

# Interférences à deux ondes en optique

Niveau : L2

Prérequis : Equations de Maxwell  
Notions de diffraction  
optique géométrique, chemin optique

superposition  
des champs  
(bilinéarité)

Bibliographie :

- Tillet Optique physique
- Horard
- Tout-en-un Sang

Plan :

I / Interférences à deux ondes

a) superposit<sup>on</sup> de 2 ondes b) processus de détection c) modèle des trains d'ondes

faire en une  
plus rapide?

II / Un exemple : les fentes de Young

a) présentation et description b) figure d'interférence

III / Sources réelles et notion de cohérence

a) cohérence temporelle b) cohérence spatiale

## Introduction :

Notion d'interférences : superposition d'ondes où l'intensité est différente de la somme des intensités.

Illustration des interférences dans d'autres domaines (vidéo cure à onde).

Essai de faire la même chose en optique avec deux lampes torches. On n'obtient pas d'interférences. La condition d'obtention d'interférences en optique est plus dure.

Annonce du plan :

## I / Interférences à deux ondes

a) Processus de détection

Nous sommes sensibles à  $\mathcal{E} = \langle |H|^2 \rangle_T = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle_T$ . Avec  $T$  le tps de moyennage dépendant du récepteur (cf plus loin)

$\langle \rangle_T$ . On moyenne sur le temps de moyennage du récepteur. Il est important de regarder les ord. de ces tps de moyennage

| capteurs                               | détecteurs              |
|----------------------------------------|-------------------------|
| Oeil                                   | 0,06s                   |
| photoélectrique<br>photomultiplicateur | $10^{-6}$ à $10^{-8}$ s |
| photodiode                             | $< 10^{-6}$             |
| camera Ccd                             | $< 10^{-3}$             |

"les plus performants  $10^{-9}s$ " ref Taillet

fréquences en optique = visible  $\omega \sim 10^{15} \text{ Hz}$ . C'est  $10^6$  fois plus rapide que les meilleurs détecteurs

b) superposition de deux ondes

considérons deux ondes monochromatiques  $\vec{E}_1 = \vec{E}_{01} \cos(\omega_1 t + \phi_1)$  et  $\vec{E}_2 = \vec{E}_{02} \cos(\omega_2 t + \phi_2)$  (linéarité des éq. de Max / propagation)  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$  s'additionnent.  $\vec{E}_{\text{tot}} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ .

Calculons alors  $\langle \vec{E}_{\text{tot}}^2 \rangle$

$$\langle \vec{E}_{\text{tot}}^2 \rangle = \frac{\vec{E}_{01}^2}{2} + \frac{\vec{E}_{02}^2}{2} + 2 \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \underbrace{\langle \cos(\omega_1 t + \phi_1) \cos(\omega_2 t + \phi_2) \rangle}_{\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02} \{ \langle \cos((\omega_1 + \omega_2)t + \phi_1 + \phi_2) \rangle + \langle \cos((\omega_2 - \omega_1)t + \phi_2 - \phi_1) \rangle \}}$$

Commentaire : pas d'interférences si les ondes sont polarisées orthogonalement car  $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = 0 \Rightarrow \mathcal{E} = \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_2$ . On va donc se placer dans le modèle scalaire de la lumière.

Rappel des hypothèses du modèle scalaire de la lumière :

La lumière est décrite par un ensemble de rayons lumineux indépendants. Ils sont caractérisés par une direction de propagation  $\vec{n}$  et une vitesse de propagation  $v = c/n$ . Un rayon lumineux est une courbe tangente à  $\vec{n}(\vec{r})$  en tt point. L'état vibratoire d'une onde scalaire  $\psi(\vec{r}, t)$  qui représente la composante de  $\vec{E}$  le long de sa direction de polarisation. (localement, structure d'onde plane, rayon  $\perp$  surface d'onde)

On note  $I = \langle \psi(\vec{r}, t)^2 \rangle$  l'intensité de rayonnement.

hypothèse :  $n$  varie lentement

- ne prend pas en compte la polarisation des ondes

- ni le phénomène de diffraction (indice  $n$  non continu  $\Rightarrow$  pb de fluxuel)

Justificat° : lumière de nos sources polarisée aléatoirement (et pour onde localement plane)

On note alors  $I = \langle E_{\text{tot}}^2 \rangle$  l'intensité du rayonnement.

On considère ici par simplification deux sources avec la même intensité  $I_0 = \langle \vec{E}_1^2 \rangle = \frac{E_{01}^2}{2} = \frac{E_{02}^2}{2}$ .

On obtient alors :

$$I = 2I_0 + \underbrace{2I_0 \langle \cos((\omega_1 + \omega_2)t + \phi_1 + \phi_2) \rangle + \langle \cos((\omega_2 - \omega_1)t + \phi_2 - \phi_1) \rangle}_{\text{terme d'interférences}}$$

1

Donc dans la formule d'interférence :

-  $\langle \cos((\omega_1 + \omega_2)t + \phi_1 + \phi_2) \rangle = 0$

-  $\langle \cos((\omega_2 - \omega_1)t + \phi_2 - \phi_1) \rangle = 0$  si  $|\omega_1 - \omega_2| > 10^9$ .

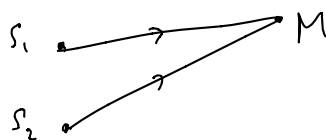
Si les ondes ont des pulsations différentes, elles ne peuvent pas interférer.

c'est la particularité de l'optique. Dans d'autres domaines différentes pulsation (roches) peuvent interférer

c) Modèle des trains d'ondes  
 Dans le terme d'interférences, il reste ces phases?

$$2I_0 \langle \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle. \text{ D'où proviennent}$$

- Déphasage dû au retard de propagation entre les deux signaux. On le note  $\frac{2\pi}{\lambda} \delta$  avec  $\delta$  la différence de marche.  $\rightarrow$  d'où



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

- Déphasage lié aux sources  $\phi_{01} - \phi_{02}$ . Une source lumineuse est constituée d'un grand nombre de photons. Dans une description classique, l'onde peut être modélisée par un train d'onde d'une certaine durée  $t_c$  (aussi appelé temps de cohérence).  $t_c \sim 10^{-8} s$  pour un laser Hélium Néon,  $t_c \sim 10^{-14} s$  pour une source classique. Les trains d'ondes sont aléatoirement déphasés entre eux.  $t_c \ll t_R$ , donc si les deux ondes proviennent de trains d'ondes différents,  $\langle \cos(\phi_{02} - \phi_{01}) \rangle = 0$ . De manière équivalente si  $\delta \gg t_c = c t_c$ , alors trains d'ondes qui interfèrent sont différents.  $\langle \cos(\phi_{02} - \phi_{01}) \rangle = 0$ .

Il faut donc que les deux ondes proviennent de la même source primaire

C'est encore une autre particularité de l'optique qui cette fois provient du phénomène d'émission de l'onde. En mécanique, deux ondes provenant de vibreurs  $\neq$  peuvent interférer.

Conclusion:

- pour qu'on observe des interférences en optique, il faut:
- pas de pda orthogonale
  - même fréquence à  $10^9 Hz$  près
  - même source.

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

Formule fondamentale des interférences  
 = formule de Fresnel

Il existe 2 types de dispositifs pour obtenir des interférences: division d'amplitude et division du front d'onde.

Ici, on va s'intéresser à un système d'interférence à division du front d'onde les fentes d'Young.

## II/ les fentes d'Young (1801) comparées avec fente simple

a) Présentation et observations

Ramp avec le laser: utiliser un obj de microscope et des fentes 100  $\mu m$  - 300  $\mu m$ .  $D \sim 1-2 m$

On observe: - la tâche de diffraction liée à chacune des fentes. On l'a étudiée au chap précédent / terminale

- Dans la tâche centrale, on observe des franges. Invariantes selon la direct° des fentes. Régulièrement espacées. Change de fentes (change  $a$ )  $a \uparrow$  trouve que fentes + resserrées. Déplace écran: les fentes s'écartent

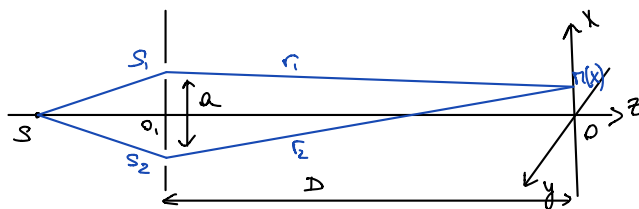
On va expliquer ces observations

## b) Figure d'interférence

Un peu d'histoire : au début du 19<sup>ème</sup> siècle, il n'y avait aucune avancée majeure en optique depuis Newton (1704). Thomas Young étudie les propriétés de la voix humaine et la propagation du son. Il énonce le principe d'interférences sonores. Analogie entre son et lumière. 1801 : interférences pour les ondes lumineuses (explication colorée des lames minces). Mais que analogie il fallait une manip pour le montrer : expérience des trous d'Young en 1807. En 1818, Fresnel remplace les trous par des fentes (même principe mais avec des figures plus lumineuses).

PS : autres dispositifs :

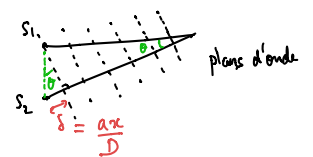
- miroirs de Fresnel 1816 : permet de ne pas être limité par la diffraction
- miroirs de Lloyd interférence entre rayon direct et rayon réfléchi
- bilentilles de Billet
- Biprisme de Fresnel



pour les fentes, symétrie selon  $\vec{y}$ .  $n(x, z=d)$

PS : autres approx :

- approximation des ondes planes + malus



calcul de  $\frac{2\pi}{\lambda} \delta$  déphasage entre les deux rayons :

$$\delta(n) = [S\vec{n}]_{\text{fente}_2} - [S\vec{n}]_{\text{fente}_1} = [SS_2] + [S_2\vec{n}] - [SS_1] - [S_1\vec{n}]$$

$$[SS_1] = [SS_2]$$

$$S_1\vec{n}^2 = D^2 + (x - \frac{a}{2})^2 = D^2 + x^2 + \frac{a^2}{4} - ax \rightarrow S_1\vec{n} \approx D \left( 1 - \frac{ax}{2D^2} + \frac{x^2 + \frac{a^2}{4}}{D^2} + o\left(\frac{x^2}{D^2}\right) \right)$$

$$\delta(n) = S_2\vec{n} - S_1\vec{n} = \frac{ax}{D} \text{ à l'ordre 1 en } \frac{x}{D}$$

ps : ordre supérieur

$$S_1\vec{n} = -\frac{1}{8} \left( \frac{ax}{D^2} + \frac{x^2}{D^2} + \frac{a^2 x^2}{D^2} \right)^2$$

$$= -\frac{1}{8} \left( \frac{a^2 x^2}{D^3} + \frac{(x^2 + \frac{a^2}{4})^2}{D^3} + \frac{2ax}{D^3} (x^2 + \frac{a^2}{4})^2 \right)$$

$$\text{ie } \delta = \frac{ax}{D} - \frac{1}{8} \left( \frac{4ax}{D^3} (x^2 + \frac{a^2}{4})^2 \right) \text{ ordre 3}$$

! ordre 3  $\ll$  ordre 1  $\Leftrightarrow \frac{x^2}{D^2} \ll 1$

donc si  $D \approx 50$  cm,  $x_{\text{lim}} \approx 50$  cm  
 $\hookrightarrow$  le DL n'est plus valable sur le bord de l'écran (mais la tache de diffraction est plus petite)

on trouve donc

$$I = 2I_0 \left( 1 + \cos \left( \frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D} \right) \right)$$



- invariant selon  $y$
- amplitude totale  $2I_0$ . On n'a pas créé d'énergie, elle est répartie sur l'écran
- Franges brillantes  $\langle I(x) \rangle_x = 2I_0$   
 $\frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D} = 2p\pi \quad p \in \mathbb{Z}$

$$x_p = \frac{\lambda D}{a} p$$

- Franges sombres  $x_p = \frac{\lambda D}{a} (p + 1/2) \quad p \in \mathbb{Z}$

- Espacement entre les franges  $i = x_p - x_{p+1} = \frac{\lambda D}{a} = i$ .  $i$  est l'interfrange. Il est indépendant de  $x$ !

$$\begin{cases} i \uparrow & \text{avec } D \\ i \downarrow & \text{avec } a \end{cases}$$

peut remonter rapidement avec les fentes

- Contraste  $\mathcal{C} = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = 1$   
 = "visibilité"

à passer rapidement

### III / Source réelle et notion de cohérence

Jusqu'ici, on a considéré uniquement des sources monochromatiques. Mais les sources réelles comme le laser ont une largeur spectrale. On va étudier l'influence de l'élargissement spectral et en quoi elle influence le contraste des franges.

a) Source non monochromatique - cohérence temporelle.

(faire un choix si veut montrer un doublet ou lumière blanche)

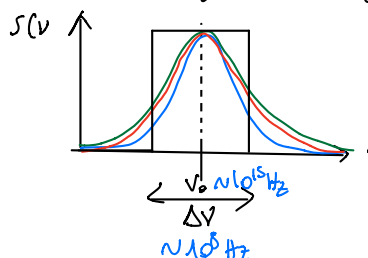
1) Courbes d'élargissement

Toute source réelle n'est pas purement monochromatique.

- élargissement par effet Doppler (gausien) (depend de  $T_{Dop}$ )  $\Delta\nu \sim 10^9 \text{ Hz}$
- Chocs (Lorentzien) (collisions élastiques détruit la phase,  $t_{ps}$  de cohérence)
- élargissement naturel (interactions avec le champ électromagnétique, états excités ne sont pas stables, durée de vie des niveaux  $e^{-t/\tau}$ )  $\Delta E \sim \hbar/\tau$  avec  $\Delta E$  écart d'énergie avec le hamiltonien sans interaction) Lorentzien  $\Delta\nu \sim 10^8 \text{ Hz}$

$\Delta\nu \sim 10^8 \text{ Hz}$  (largeur mesurée)

gausien  $\otimes$  Lorentzien = Voigt = "voillette".



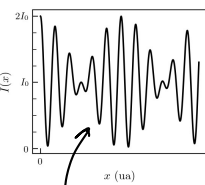
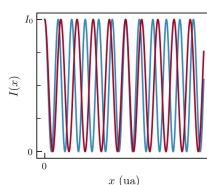
Lorentzienne  
gausienne  
Voigt

modélisé par une porte de largeur  $\Delta\nu$

2 - effet qualitatif (sur diapos)

Regardons l'effet qu'à l'élargissement de la source sur la figure d'interférence. On modélise l'élargissement en fréquence par une porte centrée en  $\nu_0$  de largeur  $\Delta\nu$ . On va diviser la source en sous sources de largeur  $d\nu$ . On suppose que chaque sous source est indépendante. Pour la sous source  $d\nu$ , d'intensité est  $dI = I(\nu) d\nu$  avec  $I(\nu) = \frac{I_0}{\Delta\nu} (1 + \cos(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D}))$  ( $I_0$  constante)

$$I = \frac{I_0}{\Delta\nu} \int_{\nu_0 - \Delta\nu/2}^{\nu_0 + \Delta\nu/2} (1 + \cos(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D} \nu)) d\nu$$



"BROUILLAGE"

$$= \frac{I_0}{\Delta\nu} \left( \Delta\nu + \frac{2\pi ax}{\lambda D} \Delta\nu \left[ \sin\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D} \left(\nu_0 + \frac{\Delta\nu}{2}\right)\right) - \sin\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D} \left(\nu_0 - \frac{\Delta\nu}{2}\right)\right) \right] \right)$$

$$= \frac{I_0}{\Delta\nu} \left( \Delta\nu + \frac{2\pi ax}{\lambda D} \Delta\nu \left[ 2 \cos\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D} \left(\frac{2\nu_0}{2}\right)\right) \sin\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D} \left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)\right) \right] \right)$$

on remarque un sinc

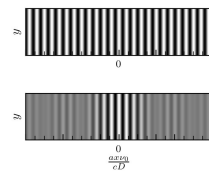
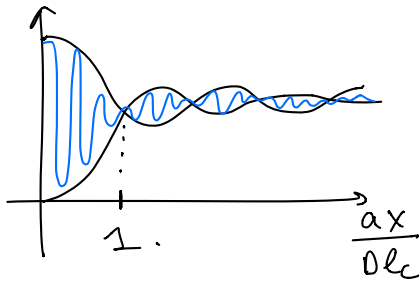
$$I = I_0 \left( 1 + \text{sinc}\left(\frac{\pi ax}{\lambda D} \Delta\nu\right) \cos\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D} \nu_0\right) \right)$$

terme de contraste

terme de l'onde monochromatique

En effet  $\mathcal{C} = \left| \text{sinc}\left(\frac{\pi ax}{\lambda D} \Delta\nu\right) \right|$  plus  $\Delta\nu \uparrow \rightarrow \mathcal{C} \rightarrow 0$

tracer la courbe + montrer →



← sans cohérence temporelle  $\Delta \nu \neq 0$

← avec

AN : laser / lampe spectrale

$$\Delta \nu \sim 10^9 \text{ Hz} \rightarrow \Delta x \sim 1 \text{ m}$$

$$\bar{a} \left| \begin{array}{l} D = 2 \text{ m} \\ a = 200 \text{ } \mu\text{m} \end{array} \right.$$

$$\rightarrow x_{\text{lim}} \sim 10^4 \text{ m}$$

→ on ne le voit pas sur l'écran

cohérence spatiale : l'extension spatiale de la source diminue le contraste

→ transition : c'est pour cela qu'on passe en lumière blanche

lumière blanche : on est sensible au visible.  $\Delta \lambda \sim 400 \text{ nm} \rightarrow \Delta \nu \sim 4 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$

$$x_{\text{lim}} = \frac{c}{\Delta \nu} \cdot \frac{D}{a} = 10^{-2} \text{ m}$$

↑ pas de cause des élargissements cités avant

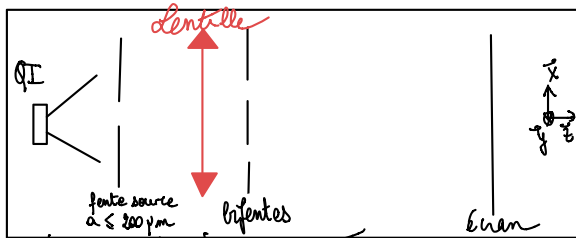
Parlem bruissement partiel sur l'écran

Illustration en lumière blanche

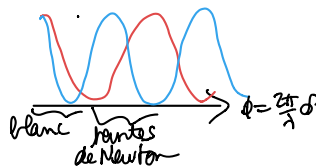
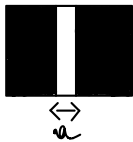
effets des  $\neq \lambda$

PTON + NANIP

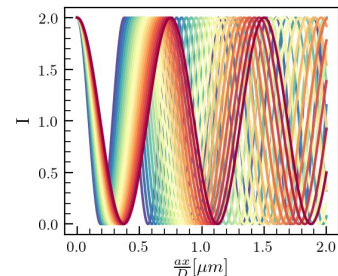
la lentille concave  
la fente source et l'écran



$$\text{lentille } f' \sim 200 \text{ mm} \\ D \sim 1.5 \text{ m} / 2 \text{ m}$$



vocabulaire : "spectre cannelé" et  
"blanc d'ordre supérieur".

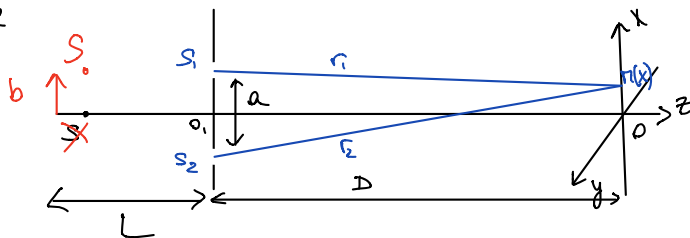


- Commentaires : on voit peu le brouillage des franges à cause de la petite taille de la tache de diffraction  
mais on voit les couleurs : le bleu revient en premier

Ramp de tranvion: jusqu'ici on a considéré une source ponctuelle. Sur la main c'est la fente source. Que se passe-t-il si on l'élargit la source  $\rightarrow$  brouillage sur tout l'écran, contrairement à la cohérence temporelle plus les franges réapparaissent mais avec un faible contraste. On va expliquer ceci avec la notion de cohérence spatiale.

b) largeur de la source et cohérence spatiale. [partie présentée sur le diapo]

source hors axe



Calcul sur diapo?

retour inverse de la lumière

$$\delta(r) = \frac{ax}{D} + \frac{ab}{L}$$

Source de largeur b centrée en O, additionner sources infinitésimales  $dI = \frac{I}{b} da$  angle sous lequel est vue la source

(1/2 SS2T SS2T) hors  $\delta = (SS2T) - (SS1T)$

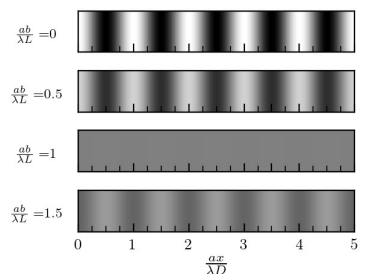
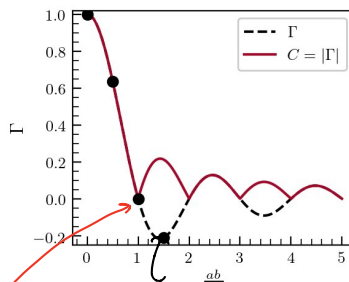
$$I = I_0 \left( 1 + \text{sinc}\left(\frac{\pi ab}{\lambda L}\right) \cos\left(\frac{2\pi ax}{\lambda D}\right) \right)$$

terme de contraste

$$C = \left| \text{sinc}\left(\frac{\pi ab}{\lambda L}\right) \right|$$

Source | monochromatique python (mais m'observations en lumière blanche.

condition de brouillage  $\frac{ab}{\lambda L} < 1$



brouillage des franges sur la totalité de l'écran. En cohérence temporelle, on n'obtient que un brouillage partiel.

Ul: on a vu des critères d'attention d'interférences en optique.

des mesures de longueur, d'indice optique. On peut utiliser ces phénomènes pour réaliser spatiale et temporelle sur le contraste. Ici on a utilisé un interféromètre à deux d'un du front d'onde. Cependant on aurait pu utiliser des interf. à deux d'un des d'amplitude. pour s'affranchir du pb de cohérence spatiale. Mais on mais la perte de cohérence n'est pas ty un pb, exemple on n'en est. inter. de Labeysie pour mesurer le diamètre des étoiles / lomo graphique.

au pvc de la

# Compléments

localisation de frange.

Wiener Khintchin: pour la cohérence temporelle (source ponctuelle polychromatique)

$$\text{degré de cohérence temporelle: } \gamma(t_1, t_2) = \frac{\langle S(t_1) S^*(t_2) \rangle}{\sqrt{I(t_1) I(t_2)}}$$

$$\text{degré de cohérence} = \frac{TP}{\text{normalisée}} \left( \text{largeur spectrale de la source} \right)$$

Van Cittert et Zernike / cohérence spatiale (source étendue monochromatique)

$$\text{degré de cohérence} = \frac{TP}{\text{normalisée}} \left( \text{profil d'intensité de la source} \right)$$

$$\gamma = \frac{\langle V_{\text{obs}} \cdot V_{\text{obs}}^* \rangle}{\sqrt{\langle V_{\text{obs}}^2 \rangle \langle V_{\text{obs}}^2 \rangle}} = \frac{\int I(x, y) e^{i 2\pi i (px + qy)} dxdy}{\int dxdy I(x, y)}$$

ODG: laser \* cohérence temporelle  $t_c = 10^{-8} \text{ s}$   
 $l_c = 3 \text{ m}$

\* hélium Néon  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  (rouge)  
 $\lambda = 543,365 \text{ nm}$  (vert)

$$\Delta \nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda$$

doublet jaune sodium  $588,9$  et  $589,5 \text{ nm}$   
mercure  $577$  et  $579,1 \text{ nm}$   
 $\nu_0 \sim 0,5 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$

$$\Delta \lambda = 0,6 \text{ nm}$$

$$\Delta \nu = 5,2 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$$

$$\Delta \lambda = 2,1 \text{ nm}$$

$$\Delta \nu = 1,9 \cdot 10^{12} \text{ Hz}$$

lumière blanche visible:  $\lambda \sim 380 \text{ nm} - 780 \text{ nm}$

$$\nu \sim 0,79 \cdot 10^{15} - 0,38 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

$$\nu_0 \sim 0,38 \cdot 10^{15} \text{ Hz}, \quad \Delta \nu = 0,4 \cdot 10^{15} \text{ Hz}$$

$$\Delta \nu / \nu_0 \sim 0,7$$

Autre phénomène d'élargissement des raies: effet Stark. (modification des états électroniques sous l'effet d'un champ  $E$ ) (hydrogène  $3 \text{ mm}$ )

Autres dispositifs et application de la cohérence:

- effet Sagnac



utilisé dans les gyroscopes

rotation entraîne une différence de marche  $\neq 0$   
(calcul relatvité)

en pratique utilise plus tous de fibre optique pour maximiser  $\phi$ .

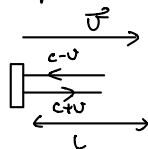
- utilisation de la cohérence spatiale: interféromètre stellaire de Michelson et

Please

A diagram showing a closed optical path in a triangular cavity. Three mirrors are arranged in a triangle. A red line represents the path of light, starting from a point on the top mirror, reflecting off the other two mirrors, and returning to the starting point, forming a closed loop. The path is labeled with 'L' at the top and 'L' at the bottom, indicating the length of the path.

Difficulté principale : garder la cohérence temporelle ie  $\partial_t = 0 \rightarrow$  règle au pm sur

lame d'air, pas de cohérence spatiale mais (localisation des franges à l'oc  
con d'air, il faut limiter les angles d'entrée pour la cohérence spatiale  
C. Tillet

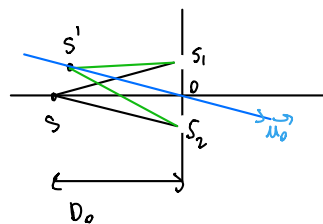


$$\uparrow t_{\text{ret}} = \frac{2L}{c} \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2}} = \frac{2L}{c} \left( 1 + \frac{v^2}{2c^2} \right)$$

A conduit à la relativité,  
la vitesse de la lumière dans  
tous les référentiels en  
translation

## complément sur le théorème de localisation des

interferometer



$$\delta(n) = (S' S_2) - (S' S)$$

$$S' S_2^2 = S' O^2 + OS_2^2 + 2S' O \cdot OS_2$$

or due to  $|S' S_2| = \sqrt{S' O^2 + OS_2^2} \left(1 + \frac{S' O \cdot OS_2}{S' O \cdot OS_2}\right)$

$$\delta(n) = S' O \cdot S' S_2$$

$$\Delta \sigma(n) = \sigma_S(n) - \sigma(n) = \vec{\sigma}_S \cdot \vec{S}_1 \vec{S}_2$$

Donc  $\Delta \sigma(n) = \overline{S^T S} \cdot (\vec{\mu}_2 - \vec{\mu}_1)$



Butée de non brouillage des franges sous élargissement de la source :  $\Delta \phi(m) = 0$  AU PREMIER ORDRE

$$\vec{S} \cdot (\vec{u}_2 - \vec{u}_1) = 0$$

- 2 conditions :
- $\vec{S} \perp (\vec{u}_2 - \vec{u}_1)$  : élargissement de la source suivant  $ao$  ou  $o$  ne brouille pas les franges dans les fentes d'Young
  - $\vec{u}_2 - \vec{u}_1 = \vec{0}$  : même rayons incidents : interféromètres à division du front d'onde impossible.

Énoncé du thm. : "La différence de marche  $\delta$  suite au déplacement du point source est nulle au premier ordre si les rayons qui interfèrent proviennent du même rayon incident." Les dispositifs à division d'amplitude s'affranchissent de la perte de cohérence spatiale au prix de la localisation des interférences.

- Expérience de Fresnel Arago : cohérence de polarisation

- Nach Fender   $\Rightarrow$  biréfringence + polariseurs.

