

Les bases de l'optique ondulatoire (optique 1)

1. Rappels d'optique géométrique

c.f. figure de cours.

2. Chemin optique et surface d'onde

2.1. Chemin optique

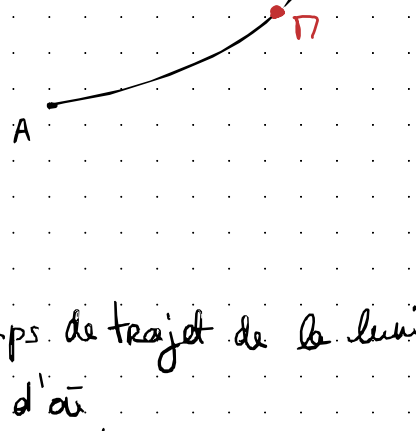
prop Le chemin optique entre A et B vaut par définition :

$$(AB) := \int_A^B n(\pi) ds$$

π : point courant entre A et B

$n(\pi)$: indice optique au point π

s : abscisse curviligne



2.2. Utilité

La valeur de (AB) est reliée au temps de trajet de la lumière entre A et B. En effet : $v = \frac{ds}{dt} = \frac{c}{n}$, d'où

$$(AB) = \int_A^B n(\pi) ds = \int_{t_A}^{t_B} n(\pi) \frac{ds}{dt} dt = \int_{t_A}^{t_B} c dt = c(t_B - t_A) =: c \gamma_{A \rightarrow B}$$

2.3. Cas d'une onde monochromatique.

Dans le modèle ondulatoire de la lumière, l'onde lumineuse est décrite par un champ, noté E , qui se propage dans l'espace.

Pour une lumière monochromatique, E oscille, à un endroit donné, sinusoidalement en temps. On utilise les notations classiques :

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega}. \text{ Au point A, le champ est donc de la forme :}$$

$$E(A, t) = E_{A, \text{amp}} \cos(\omega t - \varphi_A)$$

où φ_A est appelé « retard de phase ».

De même au point B : $E(B, t) = E_{B, \text{amp}} \cos(\omega t - \varphi_B)$

Dans le cas général : $E_{A, \text{amp}} \neq E_{B, \text{amp}}$, l'onde a pu être atténuée, partiellement réfléchiée, focalisée, défocalisée.

Cependant, on peut facilement relier les valeurs de φ_A et φ_B

La phase de l'onde en A à la date t se retrouve en B à la date $t + \gamma_{A \rightarrow B}$, i.e.

$$\omega t - \varphi_A = \omega(t + \gamma_{A \rightarrow B}) - \varphi_B$$

$$\text{d'où } \varphi_B = \varphi_A + \omega \gamma_{A \rightarrow B}$$

Or pour une onde sinusoidale : $\lambda = vT = \frac{c}{n} T$ d'où $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$

donc $\varphi_B = \varphi_A + \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot c \gamma_{A \rightarrow B}$ (λ_0 : longueur d'onde dans le vide)

$$\boxed{\varphi_B = \varphi_A + \frac{2\pi}{\lambda_0} (AB)}$$

△ A chacune des 3 situations suivantes, il faut ajouter π .

- Passage par un point de convergence
- Réflexion sur un miroir métallique
- Réflexion sur un milieu d'indice plus élevé

2.4. Surface d'onde

def Cette notion n'a de sens que pour une source ponctuelle.

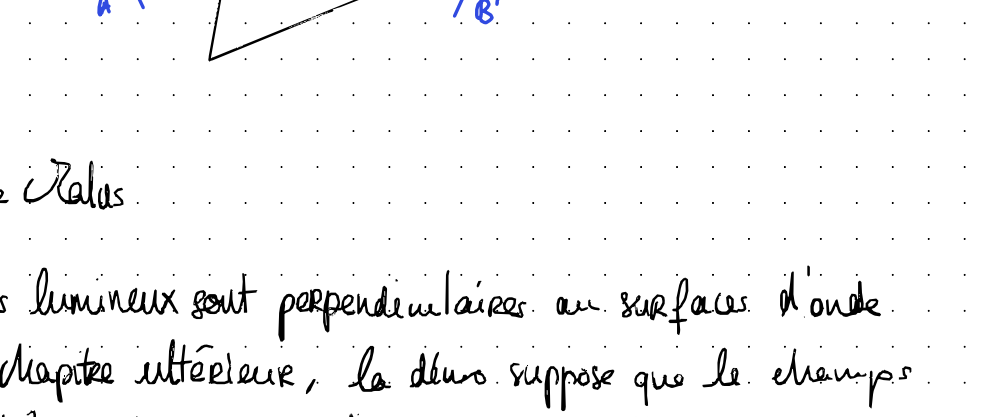
def Une surface définie par l'ensemble des points π séparés de la source par la même chemin optique est appelée « surface d'onde ».

On note S le point source. Alors $\varphi_\pi = \varphi_S + \frac{2\pi}{\lambda_0} (S\pi)$ donc

Tous chemins optiques $\Leftrightarrow (S\pi)$ identiques $\Leftrightarrow \varphi_\pi$ identiques

et donc le retard de phase est le même pour tout point d'une surface d'onde.

prop Le calcul du chemin optique entre deux surfaces d'ondes ne dépend pas du choix des rayons.

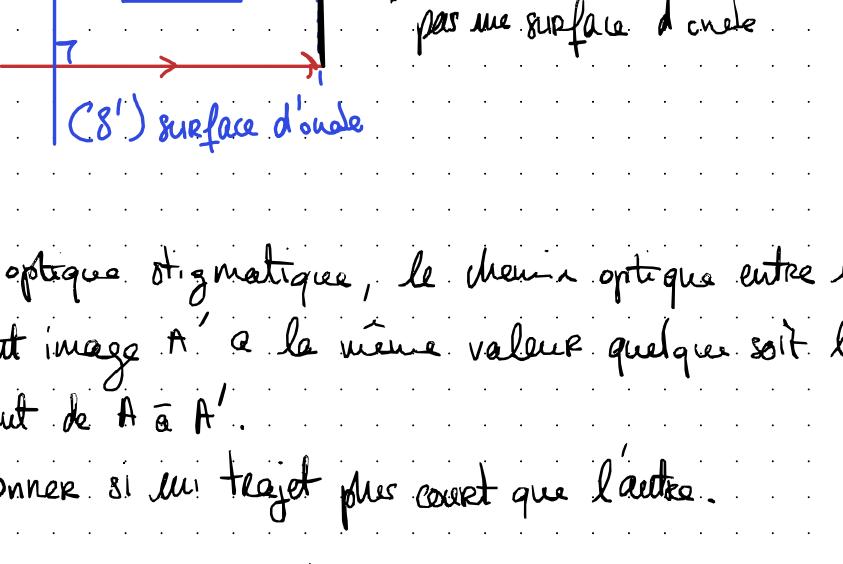


2.5. Théorème de Fermat

thm Les rayons lumineux sont perpendiculaires aux surfaces d'onde.

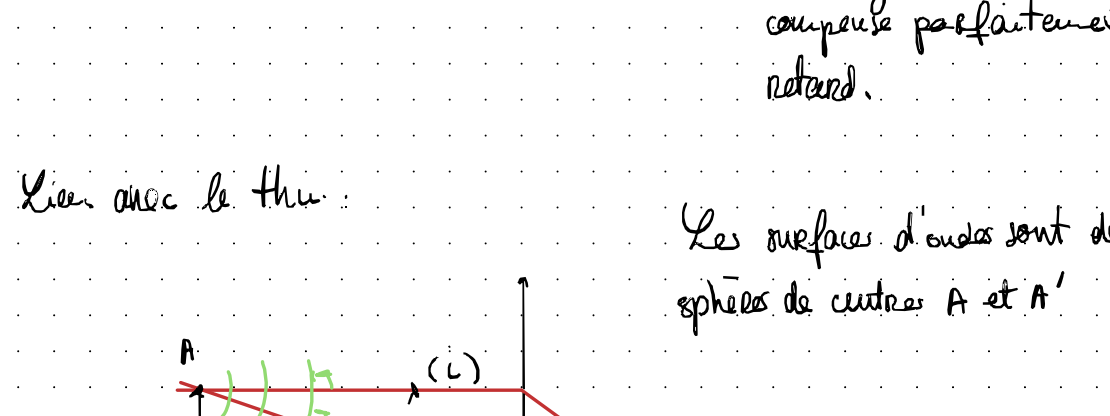
preuve c.f. chapitre ultérieure, la demo suppose que le champs scalaires ne subit pas de forte variations à une échelle $< \lambda_0$.

$\Rightarrow$ Attention au piège suivant :



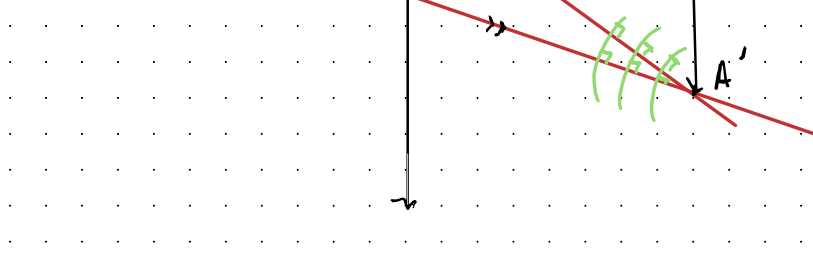
cor Pour un système optique stigmatique, le chemin optique entre le point objet A et le point image A' a la même valeur quelque soit le rayon lumineux allant de A à A'.

rem On peut s'en étonner si un trajet plus court que l'autre.



Kien avec le thm :

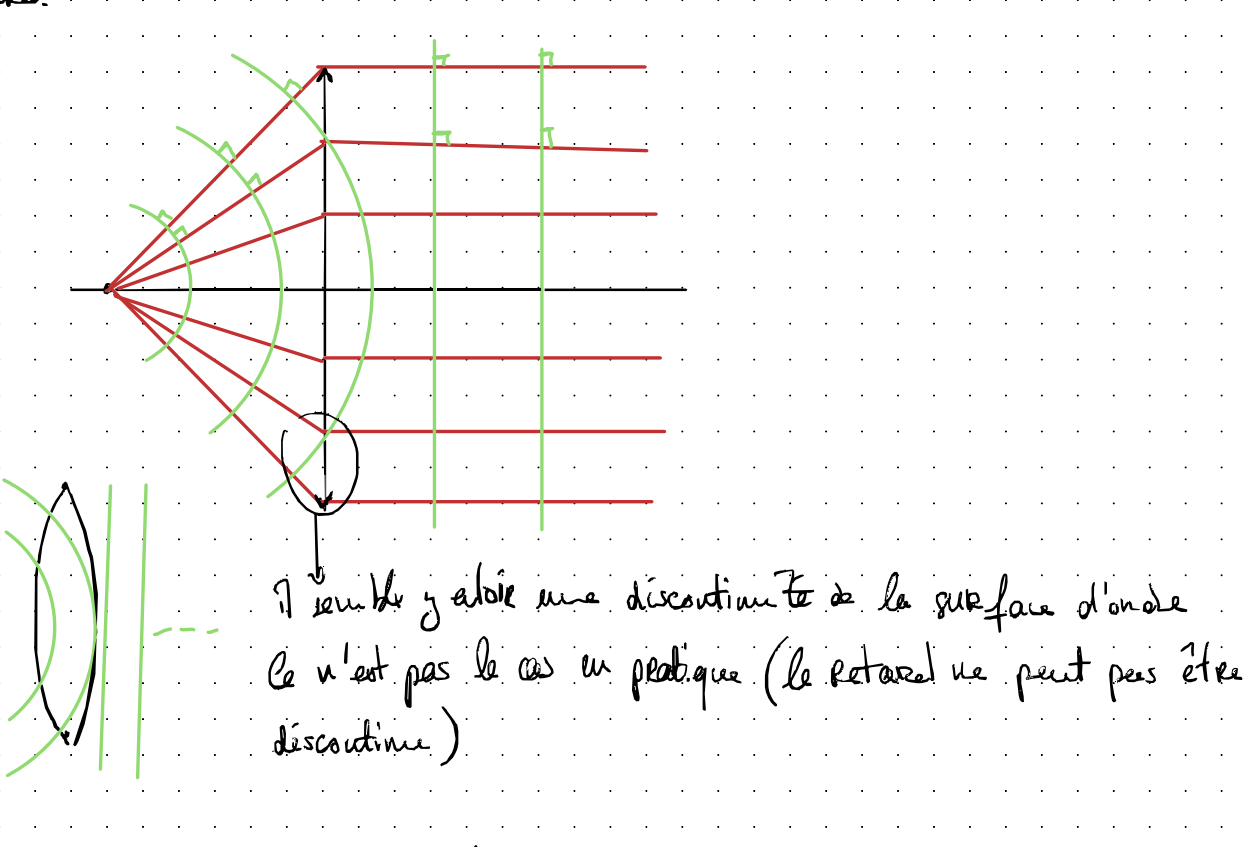
Les surfaces d'ondes sont des sphères de centres A et A'



2.6. Onde plane et onde sphérique

def Une onde lumineuse est dite plane lorsque les surfaces d'ondes sont des plans.

def Une onde lumineuse est dite sphérique lorsque les surfaces d'ondes sont des sphères.



Il semble y avoir une discontinuité de la surface d'onde. Ce n'est pas le cas en pratique (le retard ne peut pas être discontinu).

△ Même si c'est désigné sans, l'épaisseur de la lentille est cruciale dans le calcul de chemin optique.

3. Description du modèle scalaire introduit par Fresnel au XIX^{ème}

3.1. Champ scalaire

Selon ce modèle, la lumière est une onde décrite par un champ scalaire que l'on notera E (ou s). Ce champ dépend de l'espace et du temps.

Il est pour la lumière ce qu'est le champ de surpression pour le son.

Pour une lumière monochromatique, E pose de une dépendance temporelle sinusoidale : $E(\pi, t) = E_{\text{amp}, \pi} \cos(2\pi f t - \varphi_\pi)$

Et dans ce cas, son spectre n'est composé que d'une seule raie à la fréquence $f = \frac{c}{\lambda_0}$.

Pour une lumière polychromatique, on peut décomposer le spectre en différentes longueurs d'ondes. Du point de vu du champ, $E(\pi, t)$ peut s'écrire comme somme de sinusoides, soit : $E = \sum_{\lambda=0}^{\infty} E_{\text{amp}, \pi, \lambda} \cos(2\pi f_\lambda t - \varphi_{\lambda, \pi})$

ou $E = \int_{\text{amp}} E(f) \cos(2\pi f t - \varphi(f, \pi)) df$.

3.2. Intensité lumineuse

Dans le cadre de l'optique, le champ scalaire oscille trop vite pour que sa variation temporelle puisse être mesurée. Actuellement $f_{\text{max}} \sim 100 \text{ GHz}$.

On préfère alors mesurer l'intensité lumineuse.

def L'intensité lumineuse est la puissance surfacique moyenne arrivant sur une surface perpendiculaire au rayon incident (calculée sur le temps de réponse du détecteur). Elle peut être déduite du champ scalaire par $I = K \langle E^2 \rangle_{\tau_d}$ où τ_d est le temps de réponse du détecteur.

rem Cette formule trouve sa justification avec les lois de l'électromagnétisme.

△ Parfois, l'intensité lumineuse est appelée « éclairement » et dans ce cas notée E ($\Rightarrow$ champ noté s).

3.3. Cas d'une lumière monochromatique

On a $E(\pi, t) = E_{\text{amp}, \pi} \cos(2\pi f t - \varphi_\pi)$

$\Rightarrow I(\pi, t) = K E_{\text{amp}, \pi}^2 \langle \cos^2(2\pi f t - \varphi_\pi) \rangle_{\tau_d}$

$$= \frac{K}{2} E_{\text{amp}, \pi}^2 + \frac{K}{2} E_{\text{amp}, \pi}^2 \langle \cos(4\pi f t - 2\varphi_\pi) \rangle_{\tau_d}$$

En optique : $T \ll \tau_d \ll 10^{-11} \text{ s} \Rightarrow I(\pi, T) = \frac{K}{2} E_{\text{amp}, \pi}^2$

3.4. Limites du modèle

On montre que la lumière peut être vue comme la propagation de deux champs couplés : électrique ($\vec{E}$) et magnétique ($\vec{B}$).

Il faudrait utiliser un couple de champs vectoriels pour décrire la lumière.

Or si la polarisation de la lumière n'intervient pas (comme le cas), on peut simplifier la description à un seul champ scalaire noté E , vu comme une composante de $\vec{E}$. Sinon, il faut mettre de côté le modèle scalaire.

De plus à la nature corpusculaire de la lumière intervient, il faut introduire la notion de photons ($\Rightarrow$ le modèle n'est plus satisfaisant).

4. Récepteur et émetteur de lumière

4.1. Temps de réponse du récepteur

On l'a déjà introduit, c'est τ_d [3.3] : $I = K \langle E^2 \rangle_{\tau_d}$

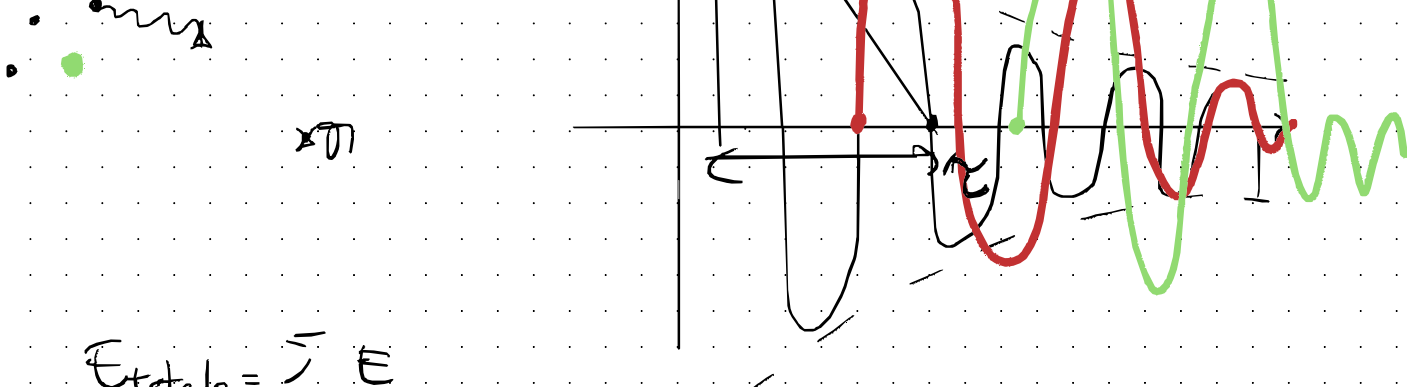
Le détecteur le plus courant : l'œil ($\tau_{d, \text{œil}} \sim 0,1 \text{ s}$)

On a différentes familles de détecteurs :

- les photo-résistances : $\tau_d \sim \text{ms}$
- les photo-transistors : $\tau_d \sim \mu\text{s}$
- les photo-diodes : $\tau_d \sim \text{ns} \rightarrow \text{ps}$ (les plus rapides)

4.2. Longueur de cohérence temporelle

c.f. figure de cours.



$$E_{\text{totale}} = \sum E$$

Pour la lumière du soleil : $\tau \sim 10^{-14} \text{ s}$

Pour une onde spectrale : $\tau \sim 10^{-15} \text{ s}$ ($\lambda_c \sim 10^{-3} \text{ m}$)

Pour un laser : $\tau \sim 10^{-9} \text{ s}$

4.3. Lien avec le spectre d'émission

Soit une source macroscopique émettant une seule raie spectrale.

Alors :

Δf est reliée au manque de cohérence temporelle par :

$$\Delta f \cdot \tau \sim 1$$

(égalité de Fourier)

$$\lambda = \frac{c}{f} \Rightarrow d\lambda = -\frac{c}{f^2} df$$

$$\Rightarrow \Delta \lambda = \frac{c}{f^2} \Delta f = \frac{\lambda^2}{L_c}$$