Optique Physique

Cours prépa. agreg.

Cours n° 1

Vendredi 06 mars (2h)

VIBRATION LUMINEUSE ET INTERFERENCES

Plan:

A. VIBRATION LUMINEUSE CLASSIQUE

1) Onde électromagnétique, monochromatique, plane, dans le vide

2) Photodétecteurs : intensité lumineuse

3) Approximation scalaire $\mathcal{S}(M,t) = \mathcal{S}_0(M)\, e^{i[\varphi(M) - \omega t]}$

4) Calcul du terme de phase $\varphi(M)$ - Lien avec l'optique géométrique des rayons lumineux.

B. INTERFÉRENCES LUMINEUSES - NOTIONS ELEMENTAIRES

1) Rappel sur les phénomènes d'interférences entre 2 ondes.

2) Conditions d'obtention des interférences en optique:
→ cohérence.

3) Expérience des trous d'Young. (ou fentes)

→ expérience avec les fentes d'Young.

04/03/09

2

C. DISPOSITIFS INTERFÉRENTIELS A DEUX ONDES

1) Interférences non-localisée de 2 ondes.

SÉPARATION DU FRONT D'ONDE

i) Figure d'interférence pour 2 sources cohérentes

ii) Dispositifs interférentiels classiques

a) Trous et fentes d'Young.

b) autres dispositifs.

- miroirs de Fresnel → expérience
- miroirs de Lloyd
- biprisme de Fresnel → expérience
- bilentille de Billet

2) Interférences par dédoublement d'amplitude

i) Interférences d'une lame à faces parallèles.

ii) Franges d'égale inclinaison.

iii) Franges d'égale épaisseur.

a) Cas d'une lame prismatique ou d'un coin d'air

b) Couleurs des lames minces.

→ lame de savon.

Dans ce premier cours, on va donner des notions élémentaires sur l'optique physique et les interférences à 2 ondes en particulier.

Presque dans tout ce cours l'onde incidente sera une onde plane (cohérente spatialement), (ou sphérique) monochromatique (cohérente temporellement) et on ne tiendra pas compte de la polarisation du champ électrique associé (approximation scalaire).

Bien sûr ce cours "simplifié" peut (et doit) être complété, notamment sur les thèmes suivants :

- rayons lumineux : eïkonale (milieu inhomogène → fibre)
- cohérences : – spatiale
  – temporelle

  et notions sur les sources de lumière
- l'interféromètre de Michelson à 2 ondes et séparation d'amplitude
- l'interféromètre à ondes multiples du type Fabry-Perot.
- Optique anisotrope
- ...

04/03/09

4/

A. VIBRATION LUMINEUSE CLASSIQUE

1) Ondes électromagnétiques et vibration lumineuse

i) Quelques généralités

* milieu linéaire, homogène, isotrope, transparent
équations de Maxwell → équations de propagation des champs : $\vec{E}$, $\vec{B}$

$$\Delta\vec{E} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (1), \quad \Delta\vec{B} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2\vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (2)$$

n : indice de réfraction (milieu transparent → $n \simeq$ réel)
↳ seul paramètre.

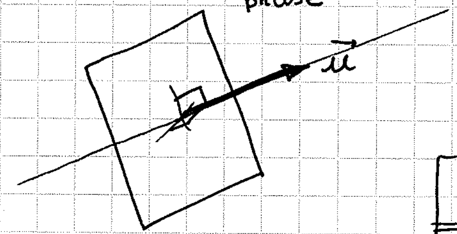
propagation des ondes à la vitesse (de phase) $v_\phi = \frac{c}{n}$.

* Solutions remarquables des équations (1) et (2) :

• ondes planes :

$$f(\underbrace{\vec{u}.\vec{r} - vt}_{\text{phase}}) + g(\vec{u}.\vec{r} + vt)$$

(f)

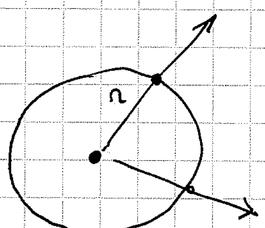


$\vec{u}$ vecteur constant normé

$\vec{u}.\vec{r} = \text{cte}$
⇒ phase constante à t donné
⇒ définit un plan ⊥ $\vec{u}$
⇒ onde plane
= plan d'onde.

• ondes sphériques :

(f)



$$\frac{1}{r}f(r - vt) + \frac{1}{r}g(r + vt)$$

(si $r \gg$ "λ" → localement onde plane).

* Les ondes planes progressives monochromatiques.

↳ base fonctionnelle privilégiée.

$$\begin{cases} \vec{E} = \vec{\mathcal{E}} + \vec{\mathcal{E}}^* = \mathcal{E}_0 \, e^{-i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} \, e^{i\varphi_0} \, \vec{\varepsilon} + c.c. \\ \vec{B} = \frac{\vec{k}}{\omega} \times \vec{E} \qquad \left(\vec{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \end{cases}$$

$\| \vec{k} \| = n \frac{\omega}{c}$: vecteur d'onde.

longueur d'onde (période spatiale) : $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{1}{n} \frac{c}{\nu} = \underset{\text{vide}}{\frac{\lambda_0}{n}}$.

2 La photodétection

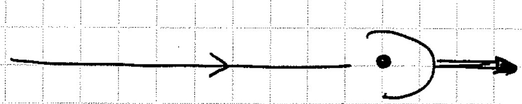
* Fréquence typique dans le visible : $\nu \simeq 5 \times 10^{14}$ Hz
$T \simeq 2$ fs. $= 2 \times 10^{-15}$ s.

$\Rightarrow$ impossible de suivre directement les oscillations des champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$, ce que l'on pourrait faire dans le cas d'une onde acoustique.

* Détecteurs et oscilloscopes les plus rapides : temps de réponse $\simeq$ picoseconde.
(Rem: autocorrélateurs femtoseconde, attoseconde, ...)

* Type de photorécepteurs : – effet photochimique (oeil, émulsion photo)
– effet photoélectrique, produit par le champ $\vec{E}$ de l'onde
(voir TD effet photoélectrique :
– Einstein : $E_c^{max} = h\nu - W_{out}$
– approche semi-classique → Fermi golden rule).

* Faisceau lumineux.



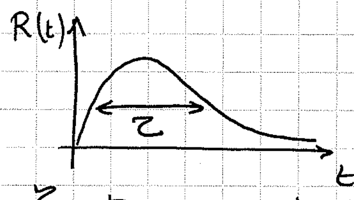
($h\nu \rightarrow e^-$)

signal de photodétection

photocourant $\propto$ moyenne temporelle quadratique du champ $\vec{E}$.

$$I(\vec{r},t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |\vec{E}(\vec{r},t_0)|^2 \underbrace{R(t-t_0)}\, dt_0$$

$R(t)$: fonction caractéristique de la réponse temporelle du détecteur, qu'on assimile à un créneau de largeur τ.



τ : Temps caractéristique de réponse.

$$I(\vec{r},t) \simeq \propto \int_{t-\tau}^{t} |\vec{E}(\vec{r},t_0)|^2\, dt_0$$

notée : $\boxed{I(\vec{r},t) \propto \overline{|\vec{E}(\vec{r},t)|^2}}$ ← signifie moyenne temporelle.

Signal de photodétection $\propto$ Eclairement de la surface sensible servant à la détection.

$$\Delta(t) \propto \iint_{\substack{\text{surface} \\ \text{du détecteur}}} I(\vec{r},t)\,d^2S \simeq I(t).S$$

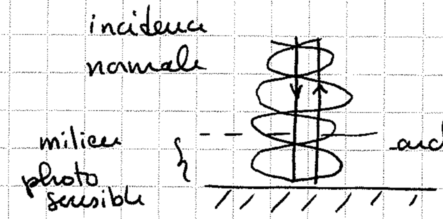
<u>Rem:</u> $\vec{\Pi} = \dfrac{\vec{E} \times \vec{B}}{\mu_0}$: vecteur de Poynting (dans le vide)

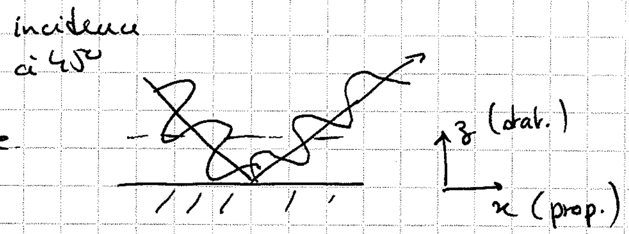
$$\langle \vec{\Pi} \rangle_{temp} = \overline{\vec{\Pi}} = \overline{I} . \hat{u}$$

$$= \tfrac{1}{2}\varepsilon_0 c\, E_0^2 \qquad \text{pour une onde plane monochromatique}$$

$$\begin{cases} \text{puissance : } P_{det} = \langle \vec{\Pi} \rangle_{temp} . \vec{S} = \tfrac{1}{2}\varepsilon_0 c\, E_0^2\, S . \quad \text{en } W \\ \text{intensité : } \dfrac{P_{det}}{S} = \tfrac{1}{2}\varepsilon_0 c\, E_0^2 \quad \text{en } \dfrac{W}{m^2} \end{cases}$$

* Ondes lumineuses stationnaires : expérience de Wiener (1890).





* Autres types de photodétecteurs

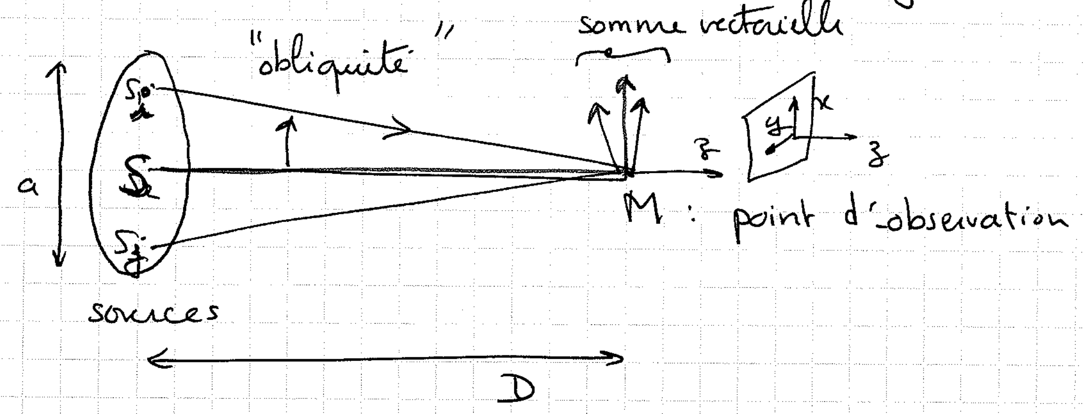
signal de sortie $\propto$ échauffement ΔT produit par l'absorption de l'onde lumineuse.

Ex.: thermopile, détecteur pyroélectrique.

3) Approximation scalaire : la vibration lumineuse "classique"

* structure vectorielle du champ : complication majeure.

*



. si $D \gg a$, obliquité faible : on peut négliger les effets vectoriels.

. onde transverse, dans le plan (x,y)

. Si problème sans axe privilégié (lumière naturelle non polarisée) (ou pas d'effet de polarisation recherché),

alors les composantes E_x, B_x et E_y, B_y sont équivalentes :

$\longrightarrow$ PROBLÈME SCALAIRE.

. Vibration lumineuse monochromatique, de pulsation ω :

notations réelles : $\mathcal{Y}(M,t) = \mathcal{Y}_0(M) \cos(\varphi(M) - \omega t)$

notations complexes : $\boxed{\underline{\mathcal{Y}}(M,t) = \mathcal{Y}(M,t) = \mathcal{Y}_0(M)\, e^{i[\varphi(M) - \omega t]}}$

nb complexe

intensité : $\boxed{I(M,t) = \overline{\mathcal{Y}(M,t)\,\mathcal{Y}(M,t)^*} = \overline{|\mathcal{Y}(M,t)|^2}}$

(déjà moyenné temporellement)

en plus moyennage temporel du détecteur.

et un facteur multiplicatif entre $\overline{\langle \Pi \rangle}$ et E_0 différent de celui entre I ci-dessus et $\mathcal{Y}_0$.

* Remarques importantes :

* ce qui est important ce sont les valeurs <u>relatives</u> des différentes vibrations lumineuses qui se superposent en un point.

* $SS_i \ll D$: distance entre source et point d'observa° M

→ on peut négliger les facteurs d'obliquité ~~sur~~ $\cancel{D = \frac{S_iM}{(S_i,M)}}$ (vectoriels, sur l'amplitude)

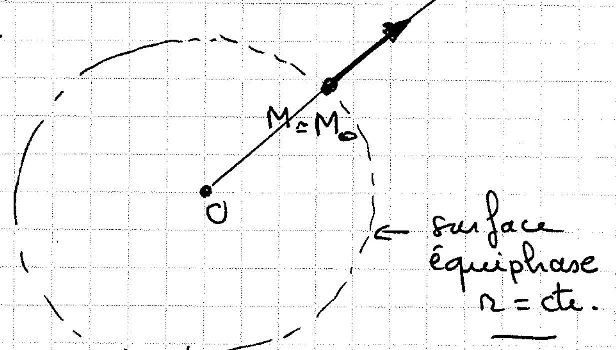
→ par contre, les ondes qui proviennent des différents points de la source doivent parcourir des trajets dont les différences doivent être comparées à λ, pour déterminer leurs déphasages relatifs.

* Le calcul de ce terme de phase $\varphi(M)$ étant fondamental pour toute la suite de ce cours, nous allons montrer comment ce terme peut être explicité à partir de la propagation des rayons de l'optique géométriques.

* Calcul du terme de phase $\varphi(M)$

1) Source ponctuelle en O.

$$\Psi(\vec{r},t) = \frac{\Psi_0}{r}\, e^{-i\left[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r\right]}$$



- Pour $r \gg \lambda$, les vibrations de $\varphi(M)$ deviennent prépondérantes devant la variation en $\frac{1}{r}$ de l'amplitude
- Autour de M_0, on peut confondre la surface équiphase avec le plan tangent en M_0 à la sphère

→ approximation de l'onde plane.

2) Généralisons ce cas particulier.

Au voisinage d'un point M_0 donné :

$$\varphi(M) = \varphi(M_0) + \overrightarrow{grad}_{M_0}(\varphi(M)) \cdot \overrightarrow{M_0M}$$

$$\mathcal{Y}(M,t) \simeq \mathcal{Y}_0(M)\, e^{i\varphi(M_0)}\, e^{i[\overrightarrow{grad}_{M_0}\varphi(M) \cdot \overrightarrow{M_0M} - \omega t]}$$

Si $\mathcal{Y}_0(M)$ varie lentement autour de M_0, alors :
au voisinage

$$\boxed{\mathcal{Y}(M,t) \approx \mathcal{Y}_0(M_0)\, e^{i\varphi(M_0)}\, e^{i[\vec{k} \cdot \overrightarrow{OM} - \omega t]}.}$$

avec $\boxed{\vec{k} = \overrightarrow{grad}_{M_0}(\varphi(M))}$

$$\begin{cases} \varphi = \vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t \\ \vec{\nabla}(\varphi) = \vec{k} \end{cases}$$

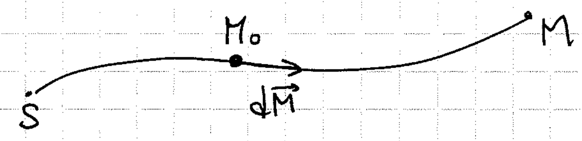
structure localement identique à une onde progressive plane.

Nous pouvons associer à la vibration lumineuse un rayon lumineux qui se propage dans la direction (et le sens) qui est donné par le vecteur d'onde $\vec{k}$.

Ce calcul élémentaire nous montre que les rayons de l'optique géométrique vont être tangents en tout point à la direction de propagation de l'onde.

3) Généralisation à la propagation de l'onde lumineuse dans un milieu inhomogène

$$\varphi(M) - \varphi(S) = \int_{S \to M} d\varphi = \int_{S \to M} \overrightarrow{\text{grad}}_{M_0} [\varphi(M)] \, \overrightarrow{dM_0}$$



En introduisant l'élément de longueur dl le long du chemin, nous pouvons écrire :

$$\overrightarrow{\text{grad}}_{M_0} [\varphi(M)] \cdot \overrightarrow{dM_0} = \vec{k}(M_0) \cdot \overrightarrow{dM_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n(M_0) \, dl$$

de sorte que finalement :

$$\varphi(M) - \varphi(S) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \underbrace{\int_{S \to M} n \, dl}_{= [SM]}$$

$= [SM]$ chemin optique suivi par les rayons lumineux pour aller de S à M.

4) Validité des rayons de l'optique géométrique

Il faut que l'amplitude $\Psi(M)$ varie lentement par rapport à la distance $\simeq \lambda$ qui caractérise la variation spatiale du terme de phase :

$$\frac{|\overrightarrow{\text{grad}}_{\Pi_0}(\Psi_0)|}{|\Psi|} \ll \frac{1}{\lambda} \quad \text{soit} \quad \frac{\lambda}{|\Psi|}|\overrightarrow{\text{grad}}_{\Pi_0}(\Psi)| \ll 1.$$

approximation d'autant meilleure que $\lambda \to 0$

Nous retrouvons ainsi la condition des "courtes" longueurs d'onde, souvent énoncée comme limite de validité de l'optique géométrique.

B. INTERFÉRENCES LUMINEUSES

NOTIONS ÉLÉMENTAIRES

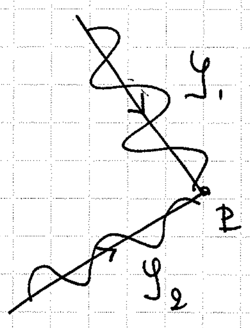
Ici on ne va considérer que des interférences à 2 ondes en lumière monochromatique.

L'aspect polychromatique sera parfois abordé, mais très simplement, et sera l'objet du cours cohérence temporelle.

1) Rappel sur les phénomènes d'interférences entre 2 ondes.

Considérons un champ monochromatique "cohérent", rayonné par des sources elles-mêmes monochromatiques, dont les différents éléments oscillent avec une même phase bien définie (antenne radio, laser).

i) Définition du phénomène d'interférence



On considère un point P de l'espace où arrivent deux vibrations lumineuses qui s'ajoutent :

$$\mathcal{S}(P) = \mathcal{S}_1(P) + \mathcal{S}_2(P).$$

L'intensité lumineuse est mesurée par un détecteur du champ électromagnétique (photomultiplicateur, photodiode...) sensible à une fonction quadratique du champ : il mesure donc :

$$I(P) = \overline{\mathcal{S}(P)\,\mathcal{S}^*(P)}.$$

La constante de temps de ces détecteurs étant grande devant la période optique des ondes lumineuses ($\simeq 10^{-15}$ s), ils intègrent le carré de la vibration lumineuse sur un grand nombre d'oscillations rapides.

$$I(\ell) = \overline{\psi(\ell)\,\psi^*(\ell)}$$

$$I(\ell) = \overline{\psi_1(\ell)\,\psi_1(\ell)^*} + \overline{\psi_2(\ell)\,\psi_2(\ell^*)}$$
$$+ \overline{\psi_1(\ell)\,\psi_2^*(\ell) + \psi_1^*(\ell)\,\psi_2(\ell)}$$

$$\boxed{I(\ell) = I_1(\ell) + I_2(\ell) + 2\,\overline{\mathrm{Re}\,(\psi_1\,\psi_2^*)}}$$

Il y a interférence si $I(\ell) \neq I_1(\ell) + I_2(\ell)$

soit $\boxed{\overline{\mathrm{Re}\,(\psi_1\psi_2^*)} \neq 0}$. avec $\begin{cases} \psi_1 = a_1 e^{i\varphi_1 - i\omega t} \\ \psi_2 = a_2 e^{i\varphi_2 - i\omega t}\end{cases}$

$= a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ c'est le même ω.

Rem!: $\psi_1(t,n) = \psi_{0_1} \cos(\varphi_1(n) - \omega_1 t)$

si $\omega_1 \neq \omega_2$ $\psi_2(t,n) = \psi_{0_2} \cos(\varphi_2(n) - \omega_2 t)$

$$\psi(t,n) = \psi_1(t,n) + \psi_2(t,n) = \psi_{0_1}\cos(\varphi_1(n) - \omega_1 t) + \psi_{0_2}\cos(\varphi_2(n) - \omega_2 t)$$

$$\cancel{= \psi_0 \sin(a)\cos(\varphi_1(n}$$

$$I(t,n) = |\psi(t,n)|^2 = \psi_{0_1}^2 \cos^2(\varphi_1(n) - \omega_1 t) + \psi_{0_2}^2 \cos^2(\varphi_2(n) - \omega_2 t)$$
$$+ 2\,\psi_{0_1}\psi_{0_2}\cos(\varphi_1(n) - \omega_1 t)\cos(\varphi_2(n) - \omega_2 t)$$
$$= \psi_{0_1}^2\cos^2(\varphi_1(n) - \omega_1 t) + \psi_{0_2}^2 \cos^2(\varphi_2(n) - \omega_2 t)$$
$$+ \frac{2}{2}\psi_{0_1}\psi_{0_2}\Big[\cos\big(\varphi_1(n) + \varphi_2(n) - (\omega_1+\omega_2)t\big)$$
$$+ \cos\big(\varphi_1(n) - \varphi_2(n) - (\omega_1 - \omega_2)t\big)\Big]$$

$\tau \gg 10^{-15}\,s$

$$\overline{I(t,n)} = \frac{1}{2}\psi_{0_1}^2 + \frac{1}{2}\psi_{0_2}^2 + \cancel{2}\,\psi_{0_1}\psi_{0_2}\Big[0 + \begin{cases} 0 \text{ si } \tau \gg \frac{1}{\omega_1 - \omega_2} \\ \cos(\varphi_1(n) - \varphi_2(n) - (\omega_1 - \omega_2)t) \text{ si } \tau \ll \frac{1}{\omega_1 - \omega_2}\end{cases}\Big]$$

si $\omega_1 = \omega_2$ $\overline{I(t,n)} = \frac{1}{2}\psi_{0_1}^2 + \frac{1}{2}\psi_{0_2}^2 + 2\,\psi_{0_1}\psi_{0_2}\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$

$$= \cancel{\tfrac{2}{2}}\, I_1 + I_2 + \cancel{2}\,\sqrt{2I_1}\,\sqrt{2I_2}\,\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,\cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$\begin{cases} \underline{\psi_1} = \psi_{0_1} e^{i\varphi_1} e^{i\omega_1 t} \\ \underline{\psi_2} = \psi_{0_2} e^{i\varphi_2} e^{i\omega_2 t} \end{cases}$$

$\underline{\psi} = \psi_{0_1} e^{i\varphi_1} e^{i\omega_1 t} + \psi_{0_2} e^{i\varphi_2} e^{i\omega_2 t}$ $\psi_{0_1}\psi_{0_2}$ réels

$|\underline{\psi}|^2 = \psi_{0_1}^2 + \psi_{0_2}^2 + 2\,\psi_{0_1}\psi_{0_2}\cos(\varphi_1 - \varphi_2 + (\omega_1 - \omega_2)t)$.

$\Rightarrow$ modulus of complex amplitude removes all the terms $\sum \omega_1 + \omega_2$ ω_1, ω_2

Rem 2 : $I = |\Psi|^2$ est une opération non-linéaire en $\mathcal{E}$.

On devrait rester en notations réelles ...
$\Rightarrow$ attention si ω_1 et ω_2 ...

Rem 3 : En fait, à une échelle de temps suffisamment courte, il y a toujours interférence, avec éventuellement un phénomène de battement entre ω_1 et ω_2 par exemple.

La question est plutôt, étant donné mon détecteur, y-a-t'il une interférence visible ?
(ici τ)

2) Conditions d'obtention des interférences en optique.

$2\,\mathcal{R}e\,(\Psi_1^* \Psi_2) = 2 a_1 a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$

Pour qu'il y ait interférences, il est donc nécessaire que φ_1 et φ_2 aient une relation de phase bien définie au cours du temps en P,
et ne soient pas des variables aléatoires incohérentes entre elles.
($\varphi_1(t)$ indpt $\varphi_2(t)$)

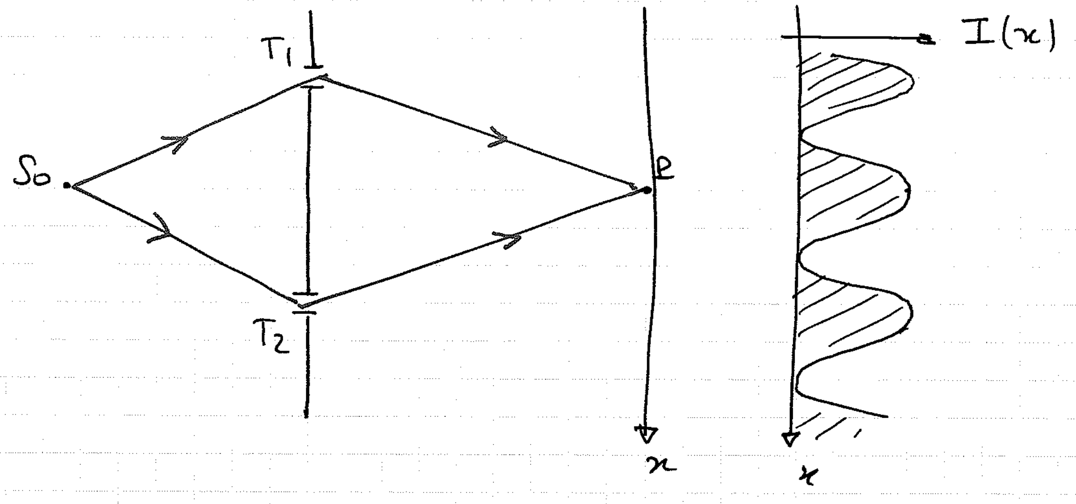
Il faut donc que les 2 vibrations arrivant en P soient issues de l'une source initiale elle-m̂ monochromatique, dont les différents éléments oscillent avec une m̂ phase bien définie (antenne radio, laser).

$\rightarrow$ cohérence temporelle.

Rem : sauf si on regarde avec un temps d'intégration suffisamment court le battement de fréquence de 2 lasers stables.

3) Expérience des trous d'Young.

Ceci est par exemple obtenu avec l'expérience des trous d'Young, éclairés par une source monochromatique :



Pour étudier ces interférences, la méthode habituelle consiste à évaluer (prédire) la différence de marche entre les 2 chemins, mais dans ce cas il y a beaucoup d'approximations.

→ On pourrait revenir à la base, c'est-à-dire résoudre les équations de Maxwell avec les conditions aux limites imposées par la présence des 2 trous. Sommerfeld l'a fait, mais c'est horrible...

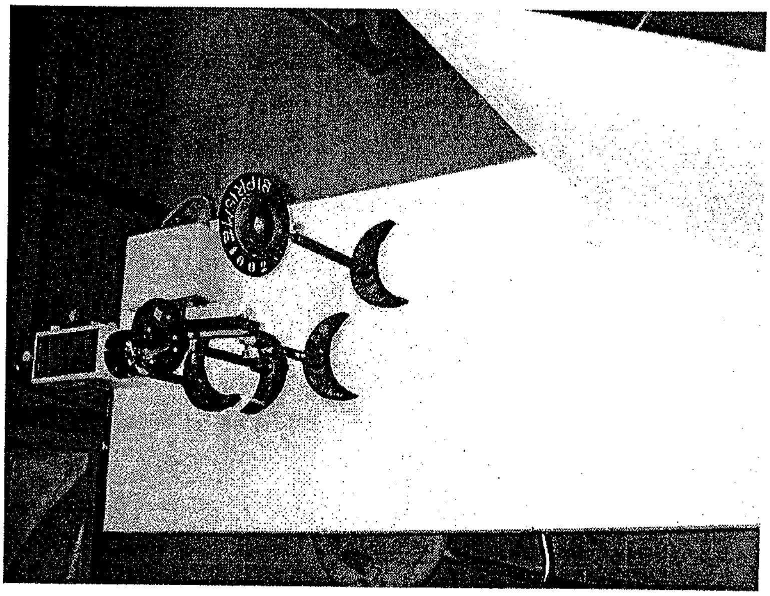
→ La première approximation consiste à utiliser le principe d'Huygens-Fresnel : T_1 émet vers la droite une onde dont l'amplitude est celle qui arrive, avec la m̂ phase (en fait décalée d'une quadrature), et idem pour T_2.

→ Pour une variation des amplitudes faible devant une longueur caractéristique de l'ordre de λ, on peut ensuite faire deux approximations, justifiées par la théorie de l'eïkonale.

1) Utiliser les rayons lumineux pour la propagation des champs,
2) le déphasage entre les 2 ondes est obtenu comme la différence des chemins optiques entre les 2 voies, calculées le long des rayons lumineux :

Poste n°6 : **Interférences et diffraction**

- ✓ Lanterne QI sur pied + condenseur +alimentation
- ✓ Fente source réglable et orientable sur pied
- ✓ Miroir de Fresnel (verre noir) sur pied
- ✓ Biprisme
- ✓ Ecran



$$\Psi(P) = a_1\, e^{ik[S_0T_1P]}\, e^{i\varphi} + a_2 e^{ik[S_0T_2P]}\, e^{i\varphi}$$

phase de l'onde initiale

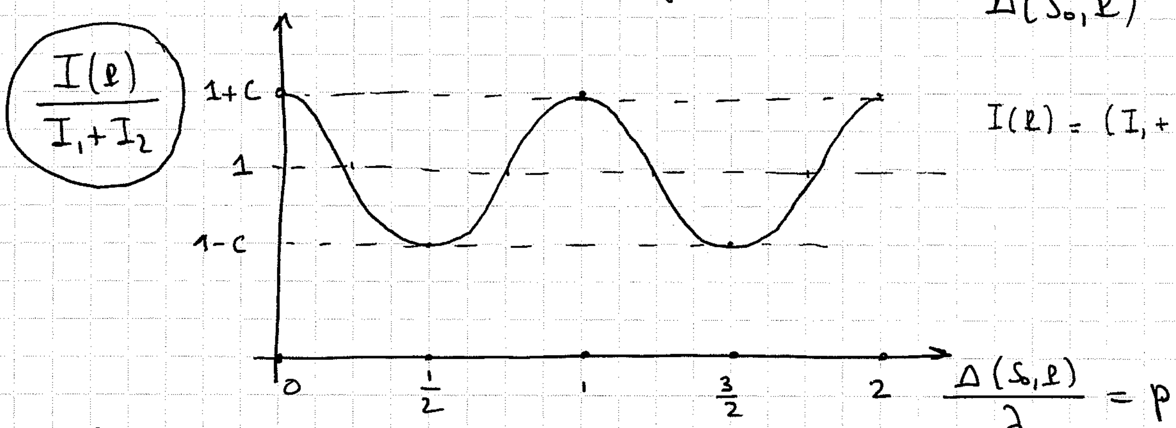
<u>Remarques</u> : 1/ Cette méthode est analogue au traitement WKB pour la théorie quantique qui permet d'obtenir l'évolution des f° d'onde à partir de la trajectoire d'un mouvement classique. La raison profonde à la base est l'intégrale d'action. (cf. chemins à la Feynman).

2/ a_1 et a_2 peuvent en pratique être obtenus à base de considérations photométriques.

$$I(P) = \Psi(P)\,\Psi^*(P) = a_1^2 + a_2^2 + 2 a_1 a_2 \cos k\{[S_0T_2P] - [S_0T_1P]\}$$
$$= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\, \cos k\{[S_0T_2P] - [S_0T_1P]\}$$

$$\boxed{I(P) = (I_1 + I_2)\left\{1 + C \cos k\{\underbrace{[S_0T_2P] - [S_0T_1P]}_{\text{différence de marche } \Delta(S_0,P)}\}\right\}}$$

C : contraste (visibilité en anglais)



$I(P) = (I_1 + I_2)(1 + \cos(k\Delta))$

On obtient une frange <u>brillante</u> chaque fois que <u>l'ordre d'interférence</u> : $\boxed{p = \dfrac{\Delta(S_0,P)}{\lambda}}$ est un nombre <u>entier</u>. (p compte ainsi les franges).

Le contraste est :

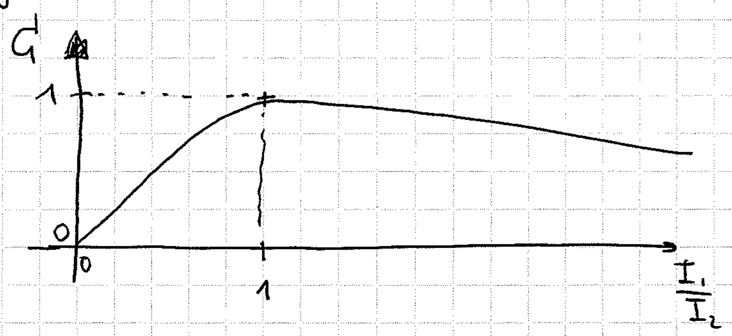
$$C = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad \text{avec} \quad C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

$$\begin{cases} I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \\ I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \end{cases}$$

ou encore $C = \dfrac{2\sqrt{\frac{I_1}{I_2}}}{1 + \frac{I_1}{I_2}}$

$\times \frac{1}{I_2}$

On obtient un contraste de 1 lorsque $I_1 = I_2$.
Néanmoins la fonction C est très plate autour de cette valeur : pour $\frac{I_1}{I_2} = 100$, on a encore $C = 20\%$ et les franges sont encore très visibles.



explication : $I_1 = a_1^2$ $\qquad \frac{I_1}{I_2} = 100 \Rightarrow \frac{a_1}{a_2} = 10 \qquad a_1 = 10\, a_2$

$I_2 = a_2^2 \qquad\qquad\qquad\qquad a_2 = 0{,}1\, a_1$

interf. const. : $a_1 + a_2 = 1{,}1\, a_1$

$(a_1 + a_2)^2 \simeq 1{,}2\, a_1^2$

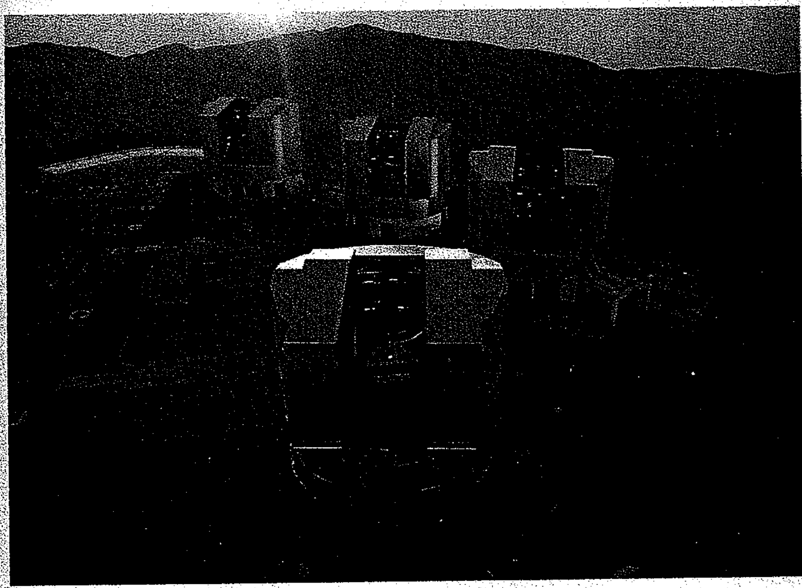
attention : une faible intensité résulte en une amplitude pas négligeable... $\quad$ i.e. $+ 20\%$

ASTRONOMY

Very Large Telescope expands

The Very Large Telescope (VLT) at Cerro Paranal, Chile, is moving closer to full operation, with the third of four unit telescopes (back right) achieving first light in January. Polishing of the mirror for the European Southern Observatory's fourth and final unit telescope (foreground) was completed in December, and that mirror is scheduled to be delivered to Chile by April.

When all four telescopes are in operation, they will be able to observe individually or to be combined to work as one for interferometry. Together they have 12 foci, instruments for observing wavelengths from 300 nm to 25 μm, and a variety of spectroscopic modes that will allow



ESO

astronomers to look at objects ranging from single stars to star-forming regions to clusters of galaxies. The VLT is also equipped with an active optics system to cancel out atmospheric disturbances.

Each telescope has been given a name in the language of Chile's indigenous Mapuche people (l to r): Antu, the Sun; Kueyen, the Moon; Melipal, the Southern Cross; and Yepun, Sirius (foreground). Instruments attached to Antu will eventually include the Infrared Spectrometer and Array Camera (ISAAC) and the High-Resolution IR Echelle Spectrometer (CRIRES), both for 1 to 5 μm, and the Focal Reducer Low-Dispersion Spectrograph (FORS 1) for 0.3 to 1 μm. Kueyen will have FORS 2, the UV-Visual Echelle Spectrograph (UVES) for 0.3 to 1 μm, and the Fibre Large Area Multi-Element Spectrograph (FLAMES) for 0.37 to 1 μm. Melipal will consist of the Visible Multi-Object Spectrograph (VIMOS) for 0.37 to 1 μm, the Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS) for 1 to 5 μm, and Single Far Object Near IR Investigation (SINFONI) for 1 to 2.5 μm.

Yepun will be equipped with the Near Infrared Multi-Object Spectrograph (NIRMOS) for 1 to 1.7 μm and the VLT Mid Infrared Imager Spectrometer (VISIR) for the 8 to 25 μm region. The telescope's Nasmyth focus will be reserved for instruments brought in by outside astronomers. When the telescopes are combined into the VLT Interferometer (in the low building between the first and fourth telescopes), they will be used with the Astronomical Multi-Beam Recombiner (AMBER), a near-infrared and red imaging and spectrographic instrument; the Mid Infrared (MIDI) instrument for 8 to 13 and 17 to 26 μm; and the Instrument for Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry (PRIMA) for observing particularly faint objects.

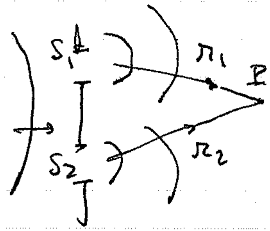
FORS#1, FORS#2, ISAAC, and UVES are in use and have already returned a number of high-quality images. All the instruments are scheduled to be installed by 2003.

Neil Savage and Roland Roux

Laser Focus, March 2000.

G DISPOSITIFS INTERFÉRENTIELS À DEUX ONDES.

I) Interférences non-localisées de 2 ondes : interféromètre à séparation du front d'onde



1°) Figure d'interférence

On considère 2 sources cohérentes S_1 et S_2 qui produisent deux vibrations lumineuses $\mathcal{S}_1$ et $\mathcal{S}_2$ au point d'observation P. L'intensité lumineuse est donnée par :

$$I(P) = \overline{\mathcal{S}\mathcal{S}^*} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\varphi)$$

avec $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0}\Delta$, où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Ce déphasage dépend de la distance $r_2 - r_1$, qui correspond à la différence de marche de longueurs de propagation des sources au point d'observation.

Surface d'égale intensité :

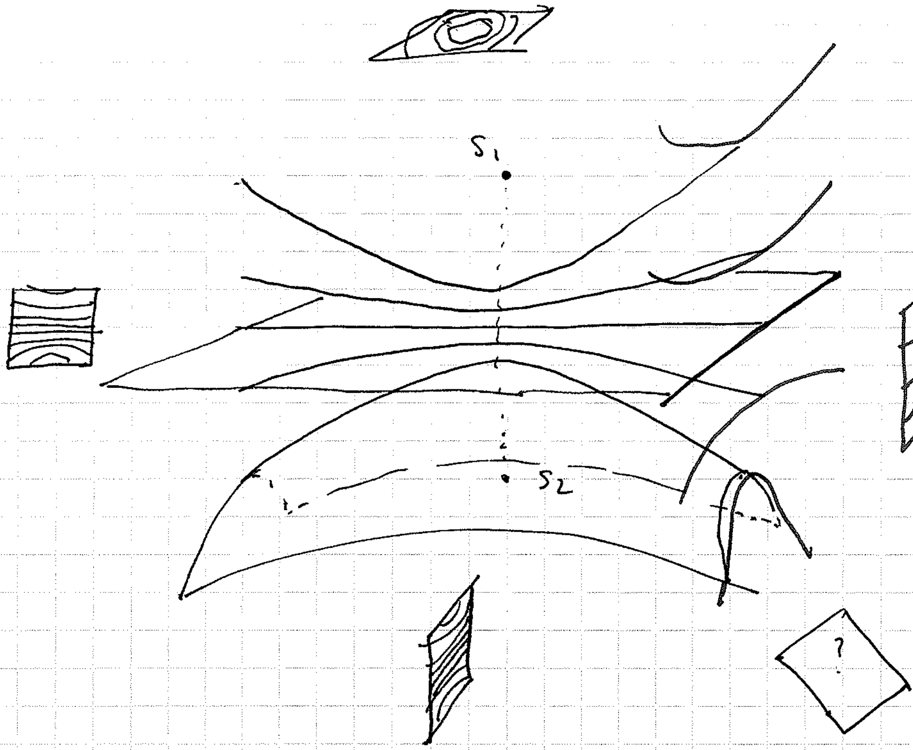
$I(P) = $ cte soit $\boxed{r_2 - r_1 = \text{cte}}$

$\Downarrow$

2 faisceaux d'hyperboloïdes de révolution de foyers S_1 et S_2

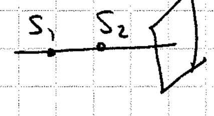
On observe sur un écran des franges qui sont les intersections entre l'écran et ces surfaces d'égale intensité.

⇨ phénomènes d'interférence non-localisées, avec une forme de franges très variée dépendant de la position de l'écran par rapport à la direction S_1S_2.



2) Dispositifs interférentiels classiques.

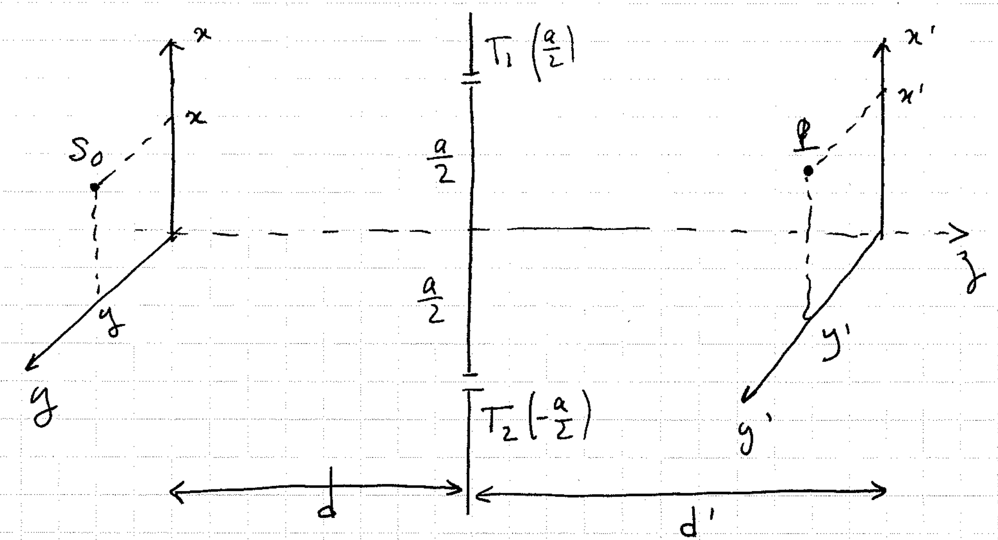
- Trous et fentes d'Young
- miroirs de Fresnel
- biprisme de Fresnel
- miroir de Lloyd
- bi-lentilles de Billet → lentilles de Meslin (observation avec un écran $\perp$ à S_1S_2)



Ces dispositifs, qui partagent un front d'onde incident en 2, dédoublent la source initiale en 2 sources secondaires S_1 et S_2 qui sont donc cohérentes.
Le dispositif est en général symétrique.

a) Trous et fentes d'Young

On considère le cas de 2 trous d'Young T_1 et T_2 éclairés par un trou source S_0 (figure).



* Calculons la distance T_1P:

$$T_1P = \sqrt{\left(x'-\frac{a}{2}\right)^2 + y'^2 + d'^2} = d'\sqrt{1 + \frac{x'^2+\frac{a^2}{4} - ax' + y'^2}{d'^2}}$$

Pour $d' \gg x', a, y'$, on obtient:

$$T_1P \approx d'\left(1+\frac{1}{2}\left[\frac{x'^2+\frac{a^2}{4}+y'^2-ax'}{d'^2}\right]\right) = d' + \frac{1}{2}\,\frac{x'^2+\frac{a^2}{4}-ax'+y'^2}{d'}$$

$\left(\frac{a}{2} \to -\frac{a}{2}\right)$: $T_2P \simeq d' + \frac{1}{2}\,\frac{x'^2+\frac{a^2}{4}+ax'+y'^2}{d'}$

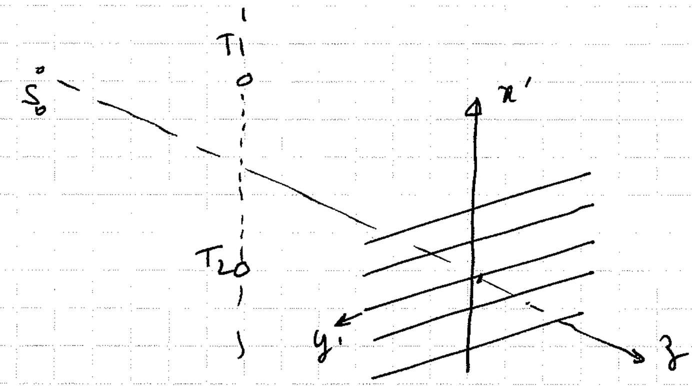
$$T_2P - T_1P \simeq \frac{ax'}{d'}$$

* En faisant le même calcul pour S_0T_1 et S_0T_2, on obtient finalement, pour $d \gg x, a, y$:

$$\Delta(S_0,P) = [S_0T_2P] - [S_0T_1P] = \frac{ax'}{d'} + \frac{ax}{d}.$$

Remarquons que y s'est éliminé du calcul (ce qui est général lorsque l'écran est placé parallèlement à la direction T_1T_2) ou S_1S_2.
On obtient donc (dans l'approximation $d, d' \gg x, x', y, y, a$), des franges rectilignes parallèles à la direction y.

Ces franges rectilignes sont $\perp$ à la direction T_1T_2 des 2 trous :

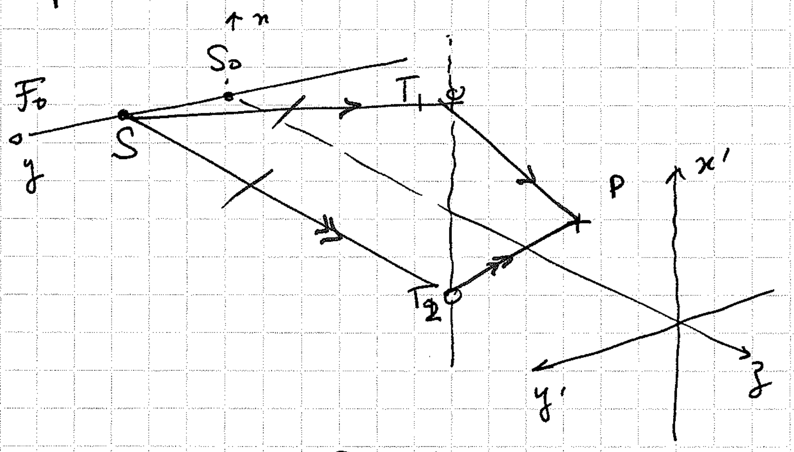


Les franges brillantes sont données par :

$$\frac{a\,x'_p}{d'} + a\frac{x}{d} = p\lambda \quad \text{soit} \quad x'_p = \underbrace{p\lambda\frac{d'}{a}}_{\substack{\text{interfrange}\\ i}} - \underbrace{\frac{d'}{d}x}_{\substack{\text{position de}\\ \text{la frange}\\ \text{centrale.}}}$$

l'interfrange i vaut : $\boxed{i = \dfrac{\lambda d'}{a}}$

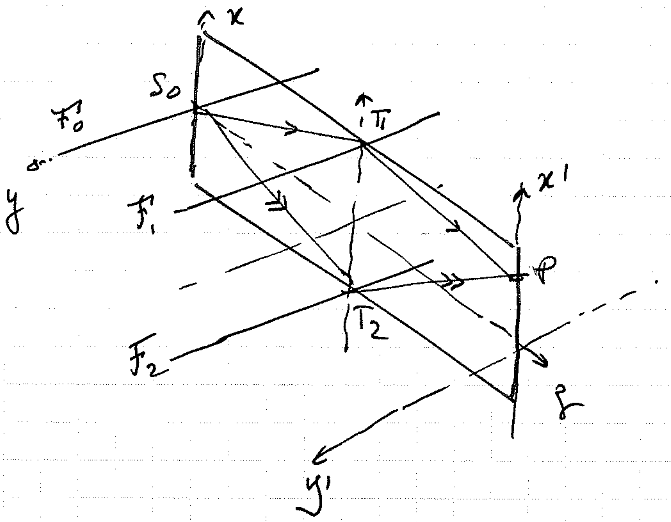
* On suppose que la source est maintenant une fente infiniment fine, ∞t longue, perpendiculaire à T_1T_2 et placée dans son plan médiateur.



Pour tout point S de cette source, on a toujours $ST_1 = ST_2$ et les franges correspondent toujours à la différence de marche $T_2P - T_1P$.

→ les franges sont inchangées par rapport au cas d'un seul trou source S_0.

* Les trous sont maintenant remplacés par 2 fentes ∞^t fines, // à y.

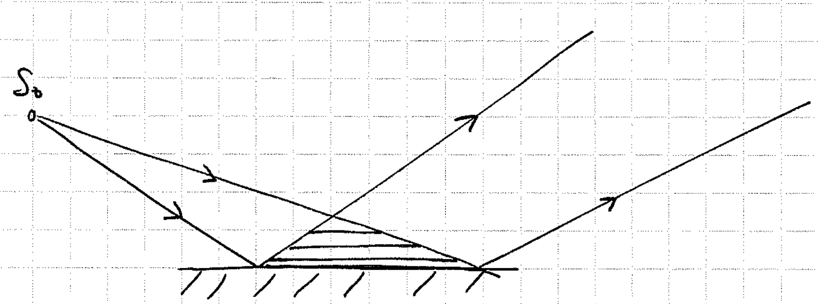


Il n'y a donc pas de diffraction dans le sens y et la diffraction est très (∞^t) large dans la direction x.
Les seuls trajets à prendre en compte sont donc situés dans des plans. ($S\,x\,z$)

b) Autres dispositifs.

Rappel : Ces dispositifs partagent le front d'onde incident venant de la source, de manière à la dédoubler en deux sources secondaires S_1 et S_2 qui sont donc cohérentes. Le dispositif est en général symétrique :
- miroirs de Fresnel
- miroir de Lloyd
- biprisme de Fresnel
- bilentille de Billet

* Miroir de Lloyd



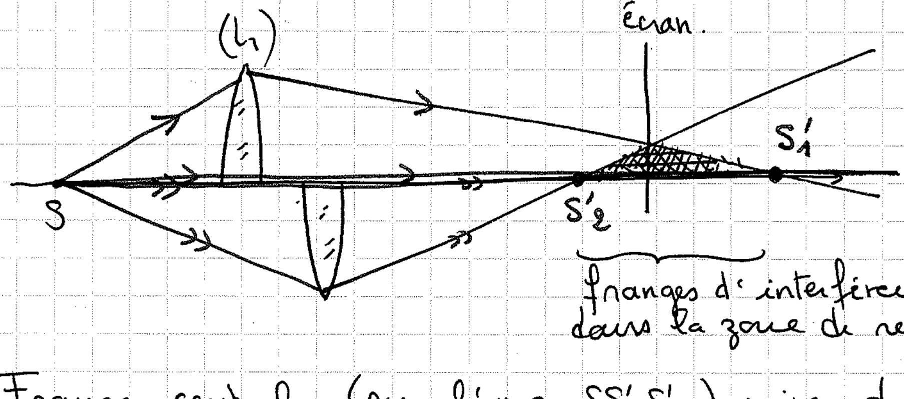
Dans ce dispositif très simple, on fait directement interférer la lumière issue d'un point (ou d'une fente source) avec celle qui s'est réfléchie sur un miroir.

Pour un miroir diélectrique, Lloyd a trouvé que le centre du système de franges (brillant) est décalé d'une $\frac{1}{2}\lambda$ par rapport à la surface du miroir diélectrique.

→ Déphasage de π à la réflexion sur une surface diél. : $i=0$ $r = \frac{1-n}{1+n} = -|r|$
$= |r| e^{i\pi}$

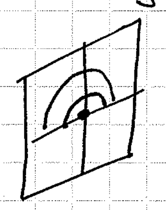
Application : enregistrement d'une modulation périodique dans une résine organique photosensible (polymérisation des monomères du liquide).

* Franges de Meslin (Comptes Rendus 1893).



$S \xrightarrow{(L_1)} S'_1$

$S \xrightarrow{(L_2)} S'_2$

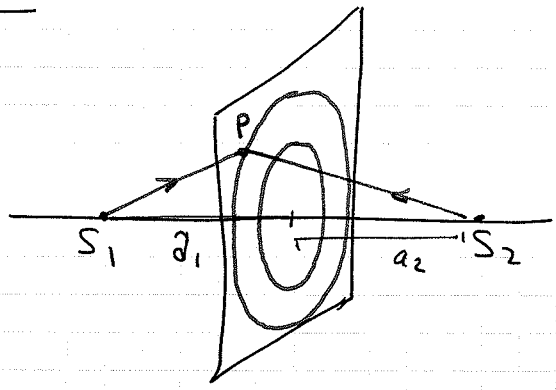


Franges semi-circulaires centrées sur l'axe optique.

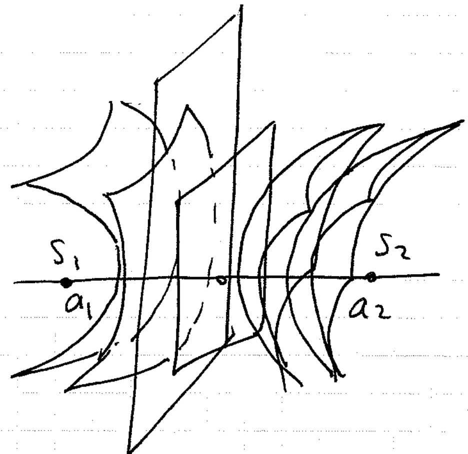
Frange centrale (sur l'axe $SS'_2S'_1$) noire due au déphasage de π (avance de π) lorsque l'on passe par un foyer.

→ Phase de GOUY. (général pour les phénomènes ondulatoires).

Franges d'interférences observées quand les sources sont disposées sur une droite $\perp$ à l'écran d'observation



$a_1 \neq a_2$
(sinon éclairement brillant uniforme)

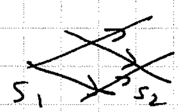


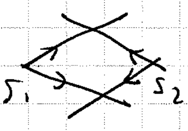
écran

coupe d'hyperboloïdes.

Si on considère les hyperboloïdes de révolution donnant les surfaces d'égale intensité vibratoire, et qu'on effectue l'intersection par un plan $\perp$ à S_1S_2, les max. et min. forment des cercles dont le centre est situé sur la ligne S_1S_2 joignant les 2 sources secondaires.

De telles franges ont été observées par Meslin en modifiant l'appareil de bi-lentilles de Billet. : ⚠ voir remarque page précédente.

(

et ≠ 

)

II) Interférences par dédoublement d'amplitude.

Nous rencontrons ts les jrs des franges d'interférences produites dans diverses situations. Il s'agit de l'interférence entre les ondes qui se réfléchissent sur les 2 surfaces d'un film mince diélectrique, et sont donc produites par division de l'amplitude de l'onde incidente.

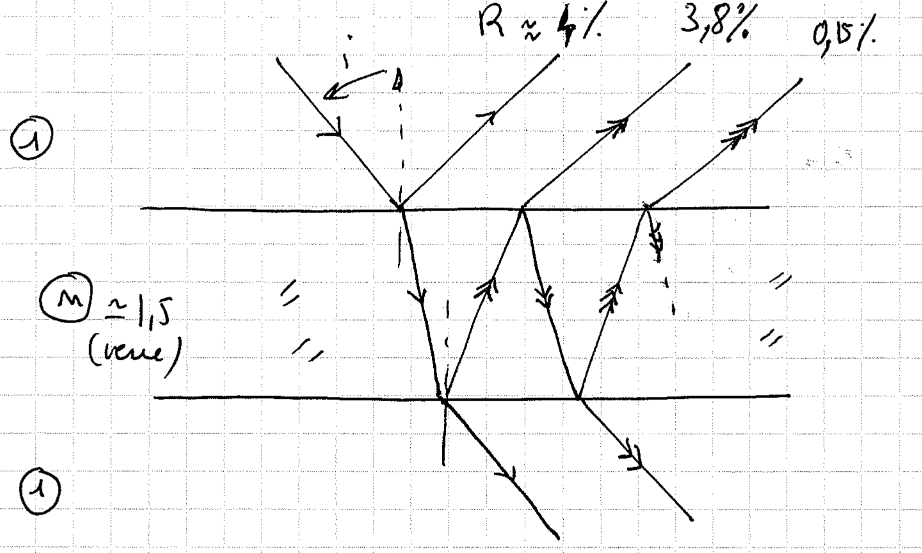
1°) Interférences d'une lame à faces parallèles.

On considère une lame mince homogène, d'indice de réfraction n sur laquelle on fait tomber une onde plane mono λ de longueur d'onde λ sous incidence nulle (normale $i=0$) ou pas ($i \neq 0$).

On suppose que la lame est à faces planes et parallèles.

Par le jeu de réflexions et de réfractions successives, un rayon incident I va donner naissance à toute une famille de rayons réfléchis: $R_1, R_2, R_3, \ldots$ et de rayons transmis: $T_1, T_2, T_3, \ldots$

Puisque toutes ces ondes gardent une m̂ relation de phase, elles vont donc interférer. On peut ainsi observer des franges d'interférences soit en réflexion, soit en transmission.



(on prendra $i=0$)

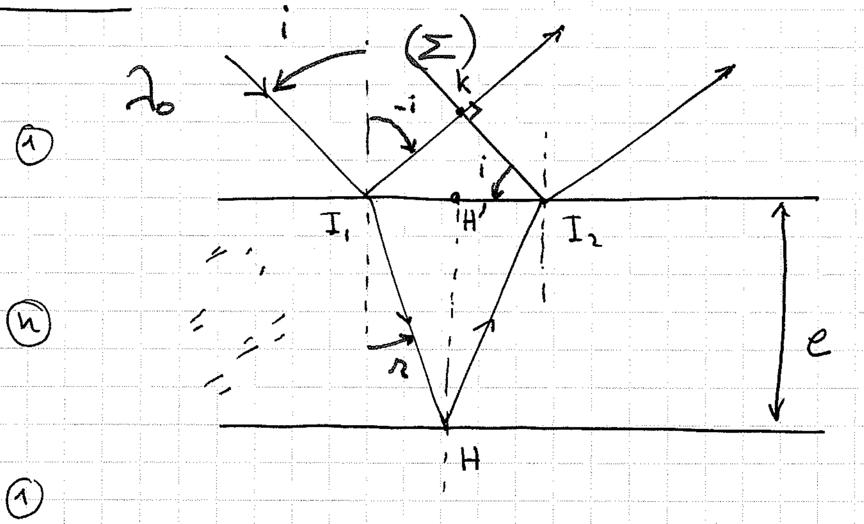
$$R = \left|\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right|^2$$

Considérons le cas où les faces de la lame ne sont pas traitées (réflexion vitreuse).

En comparant les intensités relatives (respectives) des différents rayons (supposés d'abord indépendants), il est légitime de ne considérer que l'interférence entre les 2 premiers rayons réfléchis et transmis.

Dans toute la suite, nous nous limiterons au cas où le contraste est le plus élevé, c'est-à-dire en réflexion.

Calcul de la différence de marche entre 2 rayons réfléchis consécutifs.



i : angle d'incidence

r : angle de réfraction dans le milieu d'indice n.

$\sin i = n \sin r$

Différence de marche totale : $\delta = \Delta + \Delta_1 + \Delta_2$

- Δ : différence de chemin réel
- Δ_1 : différence de marche introduite par la réflexion en I_1
- Δ_2 : ——— I_2

Comparons les chemins parcourus pour un plan d'onde $\perp$ aux rayons réfléchis (Σ) : $\Delta = [I_1 H] + [H I_2] - [I_1 K]$

$$= 2n\, I_1 H - I_1 K$$

$$I_1 H = \frac{e}{\cos r}$$

Exprimons $I_1 K$ en fonction de $I_1 H$.

$$I_1K = \underbrace{I_1I_2}_{} \sin i$$
$$= 2\,\underbrace{I_1H'}_{} \sin i$$
$$= 2\,\overbrace{I_1H \sin r}^{} \sin i$$
$$= 2\, I_1H\, n \sin^2 r$$

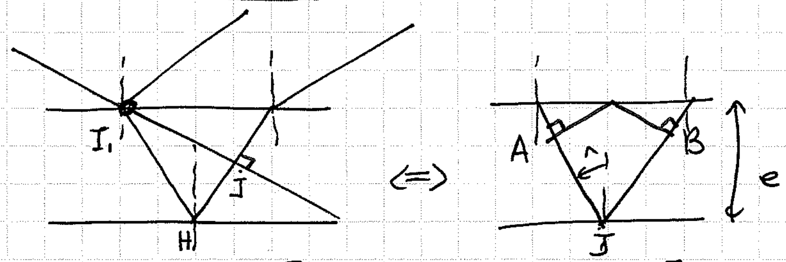
$\sin i = n \sin r$

$$\Delta = 2n \frac{e}{\cos r} - 2n \frac{e}{\cos r} \sin^2 r = 2ne \frac{1-\sin^2 r}{\cos r}$$

$$\boxed{\Delta = 2ne \cos r}$$

$$\Longrightarrow \boxed{\delta = 2ne\cos r + \Delta_1 + \Delta_2}$$

(<u>Rem</u> : autre façon :



$\Delta = [I_1HJ]$ $\Longleftrightarrow$ $\Delta = [AJB]$
$= 2ne\cos r$).

Dans le cas d'une interface vitreuse, la première réflexion a lieu d'un milieu <u>moins</u> réfringent sur un milieu <u>plus</u> réfringent, tandis que c'est le contraire pour la seconde interface.

Il faut donc augmenter le déphasage précédent de π : $\Delta_1 + \Delta_2 = \frac{\lambda_0}{2}$.
$\quad\frac{\lambda_0}{2} \quad 0$

On a donc finalement :

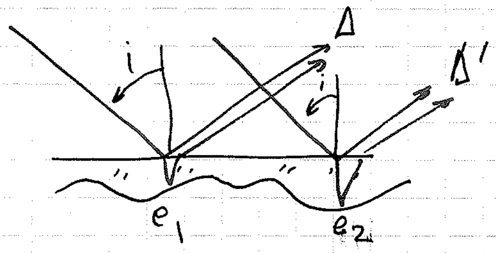
$$\boxed{\delta = 2ne\cos r + \frac{\lambda_0}{2}}$$

Le signe de ce déphasage supplémentaire étant sans importance.

(− en fait : avance de phase)

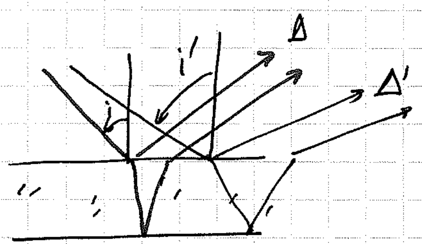
Classification des phénomènes

i = cte : on éclaire la lame avec un faisceau cylindrique (onde plane), chaque frange va correspondre à une région d'épaisseur optique $\boxed{ne = cte}$.



⇒ franges d'égale épaisseur ou franges de Fizeau.

ne = cte on considère une lame à faces planes et parallèles. Une frange définie par δ = cte correspond à r = cte donc $\boxed{i \text{ (inclinaison)} = cte}$.



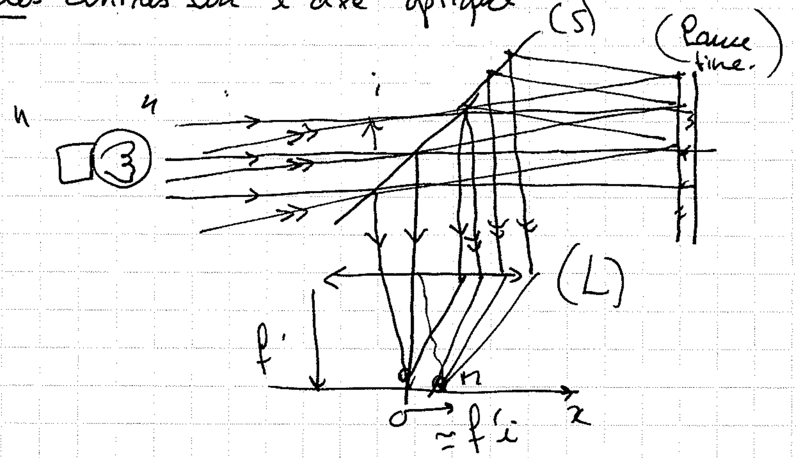
⇒ franges d'égale inclinaison ou franges de Haidinger.

Ces franges sont observables en focalisant fortement sur la lame, de manière à avoir de nombreuses inclinaisons réalisées. Nous verrons l'importance de l'existence d'une source spatialement étendue : → phénomène de localisation (prochain chapitre)

05/03/09

2°) Franges d'égale inclinaison (Haidinger) 30

On considère un montage de base, permettant d'observer des interférences d'une lame mince au voisinage de l'incidence normale. La lumière issue d'une source étendue est envoyée sur la lame mince au moyen d'une lame semi-réfléchissante qui envoie les rayons vers la lame et transmet la lumière réfléchie par la lame. Les ondes, qui interfèrent à l'infini, sont focalisées par une lentille. Ce dispositif admet une symétrie de révolution et la figure d'interférences consiste en des cercles centrés sur l'axe optique.



(inverse du texte ci-dessus !)

Influence de la source

Chaque point P de la source envoie dans une direction (i) donnée un seul rayon incident qui donne 2 rayons réfléchis dans une direction (i). Ces rayons réfléchis correspondent à une interférence à l'∞ sous i ou dans le plan focal de la lentille de projection ($x \simeq f'i$).

En un point M de l'écran, proviennent ainsi une ∞té de couples de 2 ondes cohérentes entre elles.

Ces couples sont par contre incohérents entre eux (pas de relation de phase dans l'émission d'un point de la source par rapport à un autre) ΣI mais ils correspondent au même $\delta(i)$; même $I(i)$.

→ figure d'interférence nette, ∀ l'étendue spatiale de la source,

→ anneaux à l'∞ (projetés).

Rem. : justification des résultats à l'aide du th. de localisation.

Calcul du rayon des anneaux

δ = cte détermine un anneau

$$\Rightarrow 2\frac{ne}{\lambda_0}\cos r + \frac{1}{2} = \text{cte}$$

* au centre : $i=0$ et $r=0$ $\Rightarrow$ $p_0 = \frac{2ne}{\lambda_0} + \frac{1}{2}$

en général, ce n'est ni un entier, ni un demi-entier.

Le centre n'est donc ni brillant, ni noir.

Ce qui compte, c'est la quantité : $\varepsilon = p_0 -$ partie entière (p_0)

↳ excédent fractionnaire.

* en dehors du centre :

$$p = \frac{2ne}{\lambda_0}\cos r + \frac{1}{2} < p_0 \rightarrow p < p_0$$

L'ordre d'interférence diminue à partir du centre.

Supposons que l'excédent fractionnaire ε soit nul : $\varepsilon = 0$.

Le centre des anneaux coïncide alors avec un max. de lum.

et les rayons successifs des anneaux brillants sont donnés par :

$$R_m = f\, i_m$$

$$\boxed{R_m \simeq f\sqrt{m}\sqrt{\frac{\lambda_0 n}{e}}}$$

$$\frac{2ne}{\lambda_0}\left(1 - \frac{1}{2}r_m^2\right) = p_0 - m$$

$$\frac{ne}{\lambda_0} r_m^2 = m$$

$\sin i = n \sin r$, $i, r \ll 1$ rad $\Big\}$ $i = nr$

$$m = \frac{ne}{\lambda_0}\frac{i_m^2}{n^2} = \frac{e\, i_m^2}{\lambda_0 n}$$

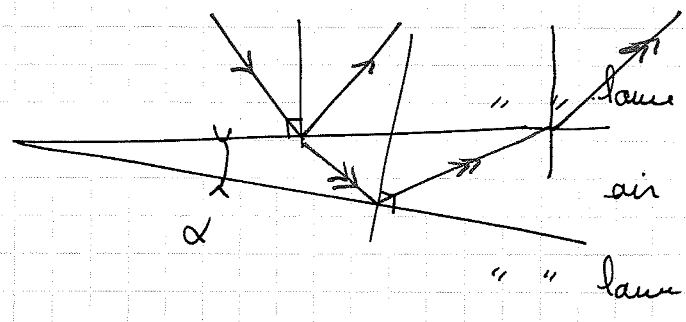
$$\boxed{i_m \simeq \sqrt{\frac{m\lambda_0 n}{e}}}$$

On remarque que :

$R_m \rightarrow \infty$ lorsque $e \rightarrow 0^+$.

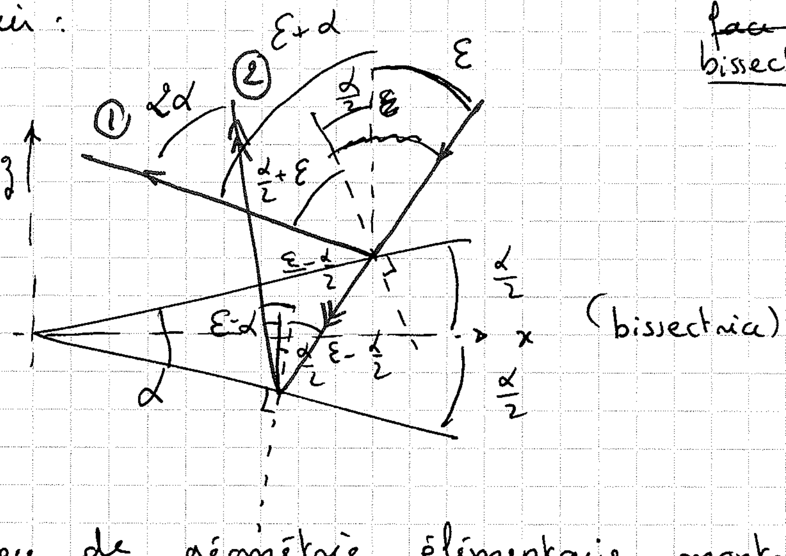
3°) Franges d'égale épaisseur (franges de Fizeau).

a) Cas d'une lame prismatique ou d'un coin d'air



On considère le cas d'un coin d'air, pouvant être obtenu avec 2 lames minces faisant entre elles un petit angle α.
On néglige la translation du faisceau créée par ces lames et on schématise en un coin d'air.

On suppose le dispositif éclairé par une onde plane Σ_{in}, faisant un angle ϵ par rapport à la ~~bissectrice extérieure du coin d'air~~ ~~normale à la première face du coin d'air.~~ bissectrice extérieure du coin d'air :



Un peu de géométrie élémentaire montre que les vecteurs d'onde des 2 ondes réfléchies s'écrivent dans le repère $(\vec{u}_x, \vec{u}_z)$:

$$\vec{k}_1 = k_0 \left[-\sin(\alpha+\epsilon)\, \vec{u}_x + \cos(\alpha+\epsilon)\, \vec{u}_z \right]$$

$$\vec{k}_2 = k_0 \left[-\sin(-\alpha+\epsilon)\, \vec{u}_x + \cos(-\alpha+\epsilon)\, \vec{u}_z \right].$$

L'amplitude de la vibration totale, en un point P de coordonnées (x, z) vaut :

$$\psi(P) = \psi_0 \left\{ e^{i k_0 [-x \sin(\epsilon+\alpha) + z \cos(\epsilon+\alpha)]} + e^{i k_0 [-x \sin(\epsilon-\alpha) + z \cos(\epsilon-\alpha)]} \right\}$$

ce qui correspond à une intensité lumineuse :

$$I(P) = \overline{\psi(P)\psi^*(P)} = 2\psi_0^2 \left[1 + \cos\left\{ k_0 x \left(\sin(\epsilon-\alpha) - \sin(\epsilon+\alpha) \right) + k_0 z \left(\cos(\epsilon+\alpha) - \cos(\epsilon-\alpha) \right) \right\} \right]$$

On effectue un développement limité en α et ϵ (éclairage au voisinage de l'incidence normale) :

$$\sin(\epsilon-\alpha) - \sin(\epsilon+\alpha) \simeq (\epsilon-\alpha) - (\epsilon+\alpha) = -2\alpha + \left(-\frac{1}{6}(\epsilon-\alpha)^3\right) - \left(-\frac{1}{6}(\epsilon+\alpha)^3\right)$$

$$-\frac{1}{6}\left[\cancel{\epsilon^3} - 3\epsilon^2\alpha + 3\cancel{\epsilon\alpha^2} - \alpha^3 - \cancel{\epsilon^3} - 3\epsilon^2\alpha - 3\cancel{\epsilon\alpha^2} - \alpha^3 \right]$$

$$\simeq -2\alpha + \epsilon^2\alpha + \frac{1}{3}\alpha^3$$

$$\cos(\epsilon+\alpha) - \cos(\epsilon-\alpha) = 1 - \frac{1}{2}(\epsilon+\alpha)^2 - 1 + \frac{1}{2}(\epsilon-\alpha)^2$$

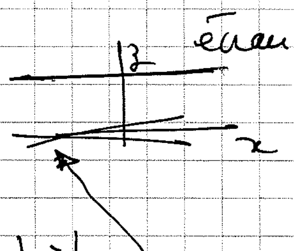
$$= \frac{1}{2}\left(\cancel{\epsilon^2} - 2\alpha\epsilon + \cancel{\alpha^2}\right) - \frac{1}{2}\left(\cancel{\epsilon^2} + 2\alpha\epsilon + \cancel{\alpha^2}\right)$$

$$= -2\alpha\epsilon$$

En se limitant au 1er ordre :

$$I(P) \simeq 2\psi_0^2 \left[1 + \cos\left\{ -2\alpha k_0 x - 2\alpha\epsilon k_0 z \right\} \right]$$

$\epsilon \ll 1$, $\boxed{I(P) \simeq 2\psi_0^2 \left\{ 1 + \cos\left\{ +2\alpha k_0 x \right\} \right\}}$



Si on place un écran d'observation $\perp$ (Oz), on obtient des franges rectilignes // à l'arête du dièdre.

Ces franges correspondent à la superposition de 2 ondes planes faisant un angle 2α entre elles, avec un interfrange est dans tt l'espace :

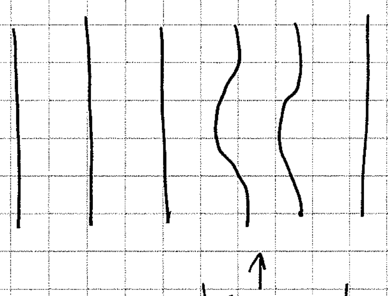
$$\boxed{i = \frac{\lambda_0}{2\alpha}}$$

$x\, 2\alpha\, k_0 = 2\pi$

$i\, 2\alpha\, \frac{2\pi}{\lambda_0} = 2\pi$

Nous verrons dans le ch. suivant (cohérence spatiale) comment cette figure d'interférences se retrouve modifiée dans le cas d'une source spatialement étendue.

Un tel interféromètre est utilisé pour visualiser les défauts de planéité des lames :



défauts de planéité

b) Couleurs des lames minces.

(bulles de savon, minces films d'huile sur une surface, surfaces légèrement oxydées).

→ cohérence temporelle et spatiale

→ th. de localisation

→ à suivre...