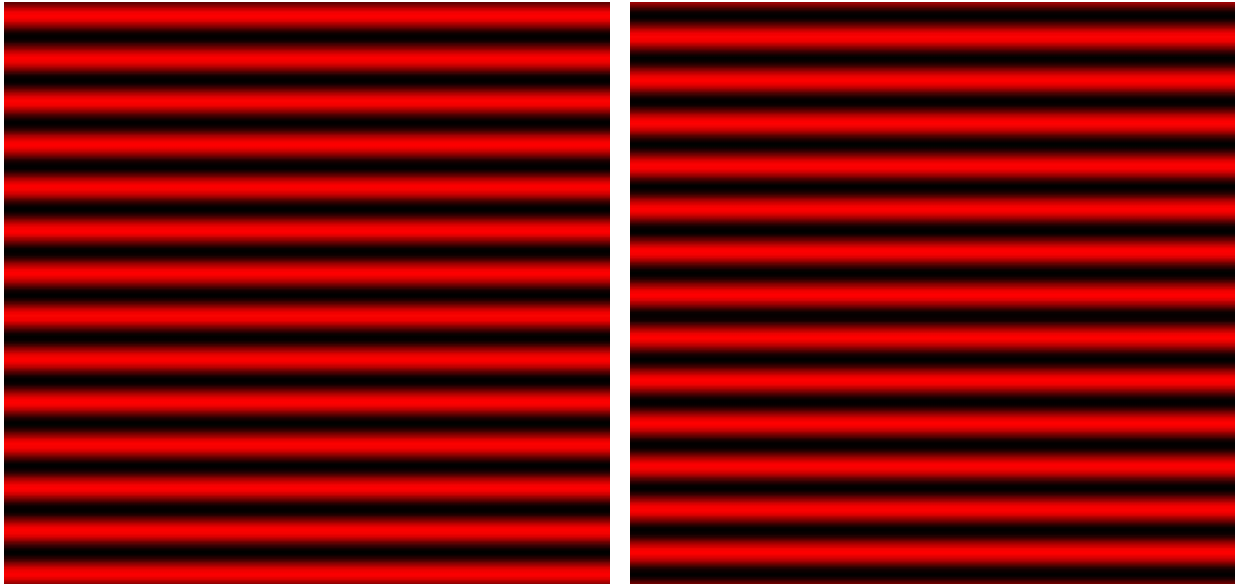
### ★ intérêt

✧ En comptant le nombre de franges de décalage, il est possible de remonter à  $\Delta p = \frac{(n - 1) e}{\lambda_0}$ .

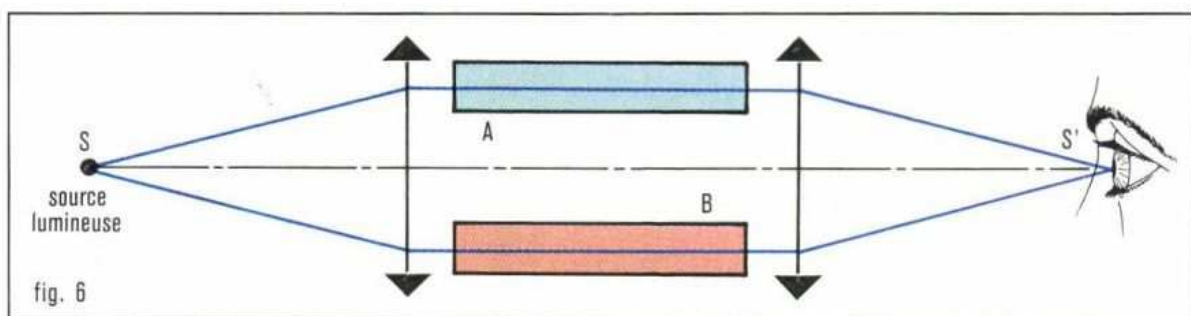
✧ Connaissant  $\lambda_0$  il est donc facile de calculer l'indice  $n$  connaissant l'épaisseur  $e$ , ou l'épaisseur  $e$  connaissant l'indice  $n$ .

### ★ en pratique

- ✧ En pratique, installer une telle lame devant un seul des trous d'YOUNG est très délicat étant donné les diamètres des trous (fraction de millimètre) et leur écartement (le millimètre).
- ✧ De plus, la simple comparaison entre une figure d'interférence et une figure d'interférence translatée ne permet pas de retrouver le décalage en terme de frange. Exemple ci-dessous : le décalage entre les deux images est-il de 0,5 ; 1,5 ; 5,5 ou 11,5 franges ?



- ✧ C'est pourquoi il faut procéder autrement. Deux solutions sont envisageables :
  - soit modifier de manière continue le chemin optique sur l'un des chemins (par exemple en remplissant une cuve de gaz) et en observant le *mouvement* des franges ;
  - soit en utilisant de la lumière blanche qui permet de repérer la frange d'ordre 0 (cf. cohérence temporelle).
- ✧ En tout état de cause, l'expérience se fait davantage avec un interféromètre de MICHELSON ou un interféromètre de RAYLEIGH dont le schéma de principe est ci-dessous <sup>8</sup>.

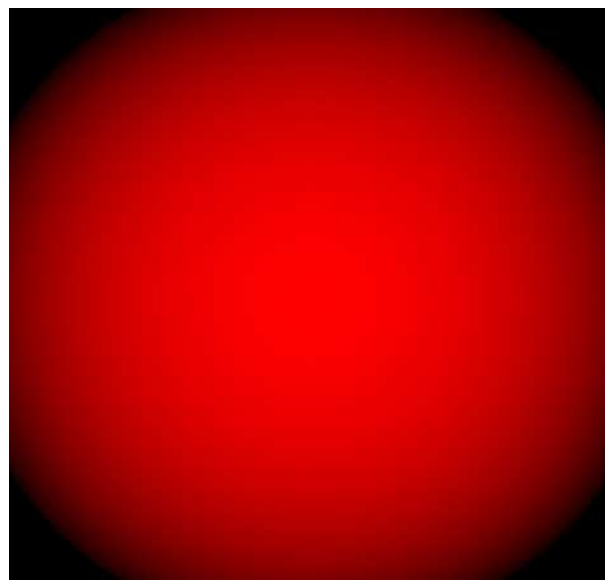
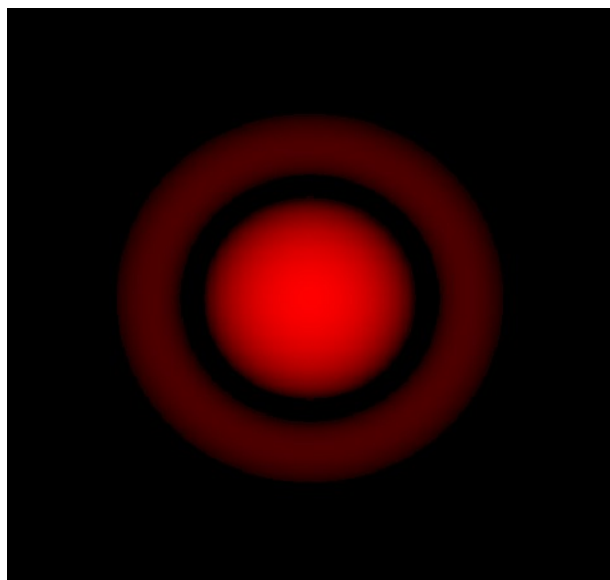


### II.1.v – prise en compte de la diffraction

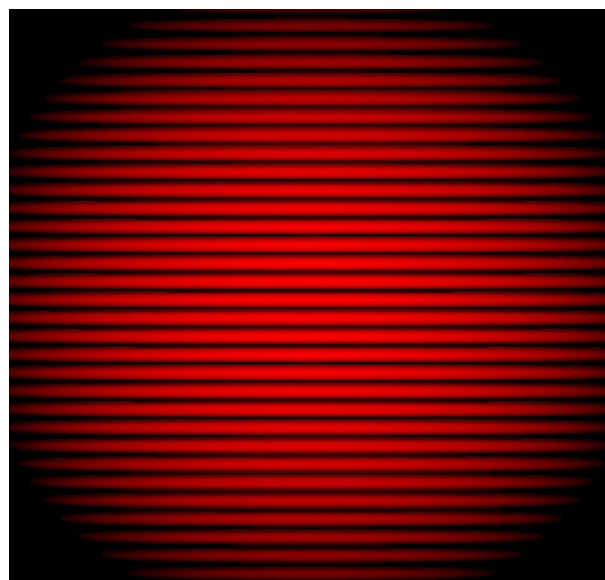
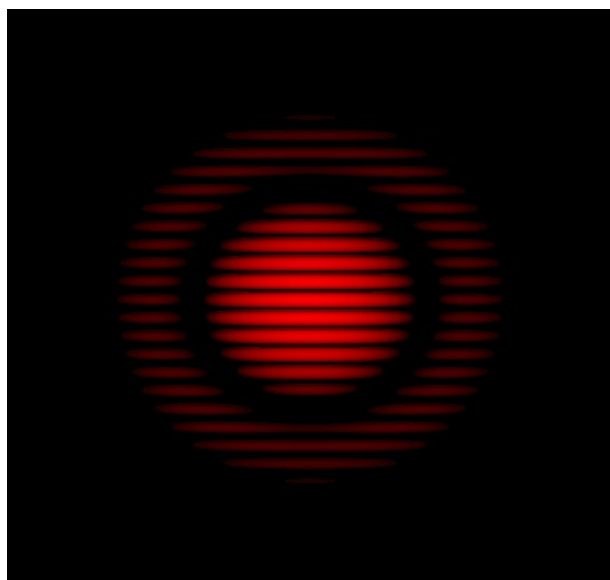
- ✧ En tenant compte de la diffraction, l'éclairement observé est la superposition des deux phénomènes : diffraction et interférence.
- ✧ Ci-dessous, nous pouvons voir l'éclairement dû à la diffraction d'un seul trou, pour deux rayons différents.

8. Source :

[http://medias.larousse.fr/archives/img/grande-encyclopedie/full/interferometres\\_008.jpg](http://medias.larousse.fr/archives/img/grande-encyclopedie/full/interferometres_008.jpg)



✧ Lorsqu'il y a les deux trous d'YOUNG, l'éclairement est alors comme ci-dessous.

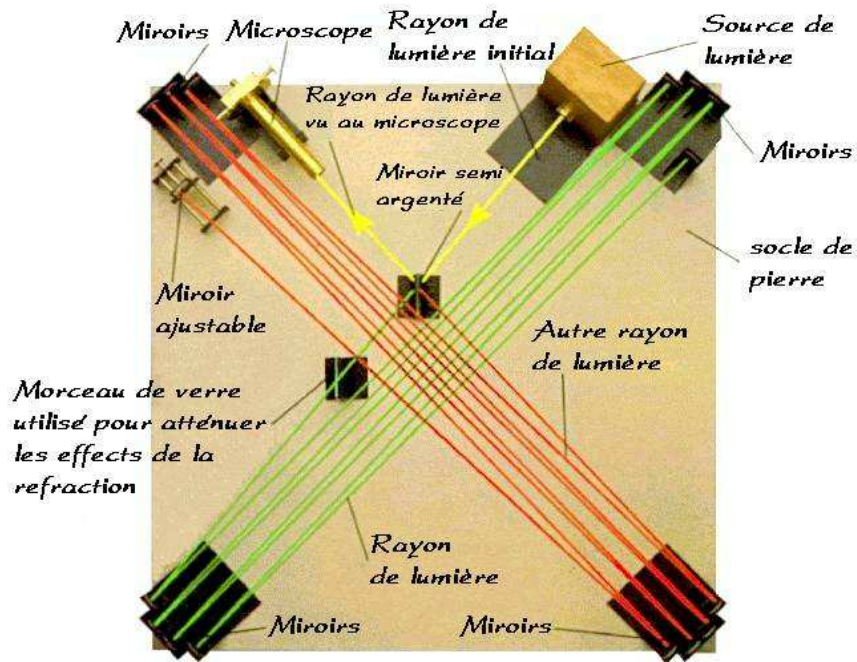


## II.2 – Interféromètre de MICHELSON

### II.2.i – c'est une version réduite

- ✧ Initialement l'interféromètre de MICHELSON a été inventé pour mesurer de manière très précise la différence de vitesse de la lumière dans deux directions différentes.
- ✧ Le résultat négatif de l'expérience a été une des bases de la relativité restreinte.
- ✧ Comme le montre le schéma ci-dessous<sup>9</sup>, l'interféromètre était complexe avec ses 16 miroirs à régler. Nous utiliserons, pour notre part, une version plus simple.

9. Schéma extrait du site <http://membres.multimania.fr/nazgul9>.



✧ Nous nous utiliserons une version avec seulement deux miroirs et qui tient sur une paillasse de TP



✧ Le but d'un interféromètre de MICHELSON est :

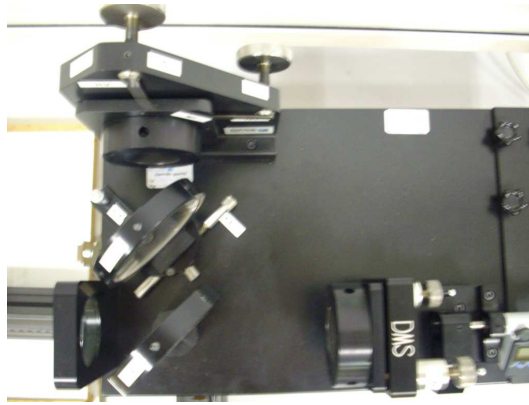
- de séparer une onde en deux ;
- de faire faire deux chemins différents par ces deux ondes ;
- de rassembler les deux ondes pour les faire interférer.

## II.2.ii – fonctionnement qualitatif de l'interféromètre idéal

### ★ première simplification

✧ Regardons de dessus un interféromètre de MICHELSON

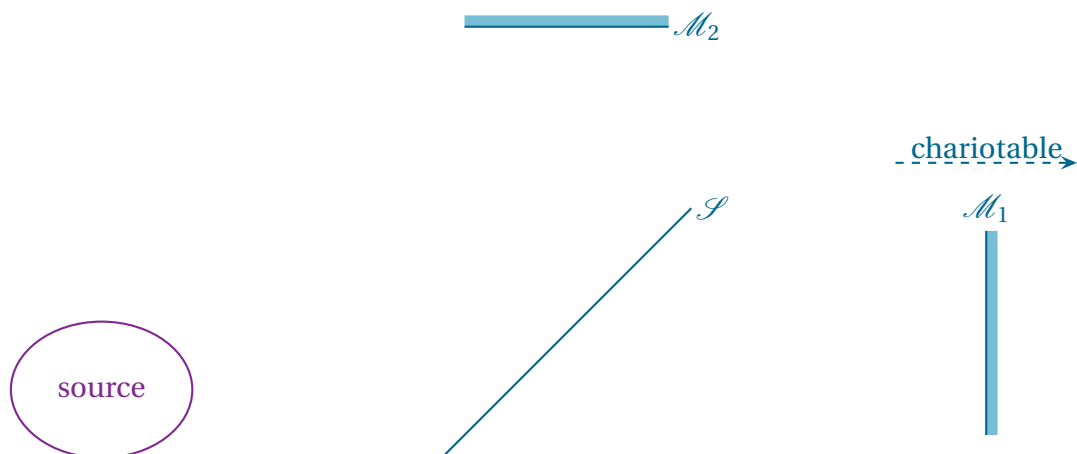




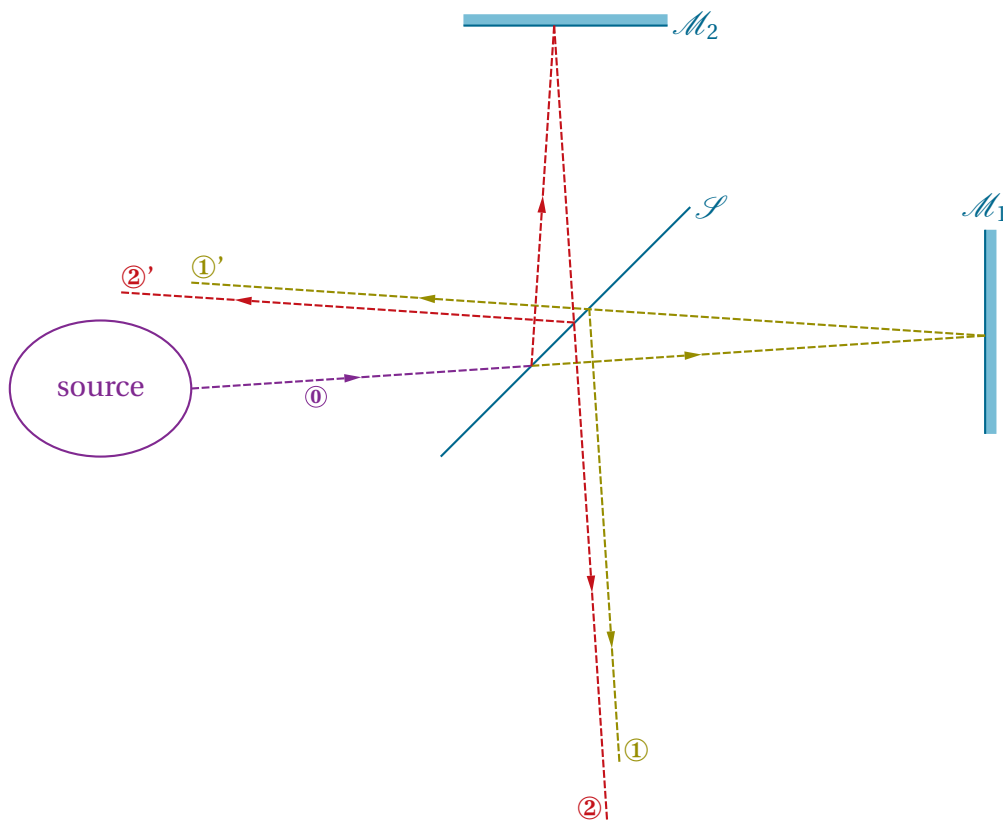
- ✧ Les deux lames inclinées à 45 degrés permettent :
  - pour l'une, la séparatrice, de séparer puis rassembler les autres ;
  - pour l'autre, la compensatrice, de compenser le chemin optique introduit par la séparatrice.
- ✧ Comme la compensatrice a pour rôle de compenser l'épaisseur de la séparatrice, nous allons, pour nous simplifier la vie et nous concentrer sur la phénoménologie, l'oublier et représenter la séparatrice par un simple trait.

★ **schématisation et nouvelle simplification**

- ✧ Finalement l'interféromètre de MICHELSON peut se représenter de la manière suivante.



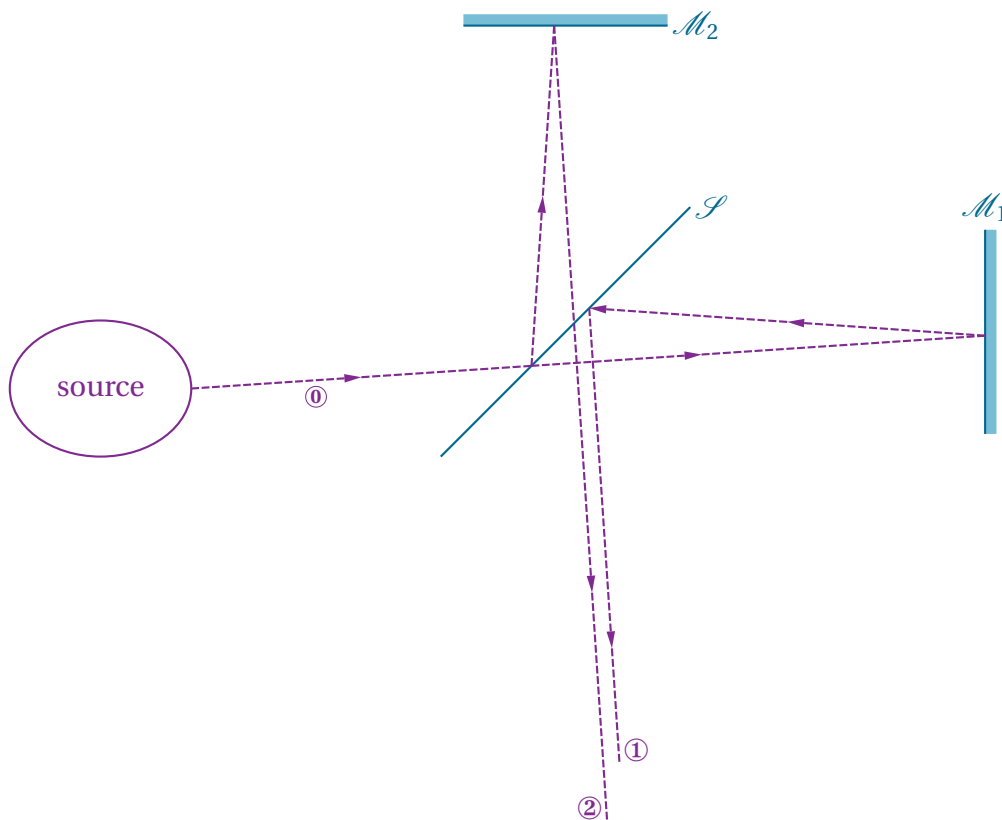
- ✧ Suivons le trajet d'un rayon lumineux ① émis par la source.



✧ Le rayon lumineux :

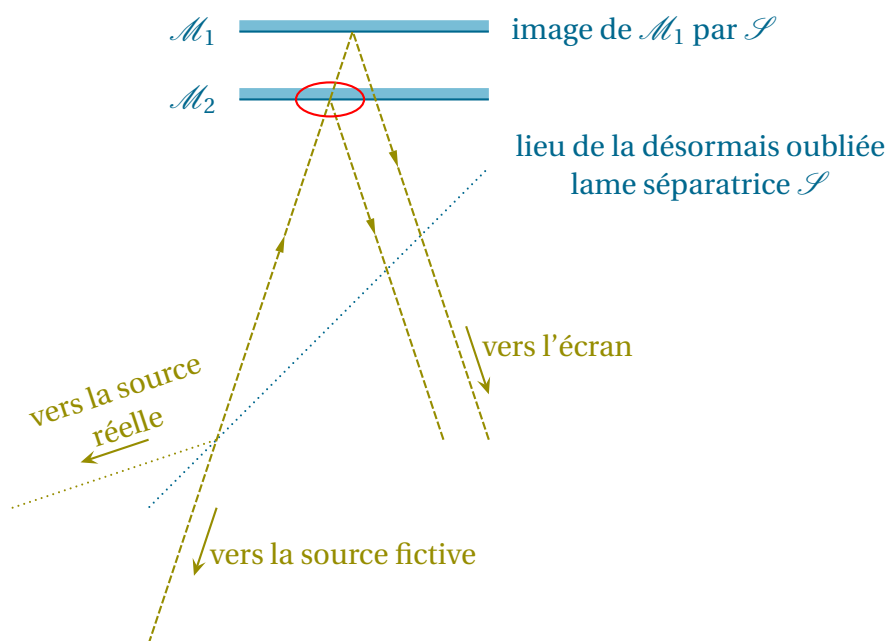
- est d'abord séparé par la lame semi-réfléchissante semi-transparente en deux rayons, l'un se dirigeant vers  $M_1$  et l'autre vers  $M_2$  ;
- le rayon se dirigeant vers  $M_1$  s'y réfléchit puis retourne vers la lame semi-réfléchissante semi-transparente où il est séparé en deux rayons ① et ①' ;
- de même le rayon se dirigeant vers  $M_2$  s'y réfléchit puis est séparé en deux rayons ② et ②' par la lame semi-réfléchissante semi-transparente ;
- les rayons ①' et ②' retournent vers la source et sont perdus pour l'observateur ;
- les rayons ① et ② vont interférer.

✧ Finalement, comme les rayons ①' et ②' ne nous intéressent pas, nous représenterons la situation de la manière suivante



**II.2.iii – système équivalent**

- ✧ Comme il n'est pas simple de voir et d'appréhender ce qui se passe avec autant de réflexions qu'en génère l'interféromètre, nous allons le « déplier », *i.e.* le représenter sans la séparatrice.
- ✧ Pour cela nous allons faire les images de la source et de  $M_1$  par la séparatrice de manière à arriver au schéma équivalent suivant.



- ✧ Il faut bien comprendre que ce schéma est un schéma équivalent et qu'aucun rayon ne traverse en réalité  $M_2$  dans la zone entourée de rouge.
- ✧ Dans la suite nous ne représenterons plus la position de la séparatrice.

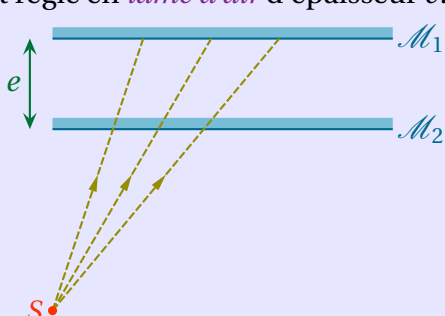
## II-2.iv – réglages

✧ Pour parler des réglages, nous regarderons uniquement les deux miroirs équivalents  $\mathcal{M}_1$  et  $\mathcal{M}_2$ .

### ★ lame d'air

**Définition**

Lorsque dans le système optique équivalent à l'interféromètre de MICHELSON les deux miroirs sont parallèles, l'interféromètre est dit réglé en *lame d'air* d'épaisseur  $e$ .



**Loi**

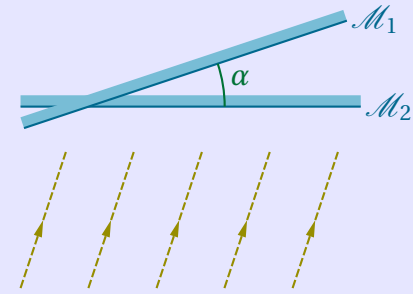
Lors d'un réglage en lame d'air, l'interféromètre est éclairé par une onde sphérique.

✧ Pourquoi? Nous allons l'expliquer dans la suite, mais il vaut mieux dès à présent commencer à l'apprendre.

### ★ coin d'air

**Définition**

Lorsque dans le système optique équivalent à l'interféromètre de MICHELSON les deux miroirs ne sont pas parallèles, l'interféromètre est dit réglé en *coin d'air* d'angle  $\alpha$ .



**Loi**

Lors d'un réglage en coin d'air, l'interféromètre est éclairé par une onde plane.

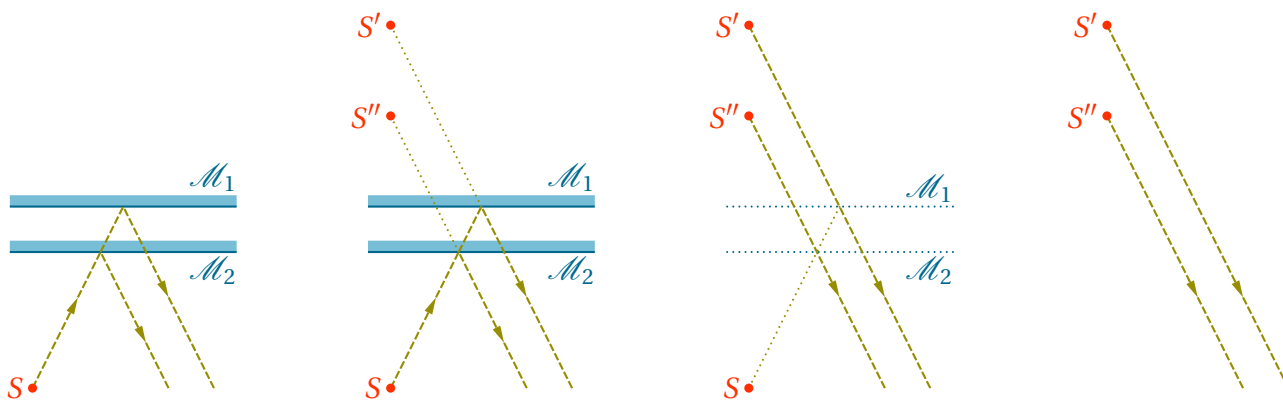
✧ Cela aussi sera expliqué dans la suite.

## II-2.v – utilisation en lame d'air éclairée par une onde sphérique

### ★ observation des interférences

✧ Considérons une source ponctuelle à distance finie.

✧ Nous pouvons trouver le système optique équivalent avec les deux sources  $S'$  et  $S''$  fictives en « dépliant » à nouveau  $S$  par rapport aux miroirs.

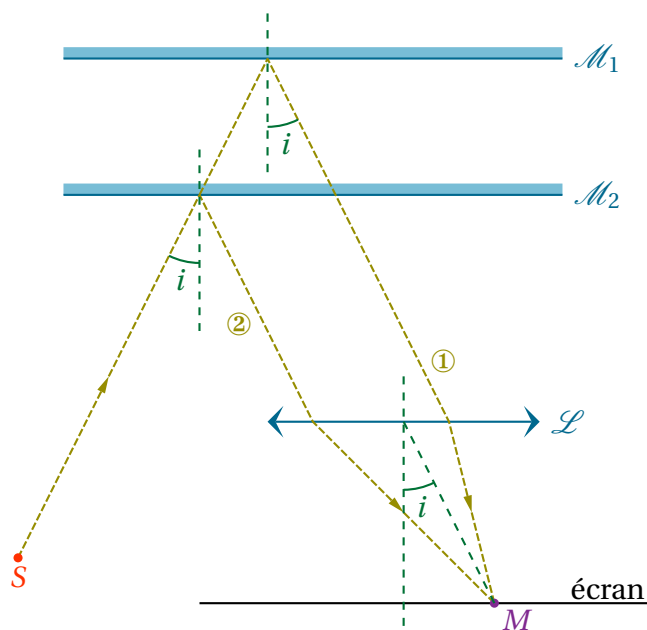


⇨ Nous nous retrouvons alors dans le cas précédent, celui de l'interférence de deux ondes sphériques avec observation dans un plan orthogonal aux sources.

**Loi**

Dans le cas d'un réglage en lame d'air, la figure d'interférence observée est un ensemble de franges circulaires concentriques.

- ⇨ Comme nous le justifierons dans la 2<sup>e</sup> partie de ce chapitre, l'observation expérimentale des interférences se fait à l'infini.
- ⇨ L'infini optique est très facilement réalisé par la projection dans le plan focal d'une lentille convergente.



★ **figure d'interférence**

🕒 **éclairage**

⇨ Comme nous avons affaire ici à l'interférence de deux ondes de même amplitude, l'éclairage s'écrit

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} (1 + \cos \Delta\varphi) \tag{II.23}$$

⇨ Ici, la différence de phase s'écrit

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \quad \text{avec} \quad \delta = (SM)_1 - (SM)_2 \tag{II.24}$$

⇨ Reste à calculer la différence de marche.

**différence de marche**

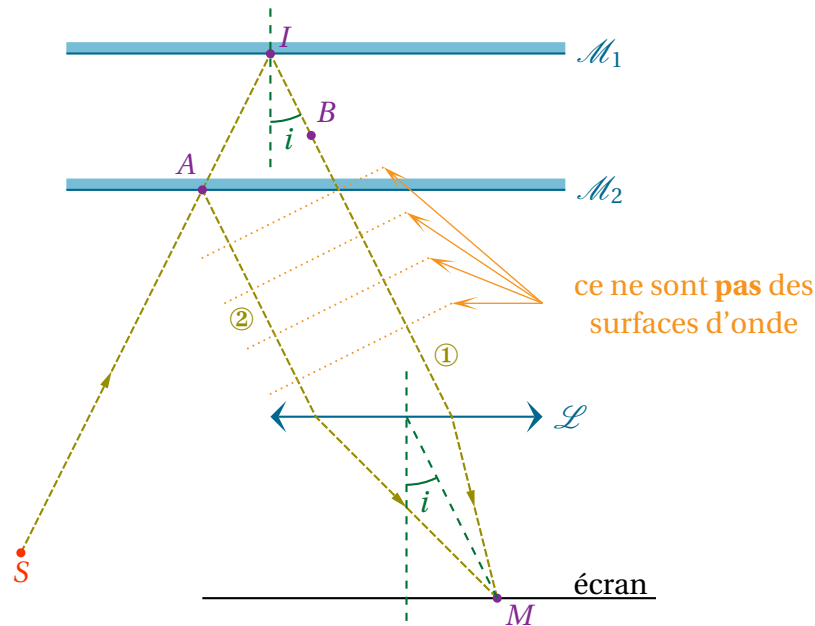
**Loi**

Dans le cas d'un réglage en lame d'air d'épaisseur  $e$  la différence de marche à l'infini et l'ordre associé s'écrivent

$$\delta = 2e \cos i \quad \text{et} \quad p = \frac{2e \cos i}{\lambda_0} \quad \text{où}$$

$i$  est l'angle d'incidence du rayon issu de la source.

✧ Pour commencer, faisons un schéma clair.



✧ Simplifions la différence de marche en considérant  $n_{\text{air}} = 1$

$$\delta = (SM)_1 - (SM)_2 \tag{II.25}$$

$$= \cancel{(SA)} + (AI) + (IB) + (BM) - \left( \cancel{(SA)} + (AM) \right) \tag{II.26}$$

$$= (AI + IB + (BM)) - (AM) \tag{II.27}$$

✧ Remarquons que les chemins optiques  $(AM)$  et  $(BM)$  ne sont pas égaux à  $AM$  et  $BM$  à cause de la lentille.

✧ Pour continuer à simplifier, utilisons le raisonnement suivant

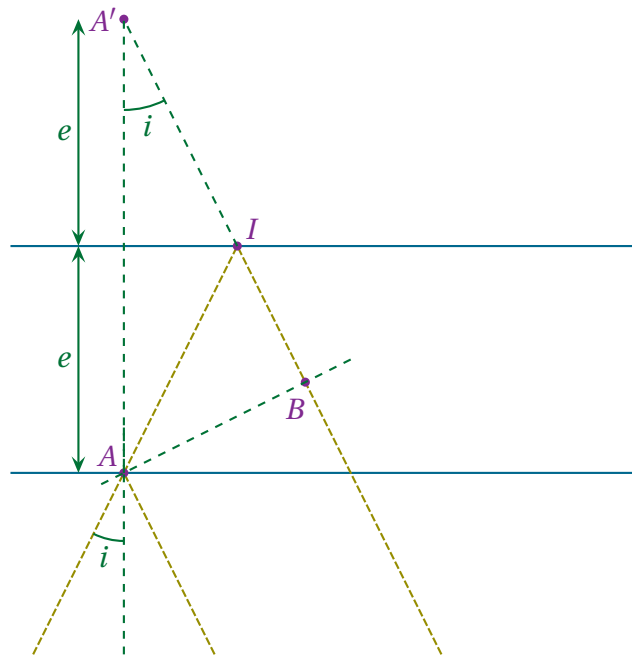
- d'après le principe de retour inverse de la lumière,  $M$  peut être considérée comme une source engendrant les chemins de lumière  $(MA)$  et  $(MB)$  ;
- en voyant  $M$  comme une source, le théorème de MALUS nous assure que  $(MA) = (MB)$  car  $A$  et  $B$  seraient sur un plan d'onde ;
- par conséquent nous pouvons dire que  $(AM) = (BM)$ .

✧ Il reste donc

$$\delta = AI + IB \tag{II.28}$$

**STOP** Erreur fréquente.  $A$  et  $B$  ne sont **pas** sur un plan de phase ou, ce qui revient au même, les ondes réfléchies sur les miroirs  $\mathcal{M}_1$  et  $\mathcal{M}_2$  n'engendrent pas une onde plane! Ce n'est pas parce que nous considérons uniquement deux chemins de lumière qu'il s'agit d'une onde plane. Nous disons juste que **si**  $M$  était une source, alors  $B$  et  $K$  seraient sur un plan d'onde.

✧ Désormais c'est de la géométrie. Faisons le schéma en plus gros.



✧ En introduisant le point  $A'$  symétrique de  $A$  par rapport au miroir du haut, nous avons immédiatement

$$(AI) = (A'I) \text{ et } (AI) + (IM) = (A'I) + (IM) = (A'M) \quad (\text{II.29})$$

✧ Ce qui nous donne, immédiatement, avec de la trigonométrie simple

$$(A'M) = 2e \cos i \quad \rightsquigarrow \quad \delta = 2e \cos i \quad (\text{II.30})$$

### 🔗 interprétation

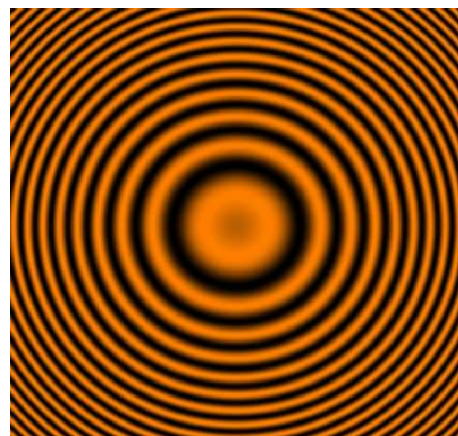
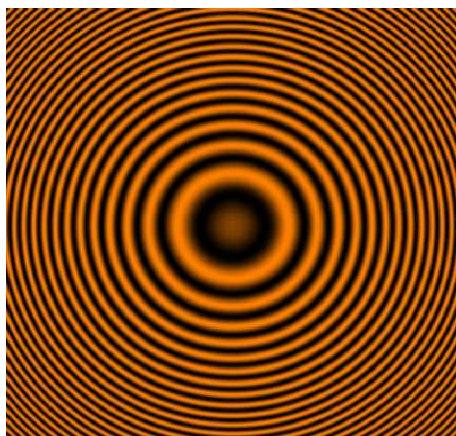
- ✧ Comme nous pouvons le constater, la différence de marche ne dépend **que** de  $i$  c'est-à-dire de l'angle d'incidence du rayon.
- ✧ De plus la nature de l'interférence ne dépendant que de  $i$ , la figure obtenue sera symétrique par rotation autour de l'axe optique et nous verrons des cercles.

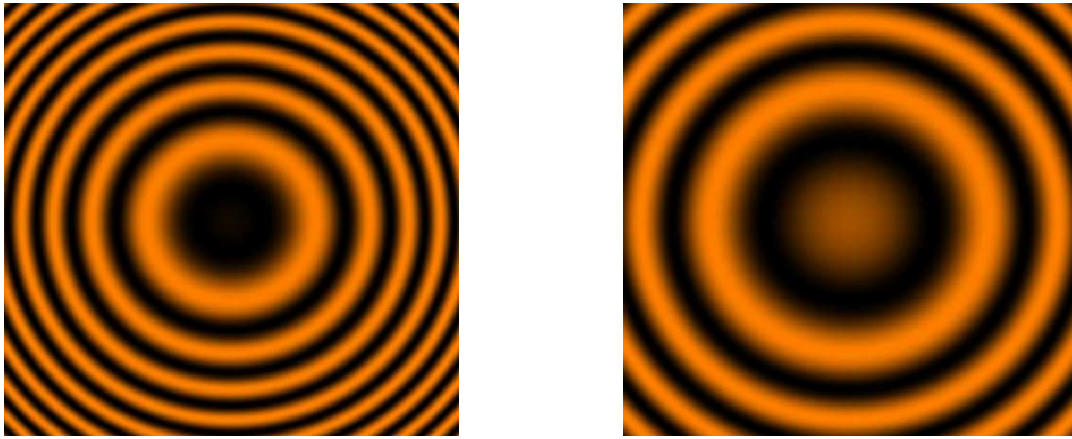


#### Définition

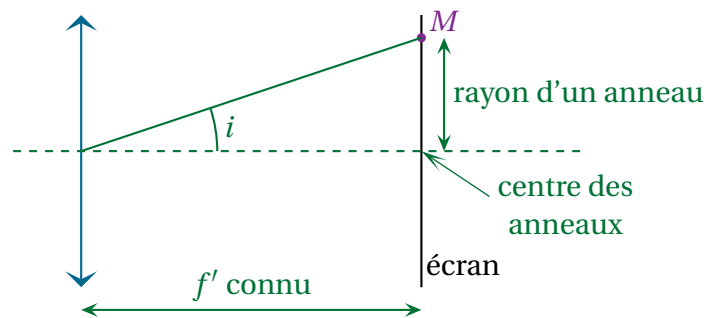
Les franges observées suite aux interférences créées par l'interféromètre de MICHELSON réglé en lame d'air sont appelées *franges d'égal inclinaison*.

✧ Voici des simulations réalistes d'interférences pour des épaisseurs **décroissantes** de lames d'air.

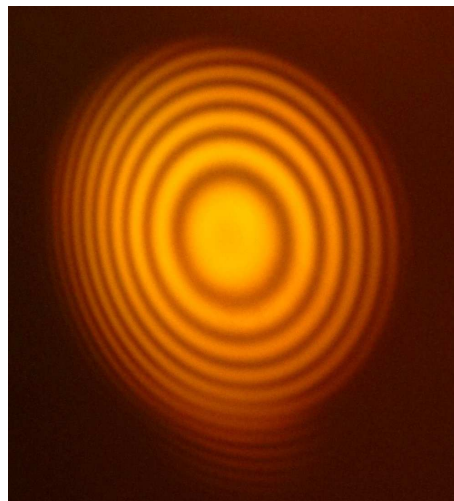




⇨ L'angle d'incidence se voit aussi sur l'écran car il correspond à l'angle ci-dessous, facilement accessible expérimentalement.



⇨ Voici, ci-dessous, un exemple expérimental de ce que nous pouvons obtenir sur un écran <sup>10</sup>.



**🌀 ordre au centre**

⇨ Regardons la différence de marche au centre ( $i = 0$ ) et déterminons l'ordre d'interférence  $p_0$  associé

9

$$\delta(i = 0) = 2e \quad \rightsquigarrow \quad p_0 = \frac{2e}{\lambda_0} \tag{II.31}$$

⇨ Numériquement, pour  $e = 0,50$  mm avec  $\lambda_0 = 589$  nm nous obtenons

$$p_0 = 1,6 \cdot 10^3 \tag{II.32}$$

10. Photo de l'auteur.



✧ Remarquons qu'aux chiffres significatifs près il n'est pas possible de donner la valeur suffisamment exacte de l'ordre d'interférence permettant d'interpréter la frange au centre comme étant sombre ou brillante.

### 🔗 rayon des premiers anneaux anneaux

- ✧ Malgré cette incertitude sur l'ordre au centre, nous allons pouvoir déterminer assez précisément les rayons des premières franges lumineuses.
- ✧ Supposons que  $p_0$  soit entier pour simplifier un peu les calculs. Au centre nous avons donc une frange brillante.
- ✧ Remarquons que la différence de marche est maximale en  $i = 0$ .
- ✧ Les premières franges autour de celle au centre correspondent donc à des différences de marche plus petites donc à des ordres d'interférence plus petits.
- ✧ Ainsi la  $k$ -ième frange brillante aura un ordre d'interférence de  $p_0 - k$  et correspondra à l'incidence  $i_k$  telle que

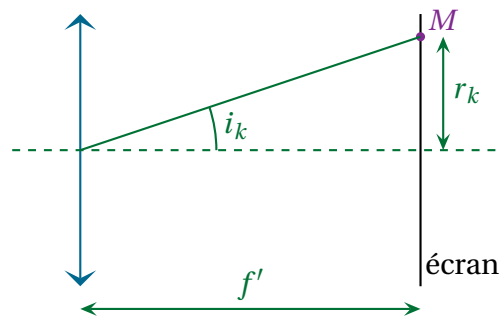
$$\frac{\delta(i_k)}{\lambda_0} = p_0 - k \quad \text{et} \quad p_0 = \frac{2e}{\lambda_0} \quad \rightsquigarrow \quad 2e \cos i_k = 2e - k\lambda_0 \quad (\text{II.33})$$

✧ Ce qui mène à, compte-tenu de l'approximation des petits angles

$$1 - \frac{i_k^2}{2} = 1 - \frac{k\lambda_0}{2e} \quad \rightsquigarrow \quad i_k = \sqrt{\frac{k\lambda_0}{e}} \quad (\text{II.34})$$

✧ Comme le montre la figure ci-dessous et compte-tenu de l'approximation de GAUSS, le rayon  $r_k$  du  $k$ -ième anneau brillant s'écrit

$$r_k = f' i_k \quad \rightsquigarrow \quad r_k = f' \sqrt{\frac{k\lambda_0}{e}} \quad (\text{II.35})$$



✧ Nous pouvons constater que :

- à  $e$  constant, plus  $k$  est grand, plus l'anneau est grand (normal !);
- à même  $k$ , plus  $e$  est petit, plus l'anneau est grand.

**STOP** Raisonner à  $k$  constant ne permet pas de suivre une frange fixée en changeant  $e$  puisque  $k$  ne correspond pas à l'ordre d'interférence  $k$  mais à l'ordre d'interférence  $p_0 + k$  où  $p_0$  dépend de  $e$ .



#### Loi

Pour un interféromètre de MICHELSON réglé en lame d'air, diminuer l'épaisseur fait mourir les anneaux au centre de la figure d'interférence.

✧ Pour le montrer, raisonnons à frange fixée, *i.e.* à différence de marche fixée.

✧ Nous avons alors :

- $\delta = 2e \cos i = C^{\text{te}}$ ;
- si  $e$  diminue alors  $\cos i$  augmente;

→ si  $\cos i$  augmente,  $i$  diminue.

✧ Ce qui prouve bien le résultat.

### 🔗 contact optique



#### Définition

L'interféromètre de MICHELSON est dit *au contact optique* lorsque le système optique équivalent correspond à une lame d'air d'épaisseur nulle.

✧ Pour une lame d'air d'épaisseur nulle la différence de marche vaut  $\delta = 0$  partout !

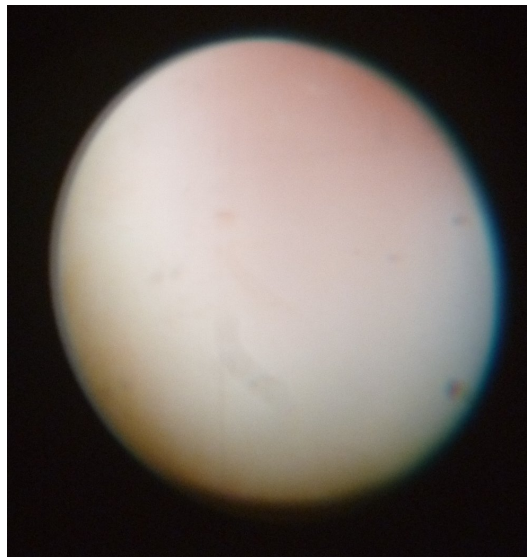


#### Loi

Au contact optique, l'éclairement observé est uniforme.

🔥 *Remarque.* Suivant le traitement des lames séparatrice et compensatrice, il peut arriver que la lame d'épaisseur nulle corresponde à un éclairement nul partout suite à un déphasage de  $\pi$  lors d'une réflexion.

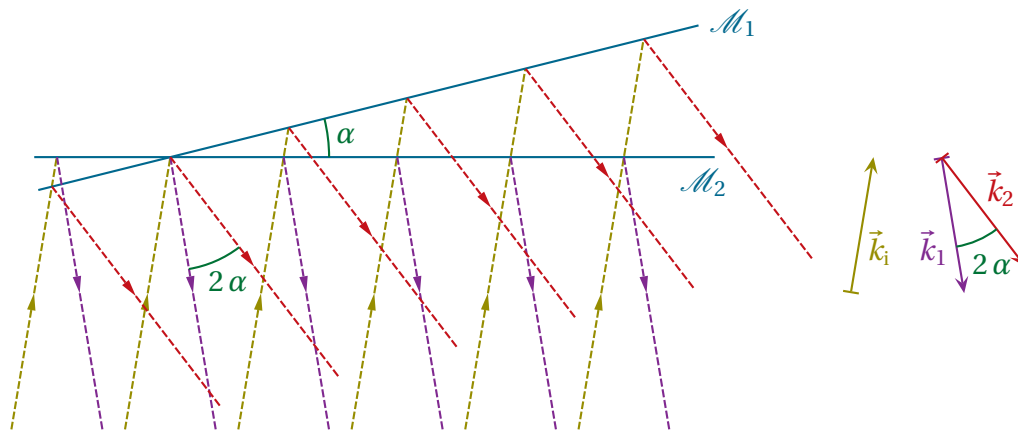
✧ Ci-dessous, une photographie de ce qui est vu lorsque l'interféromètre est éclairé par de la lumière blanche et réglé au contact optique.



## II.2.vi – utilisation en coin d'air éclairée par une onde plane en incidence quasi normale

### ★ situation

✧ Regardons ce qui se passe au niveau des miroirs.



- ✧ Chaque miroir renvoie une OPPM, nous avons donc ici affaire à l'interférence de deux OPPM.
- ✧ De plus comme le miroir  $\mathcal{M}_1$  peut être vu comme le miroir  $\mathcal{M}_2$  tourné de  $\alpha$ , l'onde réfléchi a tourné, elle, de  $2\alpha$ .

**Loi**

À onde incidente fixée, lorsqu'un miroir plan tourne d'un angle  $\theta$ , l'onde réfléchi tourne d'un angle  $2\theta$ .

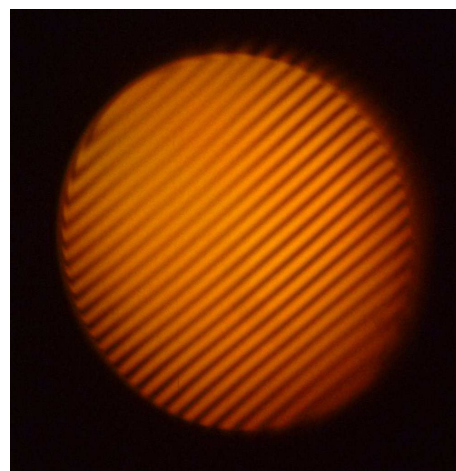
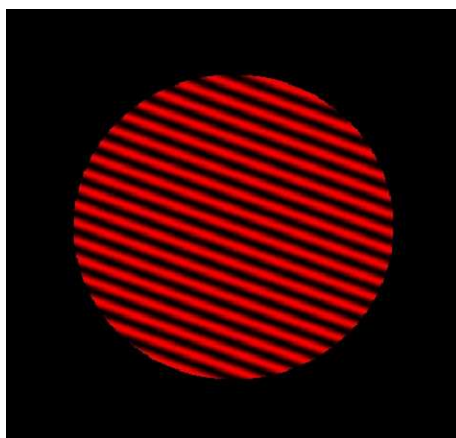
The diagram shows a vertical mirror (black line) and a dashed line representing its original position. The mirror rotates by an angle  $\theta$ . An incident wave vector (green arrow) is shown reflecting off the mirror. The reflected wave vector (red arrow) is shown to have rotated by an angle  $2\theta$  relative to its original direction.

- ✧ Nous pouvons alors utiliser les résultats précédents.

**Loi**

L'interféromètre de MICHELSON réglé en coin d'air d'angle  $\alpha$  et éclairé par une onde plane crée une figure d'interférence constituée de franges parallèles distantes de  $\frac{\lambda}{2\alpha}$  au niveau des miroirs.

- ✧ Voici, ci-dessous, une simulation et une photo d'expérience réalisée par l'auteur.



## ★ loi

20

**Loi**

Dans le cas d'un réglage en coin d'air d'angle  $\alpha$  la différence de marche au niveau des miroirs et l'ordre associé s'écrivent

$$\delta = 2\alpha x \quad \text{et} \quad p = \frac{2\alpha x}{\lambda_0} \quad \text{où}$$

$x$  est la distance comptée à partir de l'arrête.

- ✧ Nous démontrerons ce résultat plus tard, page 61, lorsque nous aurons vu les problèmes de cohérences.
- ✧ En revanche, ce résultat nous permet de retrouver l'interfrange  $i$  au niveau des miroirs car

$$i = x_{k+1} - x_k \quad \text{avec} \quad p(x_k) = k \quad \rightsquigarrow \quad \frac{2\alpha x_k}{\lambda_0} = k \quad \rightsquigarrow \quad x_k = k \times \frac{\lambda_0}{2\alpha} \quad (\text{II.36})$$

- ✧ Puis le résultat.

**II.3 – Bilan****II.3.i – type d'interféromètre**

- ✧ Nous avons vu deux types d'interféromètres :
  - les trous d'YOUNG ;
  - l'interféromètre de MICHELSON.
- ✧ Ces deux interféromètres sont de natures différentes.

**Définition**

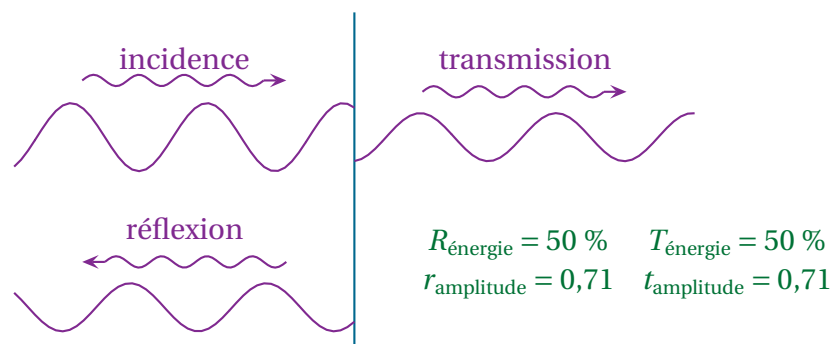
Un interféromètre à *division du front d'onde* est un interféromètre dans lequel les ondes qui interfèrent ont été séparées au niveau de la source.

- ✧ C'est le cas des trous d'YOUNG et du miroir de LLOYD.

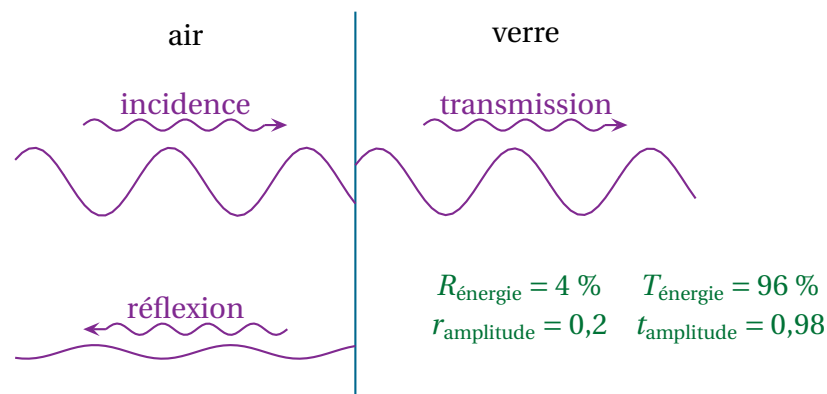
**Définition**

Un interféromètre à *division d'amplitude* est un interféromètre dans lequel les ondes qui interfèrent ont été séparées après la source, souvent par un dispositif partiellement transparent et partiellement réfléchissant.

- ✧ C'est le cas de l'interféromètre de MICHELSON pour lequel 50 % de l'énergie est réfléchie et 50 % est transmise.



- ✧ Ce n'est pas la seule manière de séparer l'énergie. Un simple morceau de verre permet aussi de séparer l'énergie.



- ✧ Finalement peu importe le type d'interféromètre pour les calculs, l'avantage des interféromètres à division d'amplitude c'est qu'ils sont en général plus lumineux.
- ✧ Notons enfin qu'il est nécessaire de connaître l'interféromètre en entier pour pouvoir l'associer à un certain type.

### II-3-ii – interféromètre à deux ondes

- ✧ Rappelons que lorsqu'il y a interférences à deux ondes de même amplitudes nous pouvons écrire directement

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} (1 + \cos \Delta\varphi) \quad \text{avec} \quad \Delta\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \quad \text{et} \quad \delta = (SM)_1 - (SM)_2 \quad (\text{II.37})$$

- ✧ De plus, en terme d'interprétation :

- si l'ordre d'interférence est entier en  $M$ , alors  $M$  appartient à une frange brillante ;
- si l'ordre d'interférence est « demi-entier » en  $M$ , alors  $M$  appartient à une frange sombre.

9

### II-3-iii – à quoi servent les interférences ?

- ✧ Les interférences, ou plutôt l'exploitation des figures d'interférence, permettent de lier trois choses :
  - les caractéristiques géométriques de la source ;
  - les caractéristiques optiques de la source ;
  - les caractéristiques de l'interféromètre.
- ✧ Ainsi dans  $i = \frac{\lambda D}{a}$  pour le miroir de LLOYD, il est facile de connaître  $D$  (par construction) et  $i$  par mesure. Nous pouvons alors en déduire  $\frac{\lambda}{a}$ .
- ✧ Si nous connaissons la source  $a$ , nous pouvons *mesurer* la longueur d'onde  $\lambda$  et réciproquement.
- ✧ Dans le cas de l'interféromètre de MICHELSON, avec un interféromètre utilisé en TP il est possible :
  - de mesurer précisément des longueurs d'onde ;
  - de trouver le profil d'une raie d'émission d'une lampe ;
  - de mesurer l'indice de l'air ;
  - de mesurer l'épaisseur d'une lame de verre.
- ✧ Avec des interféromètres plus professionnels, il est possible de mesurer des variations de distance extrêmement faibles. Un des plus grands interféromètres, construits sur Terre dans le cadre du projet VIRGO, a des bras de plus de 3,0 km de long <sup>11</sup> afin de repérer des variations de longueur de  $10^{-18}$  m. Un millième de fois plus petit qu'un noyau atomique !

11. Source : [http://af1b.enscm.fr/MEMOS/MRvirgo/Virgo\\_aerial\\_view\\_03.jpg](http://af1b.enscm.fr/MEMOS/MRvirgo/Virgo_aerial_view_03.jpg)



## III – Problèmes de cohérence

### III.1 – Origine des incohérences

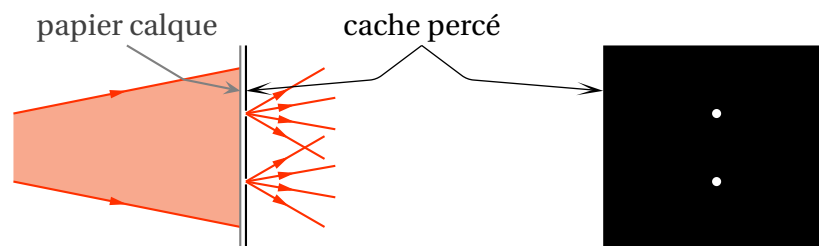
- ⇨ Dans la première partie nous avons considéré des dispositifs éclairés par une source ponctuelle et monochromatique.
- ⇨ Les deux conditions nécessaires aux interférences étant, dès lors, obligatoirement vérifiées, il ne pouvait qu'y avoir interférence.
- ⇨ En pratique les choses sont un peu plus complexes parce que les sources peuvent être soit non ponctuelles (donc étendues) soit non monochromatiques soit... étendues et non monochromatiques.
- ⇨ Nous allons regarder un peu plus précisément ce qui se passe dans ces conditions.

### III.2 – Cohérence spatiale ou de l'utilisation d'une source large

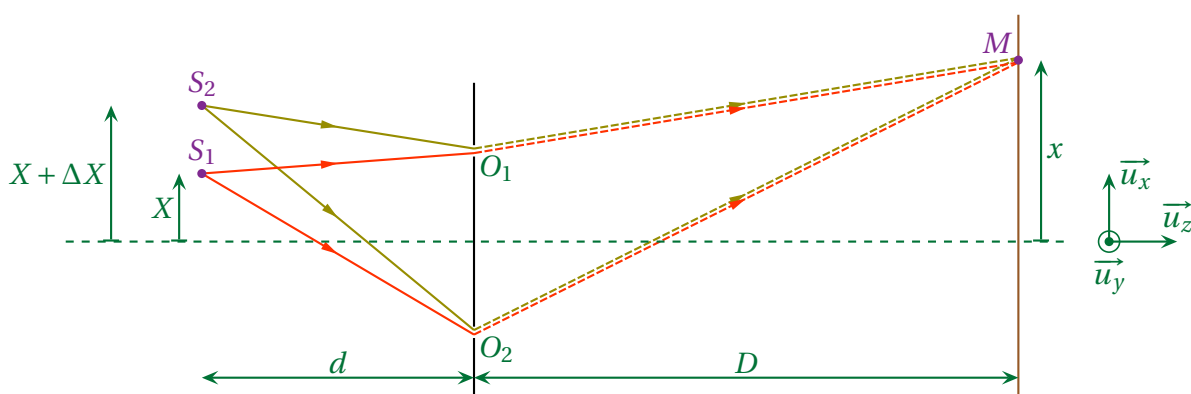
#### III.2.i – idoinoton

##### ★ situation

- ⇨ Commençons par le cas le plus simple de source non ponctuelle : une source constituée de deux points source.
- ⇨ Il est possible de réaliser une telle source en éclairant un papier diffusant derrière un cache constitué de deux petits trous.



- ⇨ Utilisons cette source étendue dans le montage des trous d'YOUNG et cherchons les chemins de lumière qui peuvent arriver jusqu'en  $M$ .



- ⇨ En  $M$  nous voyons qu'arrivent 4 ondes :
  - les deux ondes issues de  $S_1$  interfèrent entre elles ;
  - les deux ondes issues de  $S_2$  interfèrent entre elles ;
  - **mais** les ondes issues de  $S_1$  n'interfèrent pas avec celles issues de  $S_2$ .

✧ Utilisons un corrolaire de la notion d'interférence.



### Loi

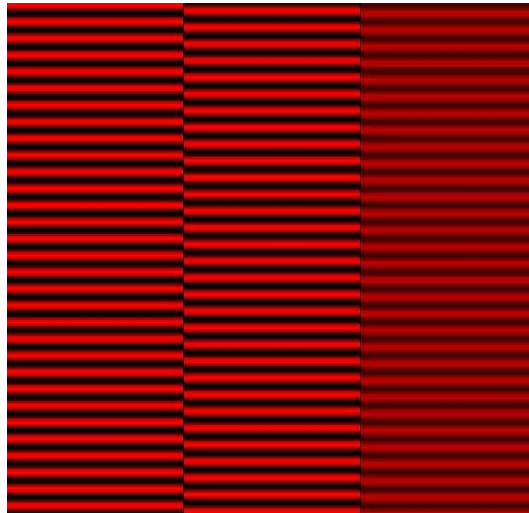
Lorsque deux (ou plusieurs) sources n'interfèrent pas, l'éclairement résultant est la somme des éclairagements séparés.

✧ En d'autres termes nous allons exprimer l'éclairement  $\mathcal{E}_1(M)$  créé par la source  $S_1$  *comme si elle était seule*, puis nous ferons de même en exprimant l'éclairement  $\mathcal{E}_2(M)$  créé par la source  $S_2$  *comme si elle était seule aussi* et nous sommerons les deux pour avoir l'éclairement total.

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) \quad (\text{III.1})$$

### ★ approche qualitative

- ✧ Comme nous pouvons le voir *a priori* les deux points sources ne vont pas engendrer le même système de franges : l'un des deux étant plus loin de l'axe de référence que l'autre, ses franges vont être décalées
- ✧ Sur la simulation ci-dessous, nous avons représenté les deux systèmes de franges séparés et leur juxtaposition à droite.



- ✧ Nous voyons alors que, dans cette situation, une frange brillante d'un système de franges ne se superpose pas exactement à une frange de l'autre système, de sorte que la résultante semble « floue ».
- ✧ Le flou obtenu est appelé *brouillage*.



### Loi

Lorsqu'il y a superposition de deux systèmes de franges, il y a brouillage total lorsque les deux systèmes de franges sont décalés d'une demi-frange.

### ★ approche semi quantitative



### Loi

En notant  $p_1$  et  $p_2$  les ordres d'interférences de deux figures d'interférences, il y a brouillage lorsque  $|p_2 - p_1| = \frac{1}{2} + n$  avec  $n$  entier.



### Loi

Le premier brouillage entre deux figures d'interférences d'ordre  $p_1$  et  $p_2$  a lieu lorsque  $|p_2 - p_1| = \frac{1}{2}$ .



✧ Ici, cela nous donne, pour la source  $S_1$ ,

$$\delta_1 = \frac{aX}{d} + \frac{ax}{D} \quad (\text{III.2})$$

✧ De même, pour  $S_2$ ,

$$\delta_2 = \frac{a(X + \Delta X)}{d} + \frac{ax}{D} = \delta_1 + \frac{a\Delta X}{d} \quad (\text{III.3})$$

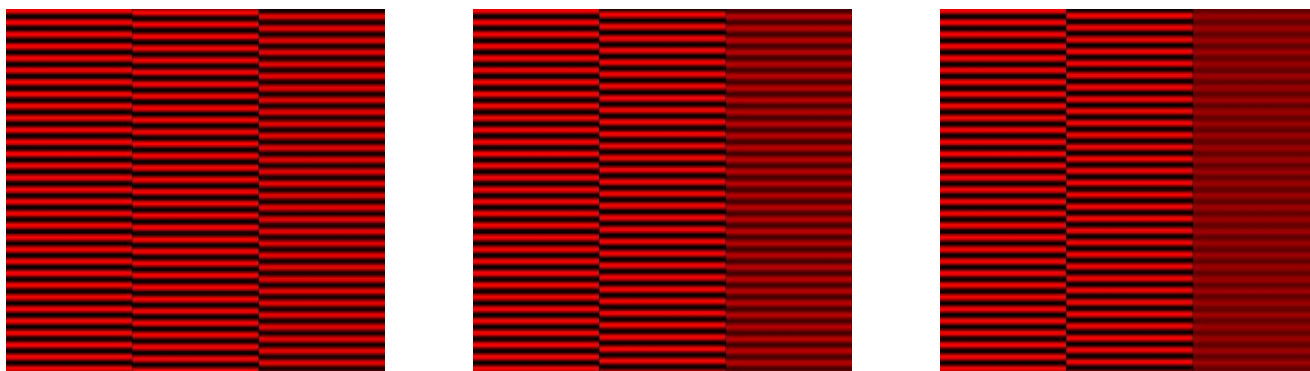
✧ Et ainsi,

$$p_1 = \frac{\delta_1}{\lambda_0} \quad \text{et} \quad p_2 = \frac{\delta_2}{\lambda_0} = p_1 + \frac{a\Delta X}{\lambda_0 d} \quad (\text{III.4})$$

✧ Ce qui fait qu'il y aura brouillage pour

$$\frac{a\Delta X}{\lambda_0 d} = \frac{1}{2} + n \quad \rightsquigarrow \quad \Delta X = \frac{\lambda_0 d}{2a} (1 + 2n) \quad \text{avec } n \text{ entier} \quad (\text{III.5})$$

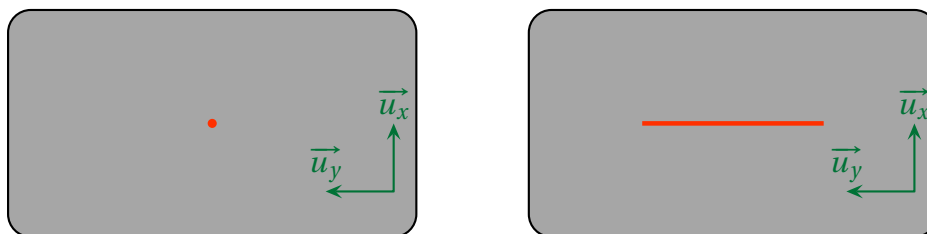
✧ Visuellement, suivant la valeur de  $\Delta X$ , nous pouvons avoir un brouillage plus ou moins important.



### III.2.ii – les trous d'YOUNG éclairés par une fente large

#### ★ élargir la source dans le bon sens

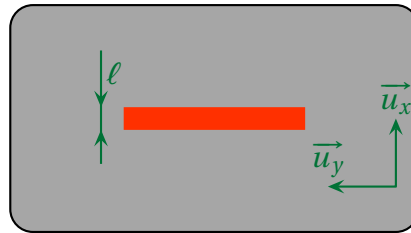
✧ Comme la figure d'interférence ne dépend *que* de la position sur  $\vec{u}_x$  de la source et donc **pas** de la position sur  $\vec{u}_y$  nous pouvons sans soucis élargir la source suivant  $\vec{u}_y$ .



✧ Dans ces conditions chaque point source crée une figure d'interférence qui se superpose aux autres augmentant ainsi l'éclairement total.

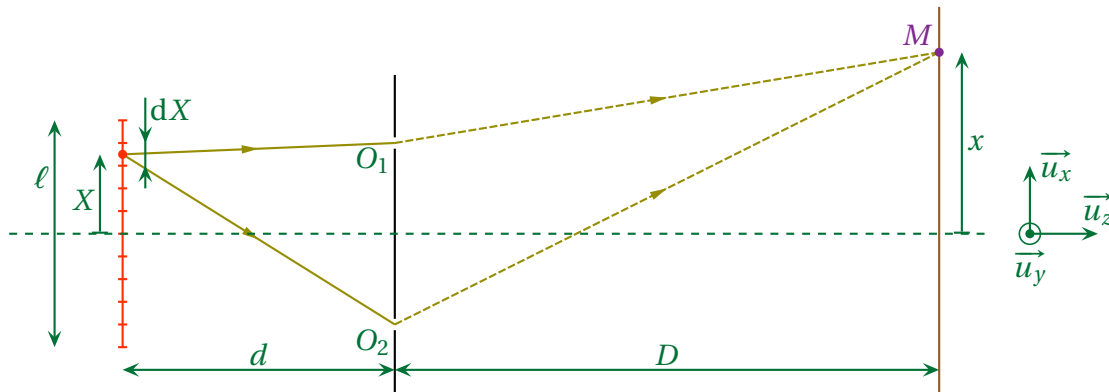
★ **source large mais pas dans le bon sens**

✧ Imaginons une source large sur  $\vec{u}_x$ .



✧ Comme la translation globale suivant  $\vec{u}_x$  de la source ne fait que traduire la figure d'interférence, nous pouvons prendre une source centrée sur l'axe de manière à simplifier les calculs sans restreindre la généralité du résultat obtenu.

✧ Dans ces conditions nous pouvons découper la source en sources élémentaires, qui, chacune, vont créer leurs propres systèmes de franges. Ces différentes figures d'interférences ne vont pas exactement se superposer avec les autres, il y aura brouillage.



✧ Comme les différents points sont, par nature, incohérents, nous allons sommer les éclaircements.

$$\mathcal{E}(M) = \int d\mathcal{E}(M) \tag{III.6}$$

★ **brouillage total**

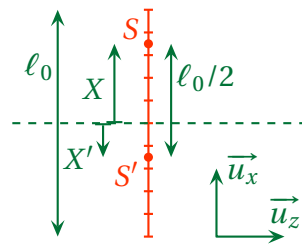
✧ Pour déterminer la largeur de la fente qui permet un brouillage total de la figure d'interférence, nous allons associer chaque portion de source  $S$  à une autre portion de source  $S'$  de manière à ce que les deux figures d'interférence de  $S$  et de  $S'$  créent un brouillage total.

✧ Nous pouvons faire ainsi, car nous avons montré juste avant que le brouillage ne dépendait *que* de l'écart  $\Delta X$  des sources et non de leur position « moyenne ».

✧ Notons  $h$  l'écart  $\Delta X$  qui permet le brouillage.

✧ Si nous voulons que la figure résultante soit totalement brouillée, il faut pouvoir associer *chaque* point avec un autre point à une distance  $h$  de manière à créer un brouillage. Le plus simple est alors de séparer la source en deux de manière à pouvoir associer un point du haut avec un point du bas.

✧ Nous en déduisons alors, aussitôt, que cela impose  $h = \frac{\ell_0}{2}$  où  $\ell_0$  est la longueur totale de la source.



⇨ Le critère de brouillage s'écrit, pour les seuls points  $S$  et  $S'$  (ce qui garantit, rappelons-le, le brouillage pour toute la figure)

$$|\Delta p| = \frac{1}{2} \quad (\text{III.7})$$

⇨ En reprenant les résultats de la partie précédentes, nous avons

$$|\Delta p| = \frac{a \Delta X}{d \lambda_0} \quad \text{et} \quad \Delta X = \frac{\ell_0}{2} \quad \rightsquigarrow \quad \ell_0 = \frac{\lambda_0 d}{a} \quad (\text{III.8})$$

### ★ visuellement

⇨ Ci-dessous nous pouvons voir une simulation de ce qui se passe lorsque nous élargissons peu à peu la fente source.



⇨ Nous pouvons constater qu'il y a bien *des* largeurs pour lesquelles le brouillage est total. Il s'agit de toutes les largeurs pour lesquelles

$$|\Delta p| = \frac{1}{2} + n \quad \text{avec} \quad n \text{ entier} \quad \rightsquigarrow \quad \ell_0 = \frac{\lambda_0 d}{a} (1 + 2n) \quad (\text{III.9})$$

⇨ Lorsque  $\ell_0$  n'a pas exactement une de ces longueurs, nous pouvons voir que le brouillage existe mais sans qu'il soit total.

⇨ Cela s'explique, qualitativement, par le fait que, en procédant au même découpage que ci-dessus, nous pouvons associer des points par paire distantes de  $h = \frac{\lambda_0 d}{a}$  et créer du brouillage, mais il reste, alors, des points non associés (car la longueur  $\ell_0$  est trop grande) et ces points vont créer des figures d'interférences non brouillées.

⇨ Mais ces figures, superposées à de la lumière, se verront moins bien.

### III.2.iii – l'interféromètre de MICHELSON en lame d'air

- ✧ Considérons l'interféromètre de MICHELSON réglé en lame d'air et regardons ce qui se passe lorsque se superposent les éclairissements dus à deux points sources, éclairissement observé à l'infini.
- ✧ Reprenons pour cela la relation trouvée dans le cas (presque) général des trous d'YOUNG éclairé par deux points sources.

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_{\max} \left( 1 + \cos \left( \frac{\pi}{\lambda_0} (\delta_1 + \delta_2) \right) \cos \left( \frac{\pi}{\lambda_0} (\delta_1 - \delta_2) \right) \right) \quad (\text{III.10})$$

- ✧ Or ici  $\delta_1 = \delta_2 = 2e \cos i$  indépendant du point source !
- ✧ En effet choisir un point  $M$  d'observation sur l'écran c'est choisir un angle de réflexion *donc* un angle d'incidence  $i$  et ce **quel que soit** le point source.
- ✧ Nous obtenons alors

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_{\max} \left( 1 + \cos \frac{2\pi \delta}{\lambda_0} \right) \quad (\text{III.11})$$

- ✧ La figure d'interférence obtenue est la même.
- ✧ La différence c'est qu'avant l'éclairissement maximal était  $\mathcal{E}_{\max}$  alors qu'avec deux points source c'est  $2\mathcal{E}_{\max}$ .



#### Loi

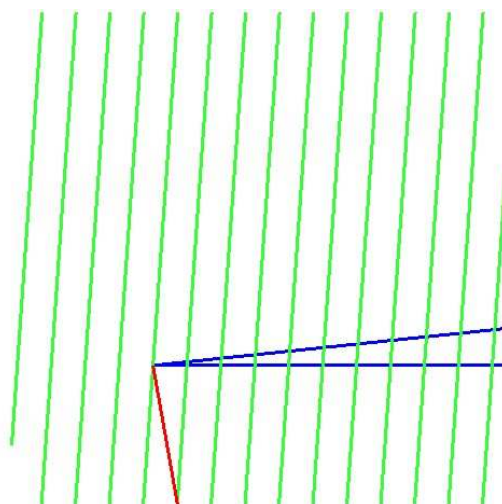
Il n'y a **aucun** problème de cohérence spatiale pour un interféromètre de MICHELSON réglé en lame d'air avec observation à l'infini optique.

- ✧ Il s'agit là en fait d'une des principales raisons qui font que cet interféromètre est très pratique, il est très lumineux et c'est plus qu'utile en TP.
- ✧ Il s'agit là d'un cas exceptionnel, n'en doutons pas !
- 👉 *Remarque.* En revanche quand l'infini optique n'est pas rigoureux, il peut y avoir brouillage, c'est normal. L'auteur ne doute pas un seul instant avoir l'occasion de le répéter en TP.

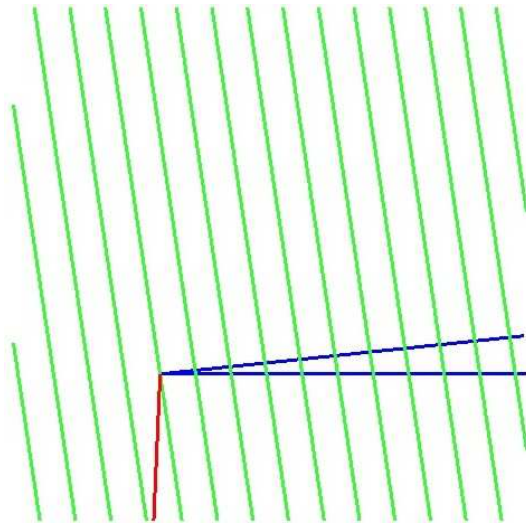
### III.2.iv – l'interféromètre de MICHELSON en coin d'air

#### ★ simulation

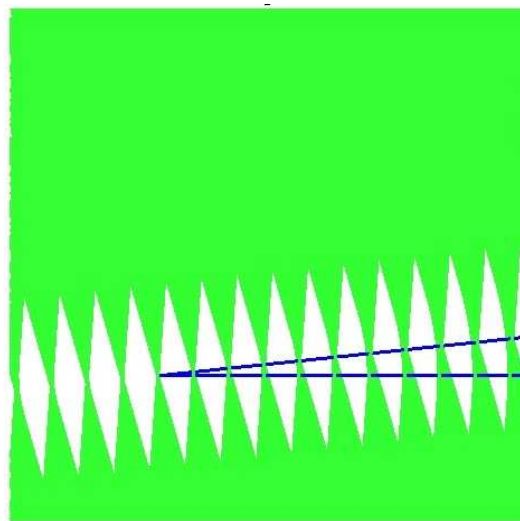
- ✧ Imaginons une onde plane dont un des rayons incident est représenté ci-dessous (en rouge).



- ✧ Les plans verts sont les plans d'éclairement maximal retrouvés géométriquement.
- ✧ Si une onde plane arrive avec un angle légèrement différent, les plans d'éclairement maximal n'auront pas la même direction.



- ✧ Si maintenant nous superposons « beaucoup » d'ondes planes incidentes avec des angles d'incidence différents, nous voyons que l'espace tout entier est éclairé.



- ✧ Tout entier? Non. Près des miroir il reste une zone épargnée par les plans de lumière, il reste des zones d'ombre autrement dit il reste des franges.



### Loi

Dans le cas de l'interféromètre de MICHELSON réglé en coin d'air et éclairé par une source large en incidence quasi-normale, il y a brouillage partout sauf au niveau des miroirs.

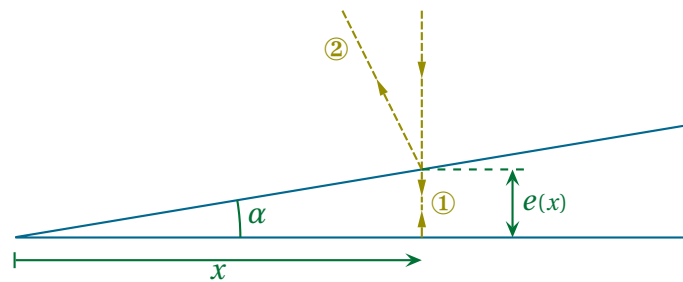
- ✧ Ceci explique pourquoi lorsque nous avons présenté une simulation d'interférence en coin d'air il n'y avait d'interférences que dans un cercle : c'est parce que nous avons simulé l'image des miroirs.

### ★ retrouver la différence de marche

- ✧ Dans le cas de l'interféromètre de MICHELSON coin d'air, il est possible de retrouver rapidement l'interfrange sans repasser par l'interférence de deux ondes planes.
- ✧ Pour cela, il faut commencer par **sachant que** les interférences se font :

- au niveau des miroirs ;
- en incidence quasi-normale.

✧ Nous pouvons représenter les ondes qui interfèrent de la manière suivante



- ✧ La différence de marche est immédiate : il s'agit du chemin optique parcouru par l'onde ① « à l'intérieur » du coin.
- ✧ Géométriquement, comme  $\alpha$  est petit nous avons

$$\delta = 2 e(x) \quad \rightsquigarrow \quad \delta = 2 \alpha x \quad (\text{III.12})$$

- ✧ L'interfrange se retrouve alors rapidement en commençant par chercher la position  $x_k$  de la frange d'ordre  $k$ .

$$\delta = 2 \alpha x_k = k \lambda_0 \quad \rightsquigarrow \quad x_k = k \times \frac{\lambda_0}{2 \alpha} \quad (\text{III.13})$$

- ✧ Puis l'interfrange est obtenue par

$$i = x_{k+1} - x_k \quad \rightsquigarrow \quad i = \frac{\lambda_0}{2 \alpha} \quad (\text{III.14})$$

### ★ interfrange



#### Loi

Pour un interféromètre de MICHELSON réglé en coin d'air, l'interfrange **au niveau des miroirs** vaut  $\frac{\lambda_0}{2 \alpha}$ .

- ✧ Insistons sur le fait qu'il s'agit là d'interfrange au niveau des miroirs, car, en TP, ces franges seront toujours observées à l'aide d'une projection réalisée par une lentille convergente.
- ✧ Pour mesurer l'angle  $\alpha$  il faudra alors tenir compte du grandissement de la lentille, grandissement qu'il faudra mesurer.

## III.3 – Cohérence temporelle ou de l'utilisation d'une source non monochromatique

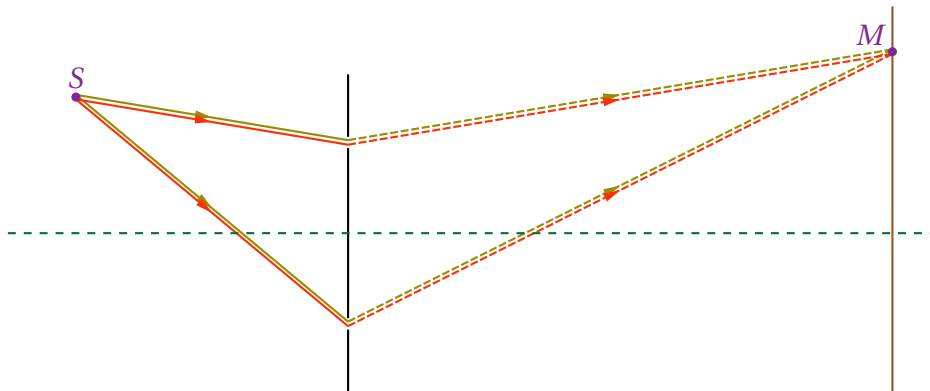
### III.3.i – le problème, l'idée

- ✧ Rappelons qu'une source n'est jamais parfaitement monochromatique car la durée d'émission  $\tau_c$  d'un train d'onde est reliée à la largeur fréquentielle  $\Delta\nu$  par

$$\tau \times \Delta\nu \sim 1 \quad (\text{III.15})$$

- ✧ Même si les LASER ne sont pas parfaitement monochromatiques, il s'en rapprochent beaucoup.

- ✧ Ainsi si nous considérons *un* point source émettant plusieurs radiations, nous n'aurons « que » à sommer les éclaircements obtenus.



- ✧ Comme cela ne se voit pas très bien sur le schéma ci-dessus, il y a 4 ondes qui arrivent en  $M$  :
- deux ondes de longueur d'onde  $\lambda_1$  qui interfèrent en  $M$  ;
  - deux ondes de longueur d'onde  $\lambda_2$  qui interfèrent en  $M$  ;
  - **mais** les ondes de longueur d'onde  $\lambda_1$  n'interfèrent pas avec celle de longueur d'onde  $\lambda_2$ .
- ✧ L'énorme avantage par rapport à la cohérence spatiale c'est que, cette fois, la différence de marche est la même quelles que soient les radiations envisagées.

### III-3-ii – l'interféromètre de MICHELSON en lame d'air

#### ★ brouillage de la figure

- ✧ Supposons l'interféromètre de MICHELSON :
- réglé en lame d'air ;
  - observé à l'infini optique ;
  - éclairé par une lampe à vapeur de sodium présentant le doublet  $\lambda_1 = 589,0$  nm et  $\lambda_2 = 589,6$  nm.
- ✧ Dans ces conditions, nous pouvons sommer les éclaircements dus aux deux radiations.

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}_1(M) + \mathcal{E}_2(M) \quad (\text{III.16})$$

- ✧ Comme chaque radiation engendre des interférences à deux ondes de même amplitude, nous pouvons écrire la formule de FRESNEL simplifiée

$$\mathcal{E}_1(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max 1}}{2} \left( 1 + \cos \frac{2\pi \delta}{\lambda_1} \right) \quad \text{et} \quad \mathcal{E}_2(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max 2}}{2} \left( 1 + \cos \frac{2\pi \delta}{\lambda_2} \right) \quad (\text{III.17})$$

- ✧ Au *même* point  $M$ , la différence de marche est la même et s'écrit, avec  $i$  l'angle d'incidence de la lumière,

$$\delta = 2e \cos i \quad (\text{III.18})$$

- ✧ Mais, comme les longueurs d'ondes ne sont pas les mêmes, les ordres d'interférences ne seront pas les mêmes, à savoir

$$p_1 = \frac{\delta}{\lambda_1} \quad \text{et} \quad p_2 = \frac{\delta}{\lambda_2} \quad (\text{III.19})$$

- ✧ Comme les ordres d'interférences ne sont pas les mêmes, il y aura brouillage lorsque

$$|p_1 - p_2| = \frac{1}{2} + n \quad \text{avec} \quad n \text{ entier} \quad (\text{III.20})$$

- ✧ Autrement dit, il y aura brouillage pour

$$\frac{\delta}{\lambda_1} - \frac{\delta}{\lambda_2} = \frac{1}{2} + n \quad \rightsquigarrow \quad \delta \times \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} = \frac{1}{2} + n \quad (\text{III.21})$$

✧ En notant  $\lambda_m$  la longueur d'onde moyenne, nous avons, alors,

$$\lambda_2 - \lambda_1 \stackrel{\text{not}}{=} \Delta\lambda \quad \text{et} \quad \lambda_1 \lambda_2 \sim \lambda_m^2 \quad (\text{III.22})$$

✧ Ce qui conduit à la condition

$$\delta \times \frac{\Delta\lambda}{\lambda_m^2} = \frac{1}{2} + n \quad \rightsquigarrow \quad \delta = \frac{\lambda_m^2}{2\Delta\lambda} (1 + 2n) \quad (\text{III.23})$$

✧ En remplaçant  $\delta$  par son expression, nous avons les valeurs de  $e_n$  pour lesquelles il y a brouillage

$$2e_n \cos i = \frac{\lambda_m^2}{2\Delta\lambda} (1 + 2n) \quad (\text{III.24})$$

✧ Et, enfin, en constatant que, sur l'ensemble de l'écran,  $i \ll 1$ , nous avons

$$\cos i \sim 1 \quad \rightsquigarrow \quad e_n = \frac{\lambda_m^2}{4\Delta\lambda} (1 + 2n) \quad (\text{III.25})$$

### ★ mesurer $\Delta\lambda$

✧ Grâce à ce résultat, nous pouvons mesurer, en TP, l'écart  $\Delta\lambda$  de n'importe quel doublet et, plus particulièrement, du doublet du sodium. 17

✧ Pour cela

- nous réglerons l'interféromètre de MICHELSON en lame d'air avec une observation à l'infini ;
- puis nous repérerons les positions  $x_k$  du chariot de  $\mathcal{M}_1$  pour lesquelles il y a un brouillage ;
- nous tracerons la droite<sup>12</sup>  $x_k$  en fonction du numéro  $k$  du brouillage, numéro qui peut être négatif ;
- l'estimation de la pente  $a$  de la droite nous donnera accès à  $\Delta\lambda$  par la relation  $a = \frac{\lambda_m^2}{2\Delta\lambda}$ .

✧ Remarquons que, comme le vernier de l'interféromètre de MICHELSON n'est pas telle que  $x = 0$  lorsque l'épaisseur  $e$  de la lame d'air est nulle, nous n'avons pas  $x_k = e_k$ . En revanche, les deux grandeurs varient de la même manière, et c'est la raison pour laquelle il faut travailler avec la pente et non avec l'ordonnée à l'origine.

## III.3.iii – trous d'YOUNG

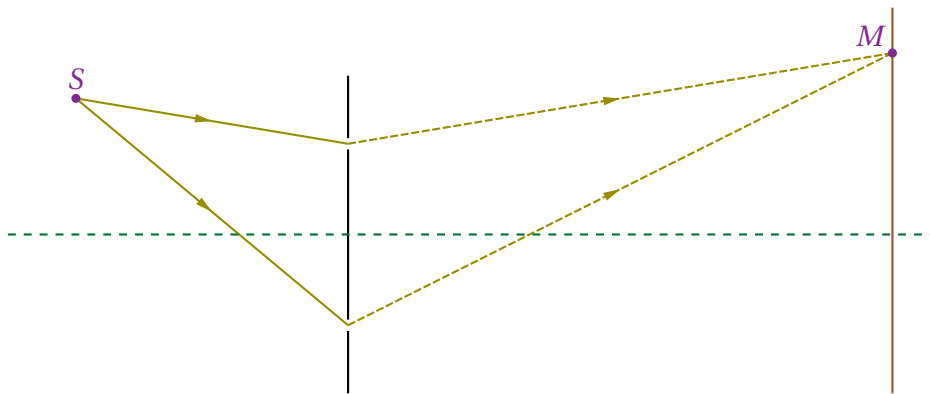
### ★ spectre carré

✧ Considérons les trous d'YOUNG éclairés par une source ponctuelle non monochromatique.

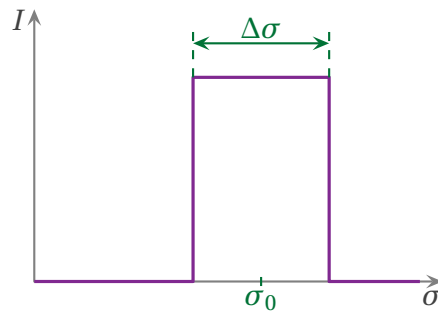
---

12. Pas sur papier millimétré ! Nous ne sommes plus au XIX<sup>e</sup> siècle ! Nous utiliserons des moyens numériques : calculatrice ou ordinateur.





✧ Représentons le de la source non pas fréquentiellement mais en fonction du nombre d'onde.

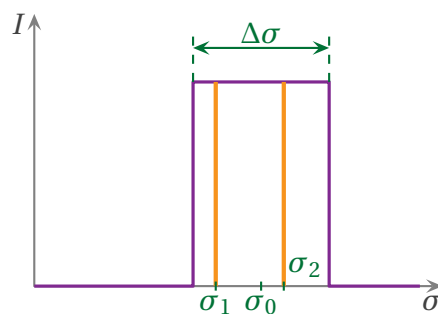


- ✧ Comme représenté ci-dessus, nous pouvons décomposer cette source polychromatique en source quasi-monochromatique de nombre d'onde  $\sigma$  et de largeur  $d\sigma$ .
- ✧ Avec une intensité totale  $\mathcal{E}_{\max}$  émise par la bande  $\Delta\sigma$ , nous pouvons dire que la petite portion « quasi-monochromatique » de largeur  $d\sigma$  possède une intensité

$$d\mathcal{E}_{\max} = \mathcal{E}_{\max} \times \frac{d\sigma}{\Delta\sigma} \tag{III.26}$$

★ **brouillage**

- ✧ Comme pour les problèmes de cohérence spatiale, pour trouver les endroits où il y a brouillage, nous allons décomposer la source en une superposition de sources monochromatiques que nous allons superposer deux à deux de telle sorte qu'elles engendrent un brouillage total.
- ✧ Ici, comme la source est fixée, le  $\Delta\sigma$  est imposé. Nous devons donc associer les sources par paires dont les éléments sont séparés de  $\frac{\Delta\sigma}{2}$ .
- ✧ Notons  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  deux de ces ondes.



✧ Le critère semi-quantitatif de brouillage s'écrit

$$|p_2 - p_1| = \frac{1}{2} + n \quad \text{avec} \quad n \text{ entier} \quad (\text{III.27})$$

⇨ Ce qui donne, en remarquant que la différence de marche est la même pour les deux figures d'interférences,

$$\frac{\delta}{\lambda_2} - \frac{\delta}{\lambda_1} = \delta \sigma_2 - \delta \sigma_1 = \delta \frac{\Delta\sigma}{2} = \frac{1}{2} + n \quad (\text{III.28})$$

⇨ Avec l'expression de la différence de marche, nous avons donc un brouillage lorsque

$$\delta = \frac{a x_{\text{brouillage}}}{D} = \frac{1}{\Delta\sigma} (1 + 2n) \quad \rightsquigarrow \quad x_{\text{brouillage}} = \frac{D}{a \Delta\sigma} (1 + 2n) \quad (\text{III.29})$$

⇨ Une simulation de telles interférences donne le résultat suivant.



### ★ avec la longueur de cohérence

⇨ À partir du résultat (simulé) précédent, nous pouvons constater que « plus ça va », plus il est difficile de voir la figure d'interférence.

⇨ Ainsi, même si, de manière théorique, il n'y a brouillage totale que pour quelques valeurs quantifiées de  $x_{\text{brouillage}}$ , en pratique, dès que  $n \supset 5$ , le brouillage sera total tout le temps.

⇨ Cela revient à dire qu'il y a toujours brouillage dès lors que

$$\delta > \frac{1}{\Delta\sigma} (1 + 2 \times 5) \sim \frac{10}{\Delta\sigma} \quad (\text{III.30})$$

⇨ Or nous avons

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} \quad \rightsquigarrow \quad \sigma = \frac{\nu}{c} \quad \rightsquigarrow \quad \Delta\sigma = \frac{\Delta\nu}{c} \quad (\text{III.31})$$

⇨ De plus, en notant  $\tau_c$  la durée d'émission d'un train d'ondes, nous savons déjà que

$$\tau_c \times \Delta\nu \sim 1 \quad \text{et} \quad \ell_c = c \tau_c \quad \rightsquigarrow \quad \Delta\nu \sim \frac{c}{\ell_c} \quad (\text{III.32})$$

⇨ En remplaçant le tout, nous obtenons qu'il y a brouillage pour

$$\delta > 10 \ell_c \quad (\text{III.33})$$

**Loi**

Il y a brouillage à cause de l'incohérence temporelle dès lors que la différence de marche entre les ondes qui interfèrent sont plus grande que la longueur de cohérence d'un train d'ondes.

- ✧ En repensant doucement aux différentes notions que cela implique, un résultat contraire aurait été surprenant !

**III.3.iv – l'interféromètre de MICHELSON**★ **des conclusions identiques en coin d'air**

- ✧ Nous pouvons tout de suite reprendre les mêmes conclusions : il y aura brouillage dès lors que  $\delta > \ell_c$ .  
 ✧ Dans le cas du coin d'air  $\delta = 2\alpha x$  où  $x$  est compté sur le miroir à partir de l'arrête.  
 ✧ Pour ne pas voir de brouillage sur un miroir de  $d = 4$  cm de diamètre, en imaginant que l'arrête soit au bord, cela donne

$$\alpha < \frac{\ell_c}{2d} \quad (\text{III.34})$$

- ✧ Pour la lampe à vapeur de sodium,  $\ell_c \sim 2$  mm ce qui conduit à

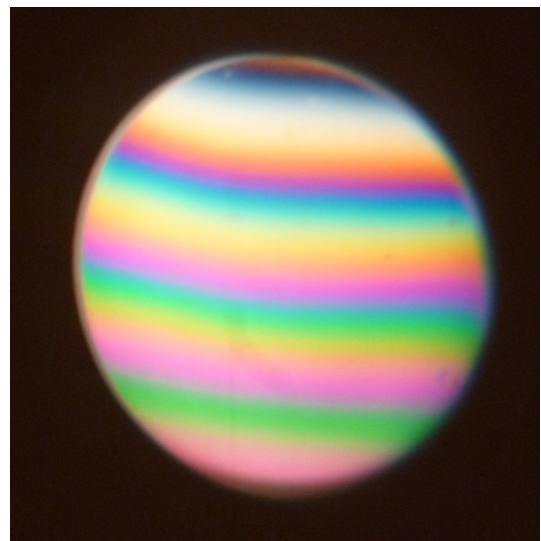
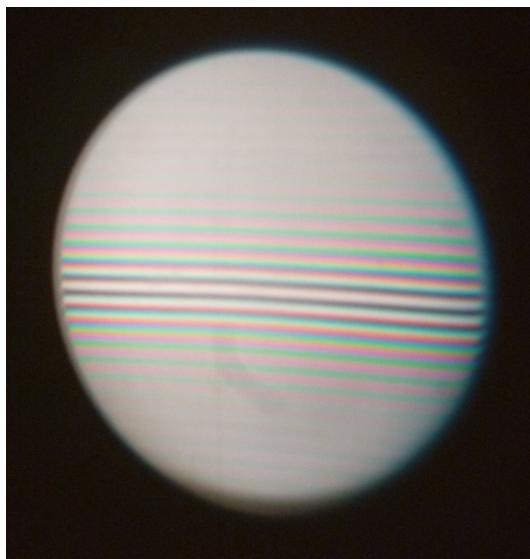
$$\alpha_{\max} \sim \frac{2 \cdot 10^{-3}}{8 \cdot 10^{-2}} \sim 10^{-2} \text{ rad} \quad \text{ou} \quad \alpha_{\max} \sim 1^\circ \quad (\text{III.35})$$

- ✧  $1^\circ$  en optique, c'est énorme ! À moins d'un interféromètre violemment déréglé, nous verrons donc toujours des franges avec un interféromètre de MICHELSON réglé en coin d'air et éclairé par une lampe à vapeur de sodium... pourvu que l'observation soit suffisamment proche de l'arrête.

- ✧ Pour la lumière blanche,  $\ell_c \sim 1 \mu\text{m}$  ce qui conduit à

$$\alpha_{\max} \sim \frac{1 \cdot 10^{-6}}{8 \cdot 10^{-2}} \sim 10^{-5} \text{ rad} \quad \text{ou} \quad \alpha_{\max} \sim 1'' \quad (\text{III.36})$$

- ✧ Cette valeur étant très faible, nous n'observerons jamais des interférences sur toute la surface des miroirs, à moins d'avoir réalisé un réglage exprès pour.  
 ✧ Ci-dessous deux photos, prises par l'auteur, où nous pouvons voir des franges en lumière blanche avec un réglage type « coin d'air ». Sur la première photo, l'angle est plus grand que sur la seconde.



- ✧ En pratique l'angle du coin d'air sera supérieur et nous verrons des interférences sur une portion de la surface seulement, pourvu, là aussi, d'être assez proche de l'arrête.



### Définition

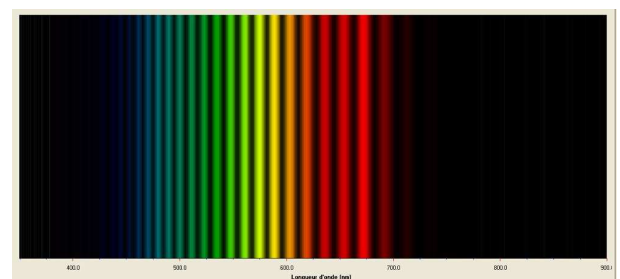
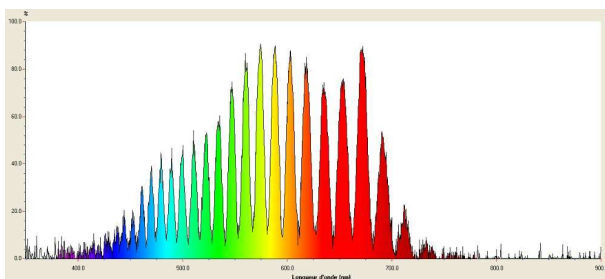
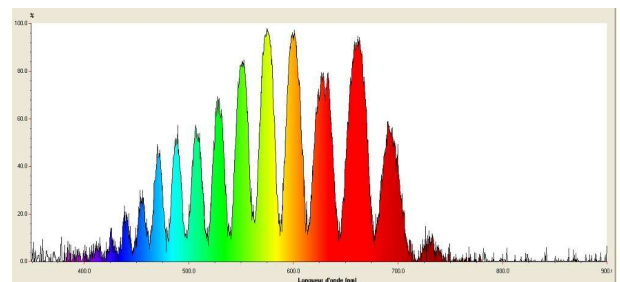
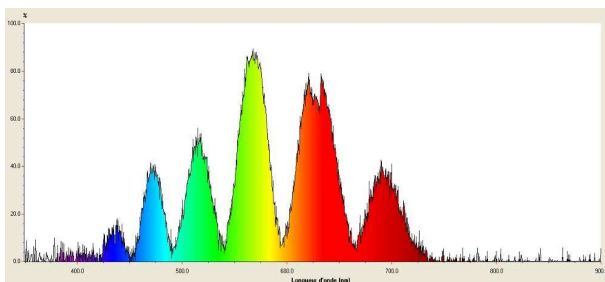
Lorsqu'il y a brouillage dans un dispositif interférentiel éclairé par de la lumière blanche, le blanc obtenu est appelé *blanc d'ordre supérieur*.

### ★ spectre cannelé en lame d'air

- ✧ Imaginons l'interféromètre de MICHELSON réglé en lame d'air et éclairé par une source « blanche » .
- ✧ Regardons de plus près la lumière au centre de la figure d'interférence.
- ✧ Au centre de la figure d'interférence la différence de marche vaut  $2e$  quelle que soit la radiation.
- ✧ Et chaque radiation de longueur d'onde telle que  $2e = (p + 1/2)\lambda$  avec  $p$  entier sera éteinte puisque présentant une frange sombre en ce point.
- ✧ Comme il y a toutes les longueurs d'onde possibles entre 400 et 800 nm, cela peut faire de nombreuses radiations éteintes.
- ✧ Le spectre obtenu est alors dit « cannelé » .
- ✧ Nous pouvons nous convaincre très simplement que plus  $e$  est grand plus le nombre de radiations éteintes est grand puisque que ce nombre correspond au nombre d'entier  $p$  qui vérifient

$$\frac{2e}{800 \text{ nm}} - \frac{1}{2} < p < \frac{2e}{400 \text{ nm}} - \frac{1}{2} \quad (\text{III.37})$$

- ✧ Voici des spectres cannelés obtenus à partir d'un spectrographe à fibre optique. Dans ces spectres, l'épaisseur de la lame va croissant. La dernière vue est une simulation de ce qui serait vu par l'intermédiaire d'une fente source et un prisme.



### Attention !

Le spectre cannelé est dû à des interférences mais ce n'est **pas** une figure d'interférence.



### Loi

Le spectre d'un blanc d'ordre supérieur est un spectre cannelé.

## III.4 – Bilan

### III.4.i – éclairage et cohérence

- ✧ Lorsqu'il y a interférence à deux ondes de même amplitude, l'éclairement s'écrit, conformément à la formule de FRESNEL simplifiée,

$$\mathcal{E}(M) = \frac{\mathcal{E}_{\max}}{2} \left( 1 + \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right) \quad (\text{III.38})$$

- ✧ Le terme de frange fait intervenir le rapport  $\frac{\delta}{\lambda_0}$  :
- si à un point  $M$  donné  $\delta$  varie, nous sommes confronté à des problèmes de cohérence spatiale ;
  - si à un point  $M$  donné  $\lambda$  varie, nous sommes confronté à des problèmes de cohérence temporelle ;
- ✧ Même si, physiquement, les problèmes de cohérence ont des causes de nature très différentes, les conséquences sont similaires, puisqu'elles impliquent le même terme, le terme de frange.

### III.4.ii – observer des interférences

#### ★ zone d'interférences



#### Définition

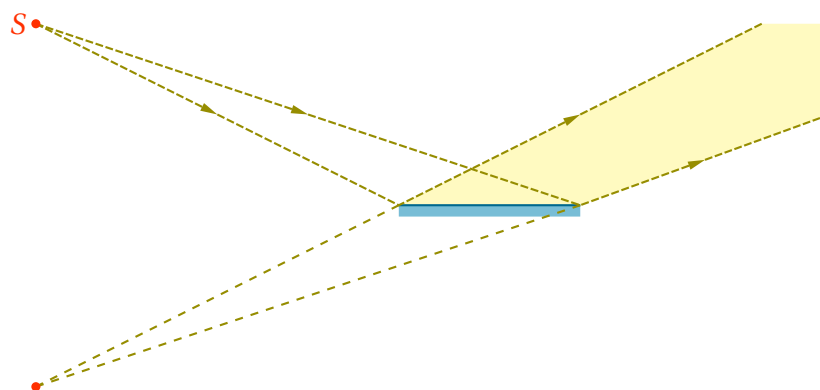
La *zone d'interférences* est la portion de l'espace où il est possible d'observer des interférences quand il n'y a pas de problème de cohérence.



#### Loi

La zone d'interférence est le lieu de l'espace où les ondes peuvent se croiser.

- ✧ Bien sûr la zone d'interférence dépend du dispositif interférométrique envisagé.
- ✧ Par exemple pour le miroir de LLOYD, la zone d'interférence est représentée ci-dessous.



- ✧ Dans le cas des trous d'YOUNG « idéaux », *i.e.* avec une diffraction isotrope (cf. page 33), alors la zone d'interférence est le demi-espace « après » les trous.
- ✧ En pratique, la diffraction n'est pas isotrope du tout (loin de là, même) et la zone d'interférence est bien plus restreinte.

#### ★ localisation des interférences

- ✧ Toutefois, comme nous l'avons vu tout au long de cette partie, le fait que des chemins de lumière se croisent n'implique pas que nous pouvons observer des interférences. Encore faut-il qu'il n'y ait pas de problèmes de cohérence...

**Définition**

Les interférences sont dites *localisées* quand, à cause de problèmes de cohérence, elles ne sont visibles que dans une portion restreinte de la zone d'interférence.

**Définition**



Les interférences sont dites *délocalisées* quand elles sont visibles dans toute la zone d'interférence.

- ✧ Ainsi, lorsque la source lumineuse est parfaitement ponctuelle et parfaitement monochromatique, alors les interférences sont délocalisées quel que soit le type d'interféromètre : trous d'YOUNG, interféromètre de MICHELSON, miroir de LLOYD...

8

**III.4.iii – l'interféromètre de MICHELSON**

- ✧ Résumons ce que nous avons vu sur l'interféromètre de MICHELSON dans un tableau.

Loi			
réglage	source	interférences	franges
lame d'air	ponctuelle pas à l'infini	non localisée	
	large pas à l'infini	localisée à l'infini	
coin d'air	ponctuelle à l'infini	non localisée	
	large à l'infini	localisée sur les miroirs	

**III.4.iv – à quoi ça sert ?**

- ✧ Les problèmes de cohérence spatiale permettent de remonter aux grandeurs géométriques de la source.
- ✧ Dans une utilisation astronomique cela permet, par exemple, d'estimer le diamètre d'une étoile « proche » ou la distance entre deux étoiles plus éloignées.
- ✧ Les problèmes de cohérence temporelle permettent de remonter au spectre *fin* de la source.
- ✧ La connaissance précise d'un spectre permet de comprendre certains mécanisme d'émission de lumière.

## Compétences du chapitre

Les compétences à vocation essentiellement expérimentale sont indiquées en italique.

### Première année

#### Signaux physiques

✧ Diffraction à l'infini.

- 1 Utiliser la relation  $\sin\theta \sim \lambda/d$  entre l'échelle angulaire du phénomène de diffraction et la taille caractéristique de l'ouverture. [32]

### Deuxième année

#### Optique

##### ★ 2. Superposition d'ondes lumineuses

✧ Superposition de deux ondes quasimonochromatiques cohérentes entre elles : formule de FRESNEL  $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\phi$ .

- 2 Établir la formule de FRESNEL. [10]

- 3 Citer la formule de FRESNEL et justifier son utilisation par la cohérence des deux ondes. [8,10,11]

✧ Contraste.

- 4 Associer un bon contraste à des intensités  $I_1$  et  $I_2$  voisines. [16,18]

✧ Superposition de deux ondes incohérentes entre elles.

- 5 Justifier et utiliser l'additivité des intensités. [8,12]

✧ Superposition de  $N$  ondes quasimonochromatiques cohérentes entre elles, de même amplitude et dont les phases sont en progression arithmétique dans le cas  $N \gg 1$ .

- 6 Utiliser un grapheur pour discuter l'influence de  $N$  sur la finesse sans calculer explicitement l'intensité sous forme compacte. [28]

- 7 Utiliser la construction de FRESNEL pour établir la condition d'interférences constructives et la demi-largeur  $2p/N$  des franges brillantes. [29]

##### ★ 3. Exemple de dispositif interférentiel par division du front d'onde : trous d'YOUNG

✧ Trous d'YOUNG ponctuels dans un milieu non dispersif : source ponctuelle à grande distance finie et observation à grande distance finie. Champ d'interférences. Ordre d'interférences  $p$ .

- 8 Savoir que les franges ne sont pas localisées. [70]

- 9 Définir, déterminer et utiliser l'ordre d'interférences. [24,24,24,37,48,53,57,63]

✧ Variations de  $p$  avec la position du point d'observation ; franges d'interférences.

- 10 Interpréter la forme des franges observées sur un écran éloigné parallèle au plan contenant les trous d'YOUNG. [35]

✧ Variation de  $p$  par rajout d'une lame à faces parallèles sur un des trajets.

- 11 Interpréter la modification des franges. [37]

✧ Variations de  $p$  avec la position d'un point source ; perte de contraste par élargissement spatial de la source.

**12** Utiliser le critère semi-quantitatif de brouillage des franges  $|\Delta p| > 1/2$  (où  $|\Delta p|$  est évalué sur la moitié de l'étendue spatiale de la source) pour interpréter des observations expérimentales. [56]

✧ Variations de  $p$  avec la longueur d'onde. Perte de contraste par élargissement spectral de la source.

**13** Utiliser le critère semi-quantitatif de brouillage des franges  $|\Delta p| > 1/2$  (où  $|\Delta p|$  est évalué sur la moitié de l'étendue spectrale de la source) pour interpréter des observations expérimentales. Relier la longueur de cohérence,  $\Delta\lambda$  et  $\lambda$  en ordre de grandeur. [65]

✧ Observations en lumière blanche (blanc d'ordre supérieur, spectre cannelé).

**14** Déterminer les longueurs d'ondes des cannelures. [68]

#### ★ 4. Exemple de dispositif interférentiel par division d'amplitude : interféromètre de MICHELSON

✧ a) Interféromètre de MICHELSON équivalent à une lame d'air éclairée par une source spatialement étendue. Localisation (constatée) des franges. Franges d'égale inclinaison.

**15** *Décrire et mettre en oeuvre les conditions d'éclairage et d'observation.*

**16** Établir et utiliser l'expression de l'ordre d'interférence en fonction de l'épaisseur de la lame, l'angle d'incidence et la longueur d'onde. [46]

**17** *Mesurer l'écart  $\Delta\lambda$  d'un doublet et la longueur de cohérence d'une radiation.* [64]

**18** Interpréter les observations en lumière blanche.

✧ b) Interféromètre de MICHELSON équivalent à un coin d'air éclairé par une source spatialement étendue. Localisation (constatée) des franges. Franges d'égale épaisseur.

**19** *Décrire et mettre en oeuvre les conditions d'éclairage et d'observation.*

**20** Admettre et utiliser l'expression de la différence de marche en fonction de l'épaisseur pour exprimer l'ordre d'interférences. [52]

**21** *Analyser un objet (miroir déformé, lame de phase introduite sur un des trajets, etc.). Interpréter les observations en lumière blanche.*



# Index

- brouillage, 56
- approximation de GAUSS, 49
- blanc d'ordre supérieur, 68
- brouillage, 57, 58, 60, 61, 63, 65–68
- brouillage total, 56, 58
- bulles de savon, 9
- chemin de lumière, 6, 19, 20, 46, 55
- chemin optique, 38
- cohérence, 5, 69
- cohérence spatiale, 55, 65, 69, 70
- cohérence temporelle, 62, 67, 69, 70
- condition de cohérence, 8, 11
- condition de synchronisme, 8, 11
- constraste, 18
- contraste, 18
- différence de marche, 19, 20, 23, 28, 36, 45–50, 52, 62, 63, 67, 68
- différence de phase, 10, 11, 20, 45
- diffraction, 32, 33, 38
  - isotrope, 33
- durée d'émission, 66
- durée de cohérence, 7
- éclairage, 6–12, 19, 23, 26, 45, 50, 57, 58, 69
- fibre optique, 68
- frange
  - circulaire, 27, 45
  - égale inclinaison, 47
  - hyperbolique, 27
  - rectiligne, 27
  - sombre, 68
- frange brillante, 23
- frange sombre, 23
- FRESNEL
  - construction, 29
  - formule, 10, 28
  - formule simplifiée, 11, 19, 63, 69
- hyperboloïde, 26
- interférence, 6, 11–13, 19, 23–25, 45, 47–49, 51, 53, 56, 69
  - constructive, 11, 23
  - destructive, 11, 23
  - figure, 12
- interféromètre
  - à division d'amplitude, 52
  - à division du front d'onde, 52
- interféromètre de MICHELSON, 5, 38–41, 44, 47, 49–53, 63, 67, 70
  - coin d'air, 44, 50, 51, 60–62, 67
  - idéal, 40
  - lame d'air, 44, 46, 49, 52, 60, 63, 68
  - système équivalent, 43
- interféromètre de RAYLEIGH, 38
- interfrange, 24, 25
- lame à faces parallèles, 36
- LASER, 62
- LLOYD, *voir* miroir de LLOYD
- localisation, 69
- loi de MALUS, 36
- longueur de cohérence, 67
- lumière blanche, 38, 67, 68
- macroscopique, 25
- MICHELSON, *voir* interféromètre de MICHELSON
- microscopique, 25
- miroir de LLOYD, 18, 23, 52
- nombre d'onde, 65
- onde plane, 6
- OPPM, 6, 12, 51
- ordre d'interférence, 23, 24, 48, 49, 53
- plan de phase, 6
- rayon lumineux, 6
- simulation, 15, 56, 61, 66, 68
- sodium, 67
- source
  - deux points, 55
  - fente large, 57, 59
  - fente source, 58
  - monochromatique, 62
  - polychromatique, 65
  - spectre carré, 64
- spectre, 65, 70
- spectre cannelé, 68
- spectrographe, 68
- TP, 60

train d'ondes, 7, 66, 67

trains d'onde, 7

trous d'YOUNG, 5, 18, 32, 33, 38, 52, 55, 57, 60, 64

YOUNG, *voir* trous d'YOUNG

zone d'interférences, 69

zone d'interférence, 69

zone d'interférences, 32, 69