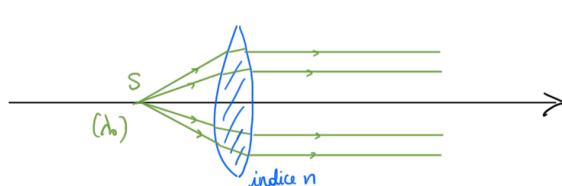


# Optique

## Chapitre 1 - Modèle scalaire de la lumière

### I. De l'optique géométrique au modèle scalaire

#### 1. Introduction sur l'exemple d'une lentille convergente



**Lois de Descartes :**



\* Le rayon réfléchi et le rayon refracté sont dans le plan d'incidence.

$$\begin{cases} n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \\ r = i_n \end{cases}$$

**Optique géométrique :** étude de la marche de rayons lumineux. Modèle qui peut-être utilisé tant que la longueur d'onde  $\lambda$  est très inférieure aux distances sur lesquelles varient les caractéristiques physiques du milieu ( $n, T, P\dots$ ).

**Electromagnétisme :** lumière = onde électromagnétique ( $\vec{E}, \vec{B}$ ) de longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0$  comprise entre 400nm et 800nm.

*Remarque : dans un milieu d'indice  $n$ , la pulsation de l'onde ne varie pas, mais la longueur d'onde  $\lambda$  varie. Il faut penser à préciser "longueur d'onde dans le vide" lorsqu'on caractérise la source étudiée.*

$$\omega_p = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} \Rightarrow \lambda = \frac{\lambda_0}{n}$$

$$\left| \begin{array}{l} \lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0} \quad k_0 \leftarrow \text{dans le vide} \\ \lambda_0 = \frac{\omega}{c} \end{array} \right.$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} \quad k \leftarrow \text{dans le milieu d'indice } n.$$

Les 6 composantes du champ électromagnétique sont reliées entre elles par les équations de Maxwell.

#### Modèle scalaire de la lumière :

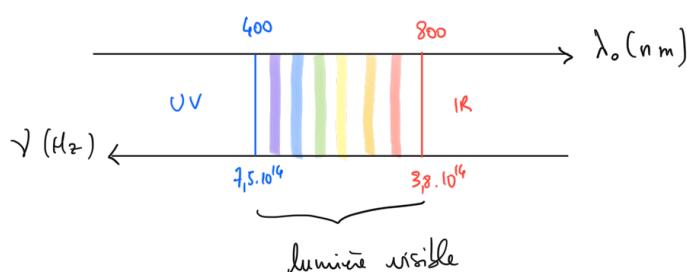
- On décrit le champ électromagnétique par la donnée d'une composante du vecteur  $\vec{E}$  que l'on appelle alors **vibration lumineuse** :  $s(M, t) \Rightarrow$ modèle scalaire.
- Les détecteurs sont sensibles à l'intensité lumineuse ou éclairement :

$$\mathcal{E}(M) = K < s^2 >_\tau ; I(M) = < s^2 >_\tau$$

$\tau = \text{temps caractéristique du détecteur}$

- Le temps  $\tau$  est très grand devant la période d'oscillations des champs : environ 0,1s pour l'œil humain ,  $10^{-9}$ s pour une photodiode rapide.
- $I(M, t)$  traduit ainsi à la norme du **vecteur de Poynting** (plusieurs unités sont possibles pour l'intensité lumineuse mais on pourrait la donner en W ou  $\text{W.m}^{-2}$ ). Les rayons lumineux correspondent aux lignes de champ du vecteur de Poynting.
  - Ce modèle ne permet pas d'analyser les problèmes de polarisation qui nécessitent de prendre en compte le caractère vectoriel du champ  $\vec{E}$ .

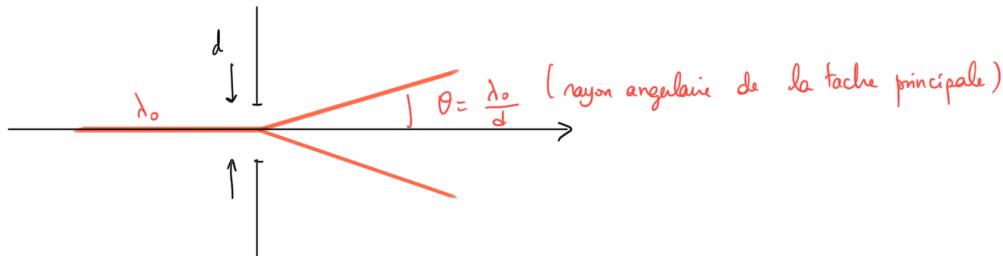
Rappel :  $\|\vec{P}\| = \frac{E^2}{\rho c}$  pour une spp dans le vide



## 2. Comment écrire la vibration lumineuse ?

Le tracé des rayons lumineux à partir d'un point source se fait en tenant compte des lois de l'optique géométrique : propagation rectiligne dans un milieu d'indice uniforme, déviations par les dioptres (lois de Descartes).

On n'étudiera pas la diffraction par une petite ouverture mais on pourra utiliser le résultat correspondant à la diffraction par une fente rectangulaire :



On considère une source lumineuse  $S$  émettant un rayonnement de pulsation  $\omega$ .

La vibration lumineuse en un point  $M$  s'écrit :

$$s(M, t) = s_o(M) \cos(\omega t - \varphi(M))$$



ou en notation complexe :

$$\underline{s}(M, t) = \underline{s}_o(M) \exp(i(\omega t - \varphi(M)))$$

On peut ainsi traduire deux phénomènes :

- L'atténuation du rayonnement lorsqu'on s'éloigne de la source (en  $1/r$  dans le cas d'une onde sphérique).  
On considérera cependant le plus souvent  $s_o(M) = s_o$ .
- Le retard dû à la propagation : dans le vide, l'onde émise en  $S$  arrive avec un retard :

$$\tau = \frac{d}{c}$$

en un point  $M$  situé à une distance  $d = SM$ . On pourrait alors écrire :

$$s(M, t) = s_o(M) \cos(\omega(t - \tau))$$

en conservant  
 $\varphi(S) = 0$   
ou  $\cos(\omega(t - \tau) - \varphi(S))$   
phase à  
l'origine

## 3. Chemin optique

Pour tenir compte du milieu dans lequel se propagent les rayons lumineux, on introduit la notion de **chemin optique**. Le chemin optique  $\mathcal{L}_{SM}$  le long d'un rayon lumineux allant d'un point  $S$  à un point  $M$  s'écrit :

$$\mathcal{L}_{SM} = \int_{SM} n(\ell) d\ell$$

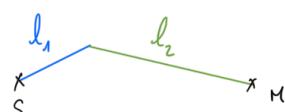


Il s'agit a priori d'une intégrale curviligne mais la plupart du temps les RL seront constitués de segments de droites et on aura :

$$\mathcal{L}_{SM} = n_1 \ell_1 + n_2 \ell_2 \dots$$

La grandeur :

$$\tau = \frac{\mathcal{L}_{SM}}{c} = \int_{SM} \frac{n(\ell)}{c} d\ell$$



représente le **temps de propagation** le long du rayon lumineux allant du point  $S$  au point  $M$ .

On a ainsi :

$$\varphi(M) = \varphi(S) + \frac{\omega}{c} \mathcal{L}_{SM} \Rightarrow \varphi(M) = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda_o} \mathcal{L}_{SM}$$

$$\begin{cases} \frac{\omega}{c} = k \\ \mathcal{L}_{SM} = \frac{2\pi}{\lambda_o} \end{cases}$$

## II. Chemin optique - Surfaces d'onde

### 1. Surface d'onde

On considère un point source  $S$ . On appelle **surface d'onde** pour  $S$  l'ensemble des points  $M$  tels que :

$$\mathcal{L}_{SM} = \text{cte}$$

Les surfaces d'onde sont des surfaces **équiphasées**.

Lien avec le cours d'électromagnétisme :

— Onde plane :

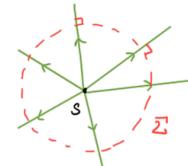
$$E = E_o \cos(\omega t - kx) \Rightarrow \varphi = kx = \frac{2\pi}{\lambda_o} x$$



Les surfaces d'ondes correspondent aux plans  $x = \text{cte}$ .

— Onde sphérique :

$$E = \frac{r_o E_o}{r} \cos(\omega t - kr) \Rightarrow \varphi = kr = \frac{2\pi}{\lambda_o} r$$

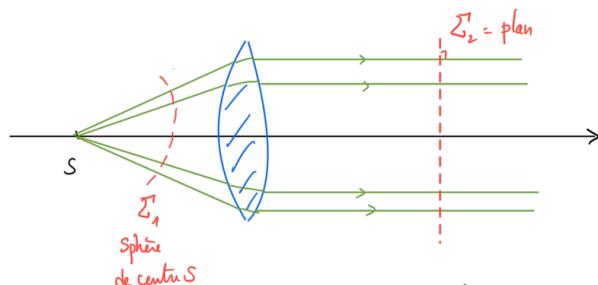


Les surfaces d'onde sont des sphères de centre  $O$ .

**Théorème de Malus (admis) :**

Les surfaces d'onde associées à un point source restent toujours perpendiculaires aux rayons lumineux.

Exemple :

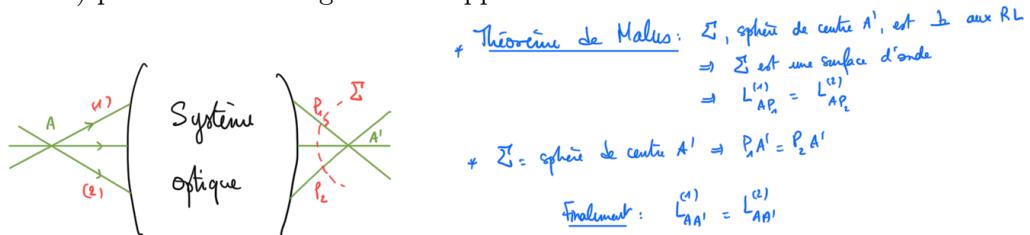


Une lentille convergente permet de transformer une onde sphérique en une onde plane (  $S$  au foyer de la lentille convergente ).

## 2. Chemin optique et stigmatisme

Rappel : deux points  $A$  et  $A'$  sont conjugués de façon rigoureusement **stigmatique** par un système optique si tout RL issu de  $A$  (éventuellement tout prolongement de RL) émerge du système en passant par  $A'$ .

Dans le cadre de l'utilisation des lentilles minces, les **conditions de Gauss** (rayons **paraxiaux**) permettent un stigmatisme approché.



  $A$  et  $A'$  sont conjugués de façon stigmatique  $\Leftrightarrow$  tout RL allant de  $A$  à  $A'$  correspond au même chemin optique.

## 3. Compléments

Pour tenir compte du changement de sens de  $\vec{E}$  lors de la réflexion, on ajoute un déphasage de  $\pi$  (ou  $\lambda_o$  en plus au niveau du chemin optique), dans les cas :

- Réflexion sur un miroir,
- Réflexion faible indice sur fort indice (air sur verre par exemple).

### III. Les sources lumineuses

#### 1. Lumière blanche

**Définition :** lumière dont le spectre contient toutes les longueurs d'onde dans le domaine visible. *Exemple : lumière du Soleil ou d'une lampe à incandescence (cf chapitre sur le corps noir).* L'analyse spectrale permet de vérifier si une lumière est effectivement blanche.

#### 2. Sources monochromatiques

##### Cas d'un atome :

On considère deux niveaux d'énergie électronique  $E_1$  et  $E_2$  d'un atome (ils sont associés à une configuration électronique de l'atome).

Si  $E_1$  est le niveau de plus basse énergie, on dit qu'il s'agit de l'état fondamental,  $E_2 > E_1$  correspond alors à un état excité.

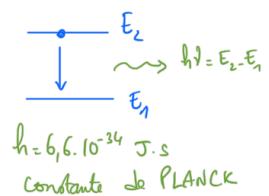
Le passage de l'état  $E_2$  à l'état  $E_1$  peut entraîner l'émission d'un photon d'énergie :

$$h\nu = E_2 - E_1$$

Cette énergie ne peut prendre que quelques valeurs discrètes correspondant à la différence entre les valeurs  $E_i$  des niveaux d'énergie de l'atome.

$$\text{ex: atome d'hydrogène } E_n = -\frac{E_1}{n^2} \text{ avec } E_1 = 13,6 \text{ eV}$$

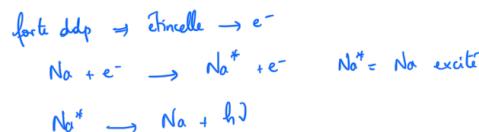
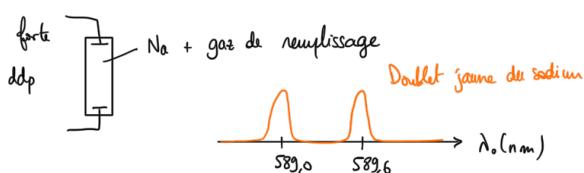
$$\Rightarrow h\nu_{p \rightarrow n} = E_1 \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right)$$



##### Lampe spectrale :

Les lampes spectrales utilisées en TP émettent un spectre de raies.

On constate expérimentalement qu'il existe une certaine largeur spectrale  $\Delta\lambda$  associée à chaque raie.



- Largeur naturelle : la durée de vie de l'état excité  $\Delta t$  est reliée à l'incertitude sur la fréquence  $\nu$  du photon émis par l'inégalité d'Heisenberg qu'on peut écrire ici :

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \simeq 1$$

On a d'autre part :

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \Rightarrow \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta \nu}{\nu}$$

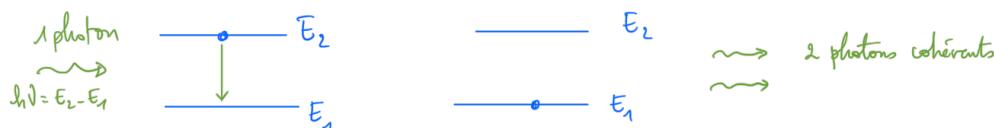
- En augmentant la pression du gaz dans l'ampoule, on augmente l'intensité lumineuse produite par la source mais on diminue  $\Delta t$  car le risque de collisions entre atomes du gaz augmente (et les collisions entraînent une désexcitation). Les lampes hautes pressions présentent ainsi des raies plus larges que les lampes basses pression.
- Il existe également un élargissement dû à l'effet Doppler : les atomes émetteurs ont une vitesse non nulle, la fréquence vue par l'observateur est ainsi différente de la fréquence émise (voir TP sur l'effet Doppler). Lorsque la température augmente, l'agitation thermique augmente et la largeur Doppler augmente également.

différentielle logarithmique

$$\begin{aligned} \ln(\lambda \gamma) &= c \\ \Rightarrow \ln(\lambda) + \ln(\gamma) &= \text{constante} \\ \Rightarrow \frac{d\lambda}{\lambda} + \frac{d\gamma}{\gamma} &= 0 \end{aligned}$$

**LASER** (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) :

On parle d'émission stimulée lorsque la désexcitation  $E_2 \rightarrow E_1$  est provoquée par un photon d'énergie  $h\nu = E_2 - E_1$ .



La désexcitation s'accompagne alors de l'émission d'un photon qui présente les mêmes caractéristiques (pulsation, direction de propagation, polarisation) que le photon incident (on parle de photons cohérents).

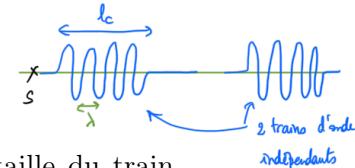
Dans un LASER, on fournit de l'énergie aux atomes émetteurs (grâce à une décharge électrique, un autre laser ...) ce qui permet de peupler le niveau d'énergie  $E_2$ . L'émission stimulée permettant de passer de 1 photon à 2 photons on a ainsi amplification de la lumière émise. Une cavité optique constituée de deux miroirs (cavité Fabry Perot) permet de plus de diminuer fortement la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  (seuls les photons ayant une longueur d'onde accordée sur celle de la cavité peuvent sortir).

### 3. Modèle du train d'ondes

Dans le cours d'optique ondulatoire, on décrit la lumière émise par une source comme une succession de trains d'ondes. Le raisonnement est analogue à celui qu'on a fait en électromagnétisme en introduisant les paquets d'onde.

- On note  $\tau_c$  le **temps de cohérence** : temps correspondant au passage du train d'onde en un point  $M$  de l'espace.

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$$



- On note  $\ell_c$  la **longueur de cohérence** correspondant à la taille du train d'onde à un instant  $t$  fixé.

$$\ell_c = c \cdot \tau_c \quad \text{et} \quad \tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$$

$$\ell_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

idem:  $\delta t = \frac{c}{\lambda} \Rightarrow \Delta\lambda = -\frac{c \Delta t}{\lambda^2} \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{c \Delta\lambda}{\lambda^2}$

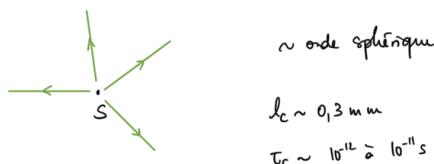
- Les différents trains d'onde émis par la source ont une phase à l'origine  $\varphi(S)$  différente.

Les caractéristiques du train d'onde n'apparaissent pas dans l'écriture de la vibration lumineuse en un point  $M$  à l'instant  $t$  mais il faut en tenir compte dans le raisonnement (voir le chapitre 2).

$$s(M, t) = s_o(M) \cos(\omega t - \varphi(M))$$

$$\varphi(M) = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda} \mathcal{L}_{SM}$$

Lampe spectrale

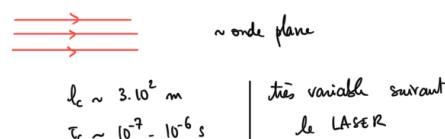


≈ onde sphérique  
 $\ell_c \sim 0,3 \text{ mm}$   
 $\tau_c \sim 10^{-11} \text{ à } 10^{-10} \text{ s}$

Rai verte du mercure (Hg) : 546 nm

Doublet jaune du sodium (Na) : 589,0 nm  
 | 589,6 nm

LASER



≈ onde plane  
 $\ell_c \sim 3 \cdot 10^2 \text{ m}$   
 $\tau_c \sim 10^{-7} \text{ à } 10^{-6} \text{ s}$

très variable suivant le LASER

Laser He-Ne

$\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$