

OPTIQUE GEOMETRIQUE – GENERALITE

I. DEFINITIONS. INDICE DE REFRACTION

- La lumière est une onde électromagnétique (elm) : toute onde elm peut se propager dans toutes les directions d'espace, dans le vide et dans les milieux (matériels) (voir le cours d'elm)
- La vitesse de la lumière dans le vide est : $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ (299 792 458 m s⁻¹)
- C'est une constante universelle c'est à dire que sa valeur est indépendante du référentiel dans lequel on se place, mais elle change suivant le milieu de propagation... !
- Vitesse (ou célérité) de la lumière dans un milieu : v *c'est une vitesse apparente, qui fait intervenir l'interaction du champ électromagnétique avec les dipôles électriques du milieu de propagation.*
- Indice optique d'un matériau : $n = \frac{c}{v} > 1$ voir Cauchy ($n = A + \frac{B}{\lambda^2}$)
- La théorie physique applicable à l'optique géométrique et à l'optique ondulatoire est celle de l'électromagnétisme établie par J-M Maxwell. Pour aller plus loin il faut quantifier le champ électrique (optique quantique, exemple : le refroidissement laser) et/ou se placer dans le cadre de la relativité restreinte (électrodynamique quantique, exemple : interaction rayonnement/matière).
- On définit les Milieux Homogènes Transparents Isotropes pour leurs propriétés d'uniformité. Tous les « problèmes » d'optique sont traités dans des milieux HTI, de taille limitée.

II. LES RAYONS LUMINEUX

- En optique géométrique, dans les MHTI, on considère la propagation de la lumière sous forme de faisceaux lumineux formés de rayons de lumière. En pratique il est impossible d'isoler un seul rayon : si l'on cherche à isoler un rayon unique, à l'aide d'un diaphragme par exemple, on aboutit à la diffraction du faisceau lumineux. Les obstacles que rencontrent les rayons lumineux présentent donc, en optique géométrique, des dimensions L grandes devant la longueur d'onde de la lumière : $L \gg \lambda$.
- Les rayons sont indépendants
- Les rayons se propagent en ligne droite dans un MHTI (principe de Fermat ou de moindre action)

III. LOIS DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE

L'indice optique n est sans dimension (rapport de deux vitesses), il est fonction de la longueur d'onde λ (loi de Cauchy) et, en première approximation, de la densité du milieu¹ traversé par la lumière (cf. effet mirage). Il caractérise une propriété optique des milieux transparents : le pouvoir de réfraction.

¹ Exemples : $n_{\text{diamant}} \approx 2,42$; $n_{\text{verre}} \approx 1,5$; $n_{\text{eau}} \approx 4/3$; $n_{\text{air}} \approx 1,000293$ (souvent arrondi à 1)

a) Lois de Snell-Descartes :

Réflexion : $r = -i$
Réfraction : $n_i \sin(i) = n_r \sin(r)$

b) Construction de Descartes

c) Vitesse de la lumière dans des milieux différents

« Pb du maitre nageur »

d) Angle limite de réfraction

1. $n_i > n_r$ $\sin(i) < 1$ alors que $\sin(r) = 1$ $i = i_{\text{lim}} < \pi/2$ et $r = \pi/2$
Conséquence : si $i > i_{\text{lim}}$ on observe la réflexion totale du rayon incident : pas de rayon réfracté.
2. $n_i < n_r$ $\sin(i) = 1$ alors que $\sin(r) < 1$ $i = \pi/2$ et $r = r_{\text{lim}} < \pi/2$

OPTIQUE ONDULATOIRE

I. CONTEXTE, HYPOTHESES ET POSTULATS

L'optique géométrique trouve ses limites lorsque les dimensions L des « obstacles » sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière : $L \in [\lambda, 1000\lambda]$

La notion d'onde est donc indispensable pour décrire le comportement de la lumière à une échelle (presque) humaine. On ajoutera également la notion de photon pour aborder le comportement de la lumière à une échelle $< \mu\text{m}$. (dualité onde – corpuscule, cf. MQ)

Ondes Planes Progressives : ce sont des solutions possibles des équations de Maxwell mais elles présentent un problème de part leur extension spatiale infinie i.e. l'énergie est infinie.

Postulat : la lumière peut être décrite par la propagation d'un champ scalaire. Si la source de lumière est ponctuelle et monochromatique alors l'expression suivante permettra de « représenter » l'onde (*plane, monochromatique issue d'une source ponctuelle*) :

$$A(\vec{r}, t) = A_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

En pratique **les sources de lumière sont rarement ponctuelles et monochromatiques** : on essaiera alors de les représenter par un ensemble de composantes (spatiales et en λ) qui auront, individuellement, un comportement d'onde monochromatique, issue d'une source ponctuelle. (Voir sources $\text{mono}\lambda$, $\text{poly}\lambda$, étendues, spectres continus / discrets, laser)

Onde sphérique – Onde plane : les détecteurs sont le plus souvent placés à grande distance de la source de lumière et présentent une extension finie. L'approximation des ondes planes progressives (OPP) permet alors de décrire, localement, le comportement de ces ondes. (voir également le principe de Huyghens-Fresnel)

Remarque : L'expérience de Wiener a permis de montrer que la « vibration transversale » s'identifie à la composante $\vec{E}$ du champ électromagnétique. (sensibilité des capteurs à $\vec{E}$)

Notion d'éclairement :

La grandeur mesurée par un détecteur de lumière est l'énergie cédée par l'onde (ou le photon...) au détecteur. Dans le langage courant on parle « d'intensité lumineuse », expression qui prête à confusion. On emploiera dans la mesure du possible l'expression « d'éclairement » qui est une grandeur photométrique bien définie : (unité : Wm^{-2}).

Par définition $E = \langle A^2(t, x) \rangle_t$ C'est la moyenne temporelle car la fréquence de l'onde lumineuse est élevée ($> 10^{14}$ Hz), ce qui ne permet pas au détecteur d'effectuer une mesure instantanée ($f_{\text{œil}} \approx 25$ Hz).

II. AMPLITUDE D'UNE OPP

Dans l'hypothèse d'une propagation suivant une direction d'espace (x) on exprime l'onde « unidimensionnelle » sous la forme :

$$A(x,t) = A_0 \cos(\omega t - |\vec{k}|x) \quad \text{avec : } |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}$$

On appellera vecteur d'onde le terme $\vec{k}$ dont la norme est $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$

Explication :

L'onde « enregistrée » sur un détecteur, au point (M), au temps t, à la distance x de la source (S) a parcouru la distance $\overline{SM}$ dans le milieu d'indice n, à la vitesse v. Cette onde a été émise au temps $t' = \left(t - \frac{\overline{SM}}{v} \right)$, avec une phase à l'origine φ_s .

$$\text{Or } n = \frac{c}{v} \quad \text{donc} \quad \frac{1}{v} = \frac{n}{c} \quad \text{et} \quad \omega \frac{n}{c} = \frac{2\pi}{T} \frac{n}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda}$$

Donc, l'état (i.e. la phase) de cette onde au point M à l'instant t est défini par l'état qu'elle prenait au point origine à l'instant t'. L'expression de l'amplitude peut alors s'écrire :

$$A(M,t) = A_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{\overline{SM}}{v} \right) + \varphi_s \right] = A_0 \cos \left[\omega t - \left(\frac{2\pi}{\lambda} n \overline{SM} \right) + \varphi_s \right]$$

Le terme $n \overline{SM}$ représente le **chemin optique**, avec n l'indice optique du milieu de propagation.

On constate que l'amplitude A (M,t) dépend de façon étroite de l'argument du cos[], avec :

- Un terme dépendant du temps ωt
- Un terme dépendant de la géométrie $n \overline{SM}$
- Un terme dépendant de la source de lumière φ_s

III. SUPERPOSITION DE DEUX ONDES LUMINEUSES – COHERENCE

Si on dispose de deux sources S_1, S_2 parfaitement monochromatiques et possédant chacune une phase à l'origine φ_s . L'amplitude des ondes émises par les deux sources S_1, S_2 , en $x = 0$ est :

$$A_1(0,t) = A_0 \cos(\omega t + \varphi_{s1})$$

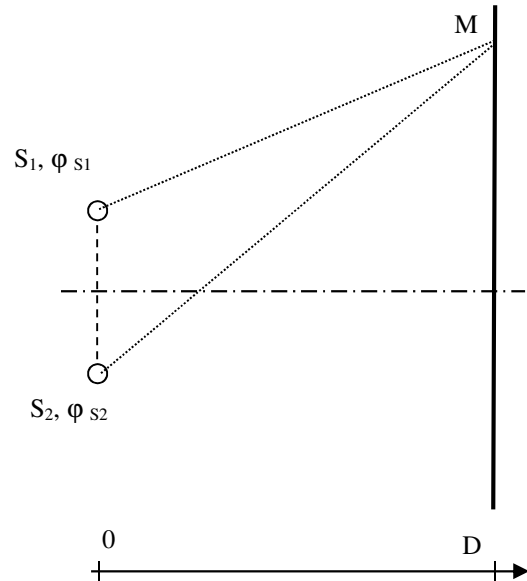
$$A_2(0,t) = A_0 \cos(\omega t + \varphi_{s2})$$

On suppose que les deux sources ont même amplitude, i.e. même intensité. Milieu d'indice $n=1$.

Leurs amplitudes au point M sont :

$$A_1(M,t) = A_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{\overline{S_1 M}}{v} \right) + \varphi_{S_1} \right]$$

$$A_2(M,t) = A_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{\overline{S_2 M}}{v} \right) + \varphi_{S_2} \right]$$



Comme le terme $\frac{\omega}{v} \overline{SM}$ est purement géométrique, donc indépendant du temps : on peut alors le représenter par un terme de phase qui ne dépend que de la géométrie.

$$\varphi_1(M) = \frac{\omega}{v} (\overline{S_1 M}) \quad \varphi_2(M) = \frac{\omega}{v} (\overline{S_2 M}) \quad \text{ou encore}$$

$$\varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda} (n \overline{S_1 M}) \quad \varphi_2(M) = \frac{2\pi}{\lambda} (n \overline{S_2 M})$$

1. Calcul de l'éclairement.

On cherche à écrire l'expression de l'amplitude de l'onde résultante en M, due à la composition des deux ondes issues de S_1 et S_2 . On suppose le plus souvent que $A_1 = A_2 = A_0$

$$A(M,t) = A_1(M,t) + A_2(M,t)$$

$$= A_0 [\cos(\omega t - \varphi_1(M) + \varphi_{S_1}) + \cos(\omega t - \varphi_2(M) + \varphi_{S_2})]$$

L'éclairement étant la grandeur physique mesurable, avec un capteur, on calcule :

$$E = \langle A^2(t, x) \rangle_t = \langle (A_1(M, t) + A_2(M, t))^2 \rangle_t = \langle A_1^2(t, x) \rangle_t + \langle A_2^2(t, x) \rangle_t + 2 \langle A_1 A_2 \rangle_t$$

Les deux premiers termes correspondent à l'éclairement de deux ondes indépendantes. Le dernier terme est nul si les sources sont incohérentes, mais il est différent de 0 si les sources présentent une cohérence (spatiale), même partielle : on observe alors une modulation de l'éclairement i.e. on observe une figure d'interférence. Explication :

$$\langle A_1 A_2 \rangle_t = (A_0)^2 \langle [\cos(\omega t - \varphi_1(M) + \varphi_{S_1})] [\cos(\omega t - \varphi_2(M) + \varphi_{S_2})] \rangle_t$$

On pose : $\varphi_{1M} = \varphi_1(M) - \varphi_{S_1}$ et $\varphi_{2M} = \varphi_2(M) - \varphi_{S_2}$

$$\langle A_1 A_2 \rangle_t = \frac{A_0^2}{2} \langle [\cos(2\omega t - (\varphi_{1M} + \varphi_{2M}))] + [\cos(\varphi_{2M} - \varphi_{1M})] \rangle_t$$

$$\langle A_1 A_2 \rangle_t = \frac{A_0^2}{2} \langle [\cos(2\omega t - (\varphi_{1M} + \varphi_{2M}))] \rangle_t + \langle [\cos(\varphi_{2M} - \varphi_{1M})] \rangle_t$$

Le premier terme $\langle [\cos(2\omega t - (\varphi_{1M} - \varphi_{2M}))] \rangle_t$ est nul et le second est une fonction de $(\varphi_{2M} - \varphi_{1M})$.

Remarque : on aurait pu effectuer ce calcul pour deux sources de λ différents i.e. avec ω_1 et ω_2 . Le premier terme serait en $\cos(\omega_1 + \omega_2)t$ et le second terme serait en $\cos(\omega_1 - \omega_2)t$.

Dans ce cas le premier terme serait toujours nul et le second terme serait également nul pour $\omega_1 \neq \omega_2$. **Deux sources de λ différents sont obligatoirement incohérentes.**

Lorsque $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$, on dit que les sources sont cohérentes temporellement.

2. Interprétation de la phase

$$(\varphi_{2M} - \varphi_{1M}) = \varphi_2(M) - \varphi_{S2} - \varphi_1(M) + \varphi_{S1} = \varphi_2(M) - \varphi_1(M) - (\varphi_{S2} - \varphi_{S1})$$

$(\varphi_{S2} - \varphi_{S1})$ est la différence de phase à l'origine entre les sources S_1 et S_2 . C'est un terme indépendant de la position du point M. On pose $\Delta\phi = (\varphi_{S2} - \varphi_{S1})$.

$$\varphi_2(M) - \varphi_1(M) = \frac{2\pi}{\lambda} (n \overline{S_2 M}) - \frac{2\pi}{\lambda} (n \overline{S_1 M}) = \frac{2\pi}{\lambda} n (\overline{S_2 M} - \overline{S_1 M})$$

On pose $\delta(M) = n (\overline{S_2 M} - \overline{S_1 M})$ c'est l'expression de la **différence de marche** entre deux ondes issues de S_1 et S_2 et dont on mesure l'amplitude résultante au point M. Ce terme dépend de la position du point M donc :

$$\cos(\varphi_{2M} - \varphi_{1M}) = \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta(M) - \Delta\phi\right)$$

Le terme $\Delta\phi$ « contient », de façon non explicite, les caractéristiques des deux sources : on retrouve dans ce terme de phase la **cohérence spatiale**.

Si $\Delta\phi = \text{constante}$ la cohérence spatiale est parfaite².

Si $\Delta\phi$ est aléatoire la cohérence spatiale est « nulle » : on ne peut pas observer de figure d'interférence.

Lorsque $\Delta\phi = \text{constante}$, on dit que les sources sont cohérentes spatialement. (ou bien qu'elles sont synchrones)

Par contre, si les sources sont incohérentes alors $\langle \cos(\varphi_{2M} - \varphi_{1M}) \rangle_t = 0$ et donc

$$E \sim \langle A_1^2(t, x) \rangle_t + \langle A_2^2(t, x) \rangle_t = E_1 + E_2 \quad \text{l'écran est uniformément éclairé.}$$

On ne peut observer des figures d'interférences que si les sources de lumières sont cohérentes.

Les expérimentateurs ont donc développé un certain nombre de systèmes optiques permettant de réaliser deux sources cohérentes. Ceux-ci sont regroupés en deux familles :

- Par division du front d'onde : fentes et trous d'Young, miroirs et biprismes de Fresnel
- Par division d'amplitude : Interféromètre de Michelson

² En pratique on se trouve souvent dans des cas intermédiaires ayant une cohérence (spatiale et temporelle) partielle.

3. Conditions d'interférences

Lorsque l'on dispose de 2 sources cohérentes, les ondes issues de ces deux sources peuvent alors interférer : on sommerait leurs amplitudes (A) et non plus leurs éclairissements ($E \sim A^2$)

Si les ondes sont en phase, on observera des **interférences constructives** et donc un maxi d'éclairement (ou « d'intensité lumineuse »).

La d.d.m. est alors : $\delta = p \lambda$ p entier

Si les ondes sont en opposition de phase, on observera des **interférences destructives** et donc un mini d'éclairement (ou « d'intensité lumineuse »).

La d.d.m. est alors : $\delta = \left(p + \frac{1}{2}\right) \lambda$

Dans les exercices et autres problèmes on essaiera de trouver une expression de la d.d.m. δ à partir de la géométrie du système interférentiel. Les conditions d'interférences constructives (ou destructives) permettent alors de trouver la position spatiale ou angulaire des franges d'interférences claires (ou sombres).

On peut effectuer des analogies entre les phénomènes d'interférences observés en optique et en mécanique (cf « Cuve à onde »). Cependant les ondes mécaniques nécessitent un support (milieu) pour se propager, ce qui n'est pas le cas des ondes électromagnétiques.

- Ondes mécaniques $\rightarrow$ perturbation du milieu
- Ondes électromagnétiques. $\rightarrow$ perturbation du champ $(\vec{E}, \vec{B})$

On peut introduire les phénomènes d'interférences par le paradoxe suivant :

- « lumière + lumière = obscurité »
ou
- « mouvement + mouvement = immobilité »

Résumé de la première partie :

Moyennant certaines hypothèses on écrit l'amplitude d'une onde sous la forme :

$$A_i(x, t) = A_i \cos(\omega t + \varphi)$$

2 sources $\rightarrow$ 2 ondes

$$A_1(x, t) = A_1 \cos(\omega_1 t + \varphi_1)$$

$$A_2(x, t) = A_2 \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$$

D'amplitude résultante :

$$A(x, t) = A_1(x, t) + A_2(x, t)$$

L'éclairement résultant est

$$E \sim \langle A^2 \rangle_t$$

$$E(x) \sim \langle A_1^2 \rangle_t + \langle A_2^2 \rangle_t + 2 \langle A_1 \cdot A_2 \rangle_t$$

$$= E_1 + E_2 + 2 \sqrt{E_1 E_2} \langle \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \varphi] \rangle_t$$

Ou encore, si $\omega_1 = \omega_2$

$$= E_1 + E_2 + 2 \sqrt{E_1 E_2} \langle \cos \varphi \rangle_t$$

Si $\omega_1 = \omega_2 \Rightarrow$

« bonne » cohérence temporelle

Si φ est indépendant du temps

« bonne » cohérence spatiale (i.e. sources synchrones)

Si les sources 1 et 2 sont synchrones, monochromatique et de même amplitude A_0 (donc de même éclairement E_0) alors :

$$E(x) = 2E_0 (1 + \langle \cos \varphi \rangle_t) \quad \Rightarrow \quad E(x) = 2E_0 (1 + \cos \varphi)$$

Ou avec la notation « classique » : $I(M) = 2I_0 (1 + \cos \varphi)$

L'éclairement est modulé, entre $[0 ; 4 E_0]$, en fonction de la position x du point M où l'on place le capteur.

Une « bonne source » est cohérente temporellement et spatialement : le laser par exemple....

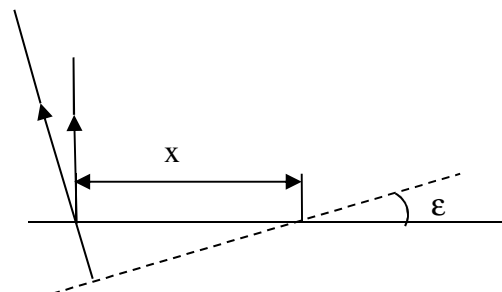
La phase φ est donnée par la d.d.m. δ : $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$

Michelson : Interféromètre / 2 ondes/ division d'amplitude

1. Coin d'air : miroirs
équidistants / séparatrice et $\perp$ à ϵ près

$$\delta = 2(x \sin \epsilon)$$

$$i = \frac{\lambda}{2\epsilon}$$



2. Lame d'air : miroirs $\perp$ mais
 $d_1 \neq d_2$ / séparatrice

$$\delta = 2e \cos \theta$$

3. Contact Optique : miroirs équidistants / séparatrice et $\perp$

$$\delta = 0$$

Pour des Fentes d'Young :

$$\frac{E(M)}{E_0} = 2 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \frac{ax}{D} \right) \right] \left[\left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \right] \quad \text{avec : } u = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta \approx \frac{\pi}{\lambda} b \frac{x}{D}$$

λ la longueur d'onde b la largeur de fente, a l'espace entre fentes
 D distance FY à l'écran (au + court) x la position sur l'écran

IV. QUELQUES MOTS SUR LES SOURCES DE LUMIERE

Les sources idéales sont :

- Ponctuelles
- Monochromatiques
- Délivrent une onde plane progressive (O.P.P.) ...ou presque

Les sources réelles sont :

- Etendues (i.e. pas ponctuelles)
- Présentent un spectre plus moins large (spectre de raies ou spectre continu)
- Délivrent une onde plane progressive (O.P.P.) ...ou presque

$$A(\mathbf{r},t) = A_0 \exp (\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi)$$

A. MECANISME DE PRODUCTION DES PHOTONS

Le photon (particule de la famille des bosons) est la particule d'échange dans l'interaction électromagnétique. La production de photon se fait par désexcitation des électrons.

L'exemple typique présenté traditionnellement dans les cours et « text-books » est celui d'une transition entre deux niveaux (états) d'énergie d'un électron du cortège d'un atome. Dans un premier temps, l'électron, initialement sur le niveau d'énergie ϵ_1 est excité (par une décharge électrique dans un gaz, par exemple) et transite vers le niveau d'énergie ϵ_2 . L'atome auquel « appartient » cet électron est alors instable et pour se désexciter, peut émettre un photon. L'électron, ayant cédé son énergie au photon, peut revenir dans son état initial, au niveau d'énergie ϵ_1 . L'énergie du photon émis est finalement $E = h\nu$ tel que $E = \epsilon_2 - \epsilon_1$. Cette désexcitation est aléatoire (imprévisible) : on parle donc de désexcitation spontanée. Cette représentation, très souvent utilisée car très simple, présente l'inconvénient de ne traiter qu'une seule particule : 1 électron sur 1 atome isolé. Les interactions entre atomes dans un gaz ne sont pas prises en compte.

B. CONSEQUENCES

- L'onde lumineuse ne possède pas de phase bien définie : φ est une fonction aléatoire du temps.
- Durée de vie : l'énergie associée à un photon est limitée, donc l'extension spatiale et temporelle de l'onde est limitée. On introduit la notion de « paquet d'onde » ou « train d'onde ». La longueur de cohérence (L_c) correspond à la longueur du paquet (ou train d'onde)

La largeur naturelle d'une raie peut être évaluée avec l'indétermination d'Heisenberg :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad \text{On remplace } \Delta E = h \cdot \Delta \nu \quad \Delta t = \tau_{\text{vie}} = L_c / c \quad \text{et on trouve :}$$

$$L_c \cdot \Delta \nu \geq \frac{c}{2\pi} \quad \text{On comprend que si } \Delta \nu \text{ augmente alors } L_c \text{ diminue.}$$

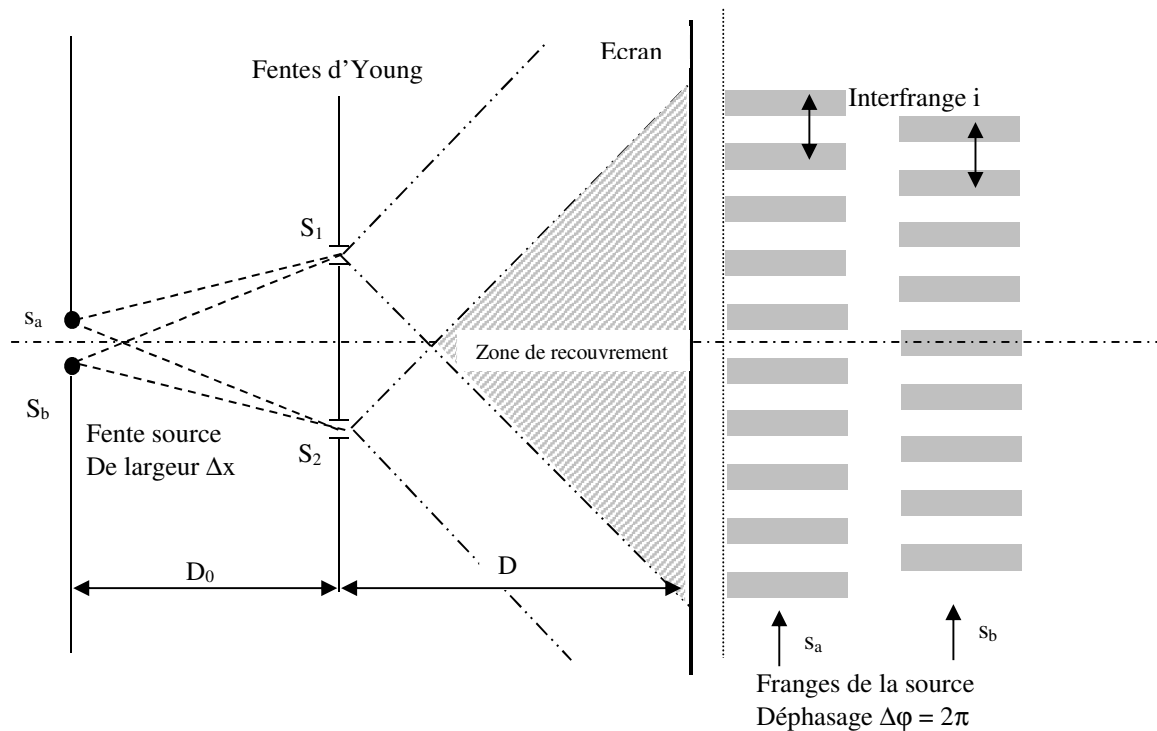
La désexcitation aléatoire entraîne la formation de trains d'ondes successifs de longueur/durée limitée. Mais il n'existe aucune relation de phase entre les différents trains d'ondes, i.e. l'intervalle de temps entre ces trains est aléatoire : c'est le phénomène d'incohérence temporelle. La plupart des sources de lumière sont dites « incohérentes » : il faut pour comprendre cela comparer la durée de vie de l'excitation (environ 10^{-14} à 10^{-12} s) et les temps de réponse des capteurs optiques classiques (environ 10^{-6} s).

Parallèlement, la représentation d'un paquet d'onde se fait sous la forme d'une somme d'ondes planes monochromatique d'amplitudes variables et de longueurs d'ondes proches et autour de la valeur centrale $\lambda_0 = c/v_0$. On peut déduire le spectre de la source à partir de la Transformée de Fourier du paquet d'onde. D'un point de vue plus « physique », l'élargissement de la raie spectrale correspond à un élargissement des niveaux d'énergie (ϵ_2 et ϵ_1). Cet élargissement des raies spectrales est dû d'une part aux règles de quantification (largeur naturelle de la raie), à l'effet doppler (distribution de vitesse) et enfin à la pression du gaz (transfert d'énergie cinétique lors de collision entre atomes). Dans les lampes spectrales « haute-pression », comme celles utilisées en TP d'optique, cet effet peut être très important...et donc mesurable.

V. PHENOMENE DE COHERENCE/INCOHERENCE

A. IN-COHERENCE SPATIALE

On considère une source de lumière étendue ($\neq$ ponctuelle), monochromatique : chaque point de cette source peut être traité comme une source élémentaire, ponctuelle, qui émet des trains d'onde incohérents avec ceux émis par les autres « sources élémentaires » constituant la source étendue. Si l'on pouvait observer, indépendamment, les figures d'interférences obtenues à partir de chacune de ces « sources élémentaires », on obtiendrait un ensemble de figures d'interférences similaires mais « mal superposées » du fait des différents chemins optiques associés au trajet source-capteur (écran). Les « sources élémentaires » étant indépendantes (incohérentes), il faut sommer les intensités, pas les amplitudes, et ceci en chaque point $M(x,y)$ du capteur.



Dans le schéma ci-dessus on ne représente que deux sources élémentaires (s_a et s_b) qui donnent lieu à deux figures d'interférences en parfaite opposition de phase (c'est un cas particulier...). Si on somme les intensités reçues en chaque point $M(x,y)$ du capteur, on aura toujours, et en tous points, l'intensité lumineuse correspondant à une frange « claire » d'une des sources (s_a ; s_b) : l'écran est uniformément éclairé. Pour observer une modulation d'intensité, il faudrait rapprocher s_a de s_b ce qui limiterait le déphasage entre les franges et permettrait de superposer les franges claires d'une part et les sombres d'autre part : on retrouverait alors un contraste entre franges.

En pratique on ne peut ni synchroniser les sources élémentaires³ (pour avoir des sources élémentaires en cohérence) ni rapprocher s_a de s_b (les atomes de gaz émetteurs de photons ne sont pas aisément manipulables). On ne pourra que limiter géométriquement les trajets possibles pour les trains d'ondes en « diaphragmant » la source primaire étendue : on limitera alors les effets de l'incohérence (perte de contraste) au prix d'une diminution drastique de l'intensité lumineuse.

Dans la *cohérence spatiale*, c'est l'extension spatiale de la source qui rend l'incohérence (des trains d'ondes) perceptible.

B. IN-COHERENCE TEMPORELLE

On s'intéresse dans cette partie au spectre en fréquence (ou λ) de la source, considérée comme ponctuelle. A nouveau, le processus de production des photons permet de traiter une source à large spectre comme un ensemble de sources élémentaires, indépendantes (donc incohérentes), monochromatiques, de largeur spectrale $d\lambda$. Les « sources élémentaires » étant indépendantes (incohérentes), il faut sommer les intensités, pas les amplitudes, et ceci en chaque point $M(x,y)$

³ Sauf cas particulier du LASER

du capteur. Et cette fois ci encore, la manifestation du manque de cohérence est le « brouillage » des franges (i.e. la perte de contraste). Les deux manifestations « classiques » de l'incohérence temporelle d'une source, présentée en TP, sont :

- Les phénomènes d'irisation puis le « blanc d'ordre supérieur » en Fentes d'Yong + source blanche
- Les interférogrammes obtenus avec les Interféromètres de Michelson-Morlay (cf sujet Agreg interne de 2006)

*Dans la **cohérence temporelle**, c'est **l'extension spectrale de la source** qui rend l'incohérence (des trains d'ondes) perceptible.*

C. REALISATION D'UNE SOURCE COHERENTE

1. A partir d'une source peu ou pas cohérente

Dans ce cas il faut :

- Limiter l'extension spatiale pour améliorer la cohérence spatiale : on utilisera une fente de largeur réglable ou un diaphragme.
- Limiter l'extension spectrale (en fréquence donc) pour améliorer la cohérence temporelle : on utilisera un filtre (interférentiel) ou un monochromateur.

2. LASER

En raison même du processus d'émission induite, les lasers permettent de produire de la lumière cohérente.

VI. CONSEQUENCE SUR LA LOCALISATION DES FRANGES

Lorsque la source « primaire » (celle qui produit les photons) est incohérente, l'éclairement sur le détecteur (écran, capteur CCD, œil,...) est décrit par la somme des intensités lumineuses (plutôt que la somme des amplitudes) des k sources élémentaires constituant la source primaire. Si cette source primaire éclaire un système permettant de former des figures d'interférences (F.Y., réseau, interféromètres de tout poil,...) on pourra étudier deux situations caractéristiques :

- Soit les figures d'interférences se superposent parfaitement : le contraste frange claire / frange sombre est optimal i.e. la visibilité $\left(V = \frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}\right)$ est égale à un.
- Soit les figures d'interférences sont totalement décalées : le contraste frange claire / frange sombre est perdu i.e. la visibilité $\left(V = \frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}\right)$ est égale à zéro.

Entre ces deux situations extrêmes, on peut observer toutes les situations intermédiaires qui forment ce que l'on appelle le « brouillage des franges ».

[schéma]