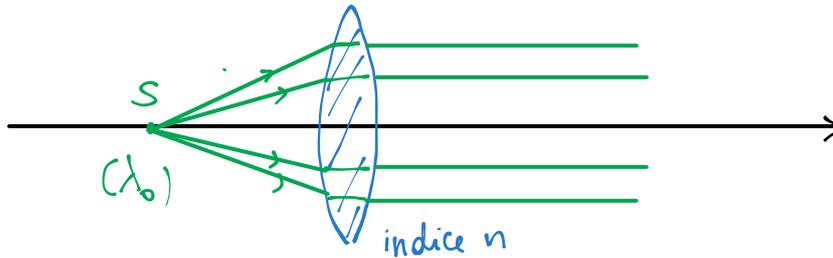


Optique

Chapitre 1 - Modèle scalaire de la lumière

I. De l'optique géométrique au modèle scalaire

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



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

Électromagnétisme : lumière = onde électromagnétique \vec{E}, \vec{B} de longueur d'onde dans le vide λ_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 λ varie. Il faut penser à préciser "longueur d'onde dans le vide" lorsqu'on caractérise la source étudiée.

$$v\psi = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} \Rightarrow \omega = \frac{2\pi c}{n\lambda} \Rightarrow \lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad \left(\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega} \right)$$

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

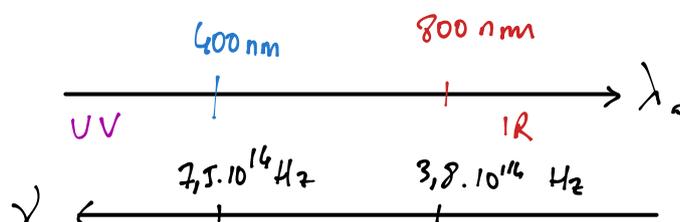
Modèle scalaire de la lumière :

- 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 :

$$\mathcal{E} = \langle \|\vec{\pi}\| \rangle_c \quad \mathcal{E}(M) = K \langle s^2 \rangle_\tau ; I(M) = \langle s^2 \rangle_\tau$$

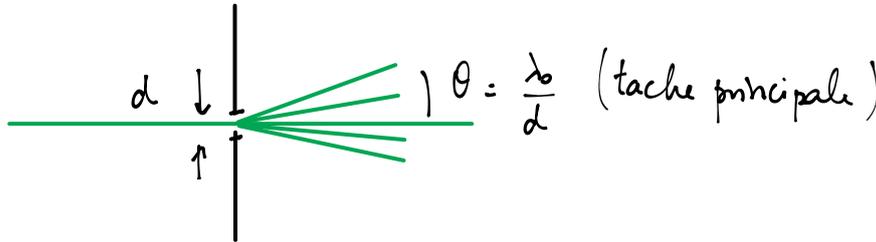
Le temps τ étant très grand devant la période d'oscillations des champs : environ 0,1s pour l'œil humain, 10^{-9} s pour une photodiode rapide.

- $I(M, t)$ correspond ainsi à la norme du **vecteur de Poynting** (plusieurs unités sont possibles pour l'intensité lumineuse mais on pourrait la donner en W ou $W.m^{-2}$. 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} .



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 dioptries (lois de Descartes). On n'étudiera pas la diffraction par une petite ouverture mais on pourra utiliser le résultat :



On considère une source lumineuse S émettant un rayonnement de pulsation ω avec :

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$$

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 considèrera cependant le plus souvent $s_o(M) = s_o$.
- le retard dû à la propagation. L'onde émise à l'instant t_o arrive avec un retard :

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

en un point situé à une distance d dans le vide (propagation à la vitesse c). On pourrait écrire :

$$\varphi = \frac{\omega d}{c}$$

mais ce résultat ne fonctionnerait que pour des ondes se propageant dans le vide (ou dans l'air ...)

3. Chemin optique

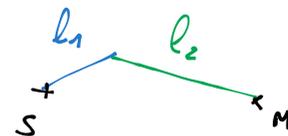
On introduit alors le chemin optique le long d'un rayon lumineux allant d'un point S à un point M :

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



Il s'agit a priori d'une intégrale curviligne (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 :

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

représente le temps de propagation le long du rayon lumineux allant du point S au point M . Plus l'indice du milieu augmente, plus la vitesse de propagation diminue et plus le retard en M est important. On a ainsi :

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

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

II. Chemin optique - Surfaces d'onde

1. Surface d'onde

idée : ondes mécanique à la surface de l'eau

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

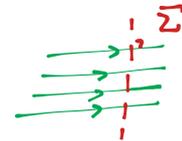
$$\mathcal{L}_{SM} = \text{cte}$$

Les surfaces d'onde sont des surfaces **équi-phases**.

Lien avec le cours d'électromagnétisme :

— Onde plane :

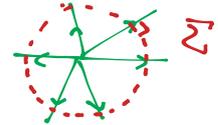
$$E = E_o \cos(\omega t - kx) \Rightarrow \varphi = kx = \frac{2\pi}{\lambda_o} x$$



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

— Onde sphérique :

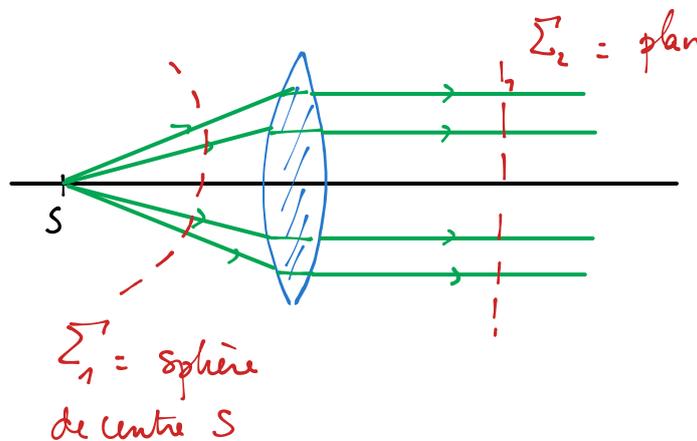
$$E = \frac{r_o E_o}{r} \cos(\omega t - kr) \Rightarrow \varphi = kr = \frac{2\pi}{\lambda_o} r$$



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.

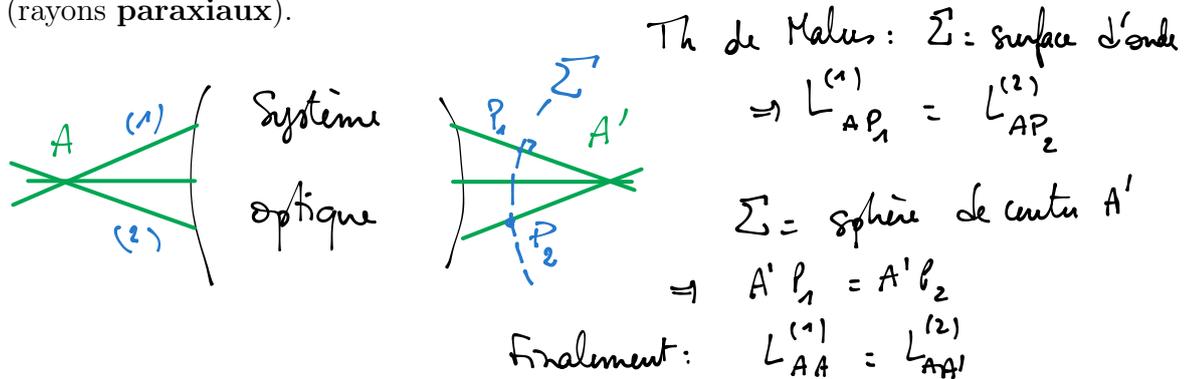
Exemple :



Une lentille convergente permet de transformer une onde sphérique en une onde plane (point source au foyer objet).

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 émerge du système en passant par A' (éventuellement prolongement). Dans le cadre de l'utilisation des lentilles minces, les **conditions de Gauss** permettent un stigmatisme approché (rayons **paraxiaux**).



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

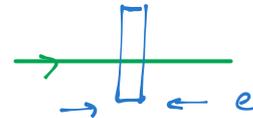
3. Complément

Pour tenir compte du changement de sens de \vec{E} lors de la réflexion, on ajoute un déphasage de π (ou λ_0 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).

Une lame de verre d'indice n et d'épaisseur e , parfaitement transparente, entraîne un déphasage :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n-1)e$$



On introduit parfois la transmittance τ pour décrire son effet sur la vibration lumineuse (en notation complexe du coup) :

$$\tau = \exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda_0}(n-1)e\right)$$

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 corps noir). L'analyse spectrale permet de vérifier si une lumière est effectivement blanche :

- lampe torche téléphone,
- spectre cannelé.

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 :

$$h\nu = E_2 - E_1$$

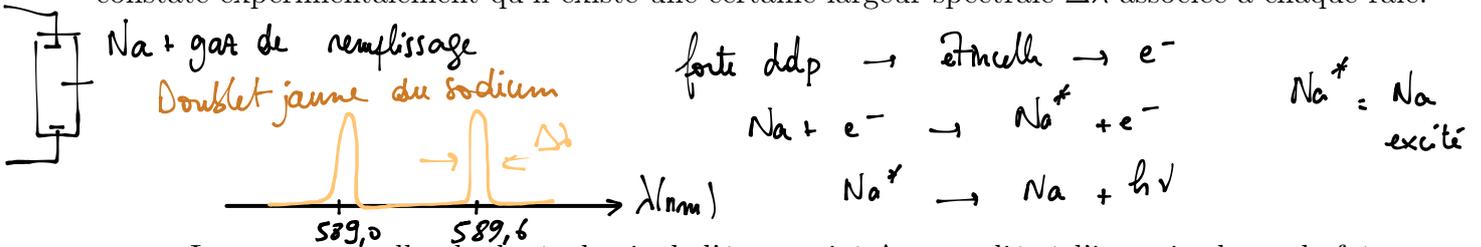


Cette énergie ne peut prendre que quelques valeurs discrètes correspondant à la différence entre les valeurs E_i des niveaux d'énergie de l'atome.

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

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

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 Δt est reliée à l'incertitude sur la fréquence ν du photon émis par l'inégalité d'Heisenberg qu'on peut écrire ici :

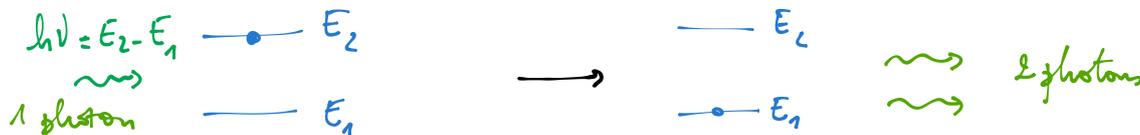
$$\Delta t \cdot \Delta \nu \simeq 1$$

On a d'autre part :

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

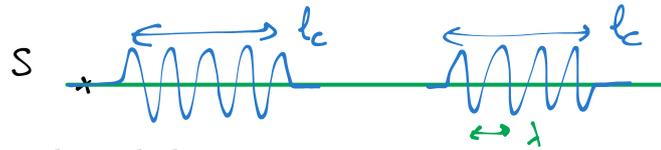
- En augmentant la pression du gaz dans l'ampoule, on augmente l'intensité lumineuse produite par la source mais on diminue Δt car le risque de collisions entre atomes du gaz augmente (et les collisions entraînent une désexcitation). Les lampes hautes pressions présentent ainsi des raies plus larges que les lampes basse 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.

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 diminuer fortement la largeur spectrale $\Delta\lambda$.



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 τ_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 l_c la longueur de cohérence correspondant à la taille du train d'onde à un instant t fixé.

$$l_c = c \cdot \tau_c$$

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

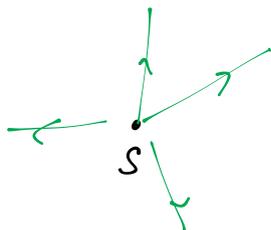
idée : $v = \frac{c}{\lambda}$
 $\rightarrow d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$

- Les différents trains d'onde émis par la source ont une phase à l'origine $\varphi(S)$ différente. Ces grandeurs n'apparaissent pas dans l'écriture de la vibration lumineuse en M à t :

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

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

Lampe spectrale



~ onde sphérique

$$l_c \sim 0,3 \text{ mm}$$

$$\tau_c \sim 10^{-12} \text{ à } 10^{-11} \text{ s}$$

Hg : raie verte 546 nm

Na : doublet jaune | 589,0 nm
 | 589,6 nm

LASER



~ onde plane

$$l_c \sim 3 \cdot 10^2 \text{ m}$$

$$\tau_c \sim 10^{-7} - 10^{-6} \text{ s}$$

très variable
 suivant
 le LASER

Laser He-Ne

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