

INTRODUCTION A L'OPTIQUE PHYSIQUE .

Historique :

1678 : Christian Huyghens (néerlandais) rejette la théorie corpusculaire de la lumière et élabore un modèle ondulatoire de la lumière décrite comme un phénomène qui se propage de proche en proche , cette description servira un siècle plus tard dans la théorie de la diffraction

1801 : Thomas Young (médecin anglais) réalise l'expérience des interférences , la théorie ondulatoire se développe bien que beaucoup en doute (Young le premier) .

1812 : Augustin Fresnel (français) propose un modèle scalaire de la diffraction et contribue à imposer le modèle ondulatoire de la lumière .

1864 : James Clerk Maxwell (écossais) énonce les quatre équations fondamentales de l'électromagnétisme , la lumière étant un cas particulier de ces ondes .

Introduction :

Lumière : dualité onde / corpuscule

- la **lumière est composée de grains d'énergie : les photons d'énergie** $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$
h étant la constante de Planck $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s (effet photoélectrique) .
- la **lumière est une onde électromagnétique (un champ électrique et un champ magnétique qui se propagent dans l'espace au cours du temps)** vérifiant les équations de Maxwell se propageant à la vitesse c dans le vide $\epsilon_0\mu_0c^2 = 1$.(interférences , diffraction)

Propagation de la lumière dans les milieux transparents :

Dans un milieu transparent d'indice de réfraction n la lumière se propage à la vitesse $v = \frac{c}{n}$

La valeur de n dépend de la fréquence ou encore de la longueur d'onde .Plus n est grand plus le milieu est dit réfringent .

Dans le plupart des milieux transparents n vérifie la formule de Cauchy $n = A + \frac{B}{\lambda^2}$.

Dans un milieu donné , la vitesse v sera d'autant plus importante pour une radiation rouge que pour une radiation bleue : phénomène de dispersion utilisé lors de la décomposition de la lumière par un prisme .

1• Émission et réception de la lumière :

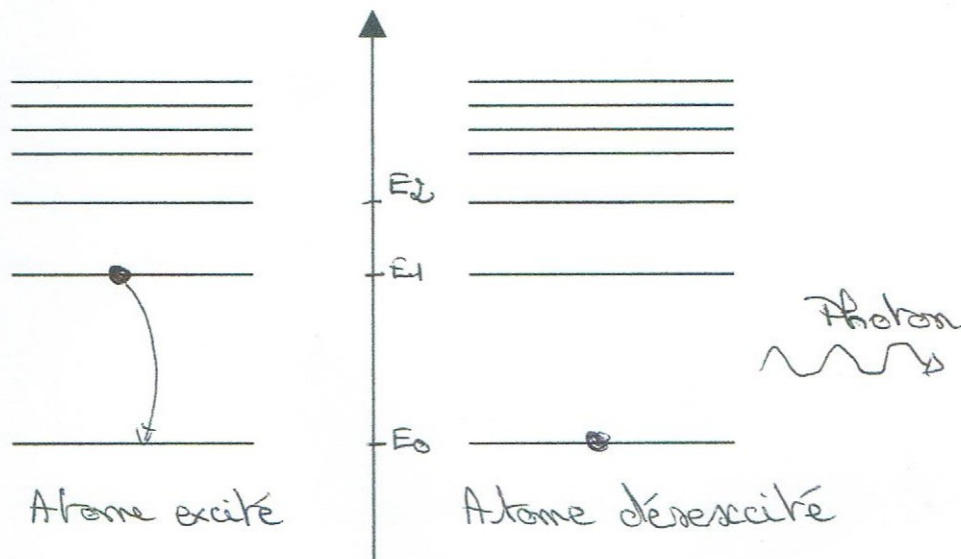
Avant de débiter le cours d'optique, il convient tout d'abord de s'intéresser aux instruments permettant de produire et de capter la lumière, ainsi qu'aux différents ordres de grandeur mis en jeu.

1.1. Sources de lumière usuelles :

• Plusieurs types de sources de lumière sont disponibles, dans la vie courante, ou dans les salles de travaux pratiques. Nous allons brièvement en décrire trois types. De manière fondamentale, la lumière est constituée de petits « grains » discrets, appelés photons, d'énergie: $E = h\nu$ où h est la constante de Planck et ν la fréquence de l'onde, Il faut bien noter que, vu la valeur de la constante de Planck $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J s, l'énergie portée par un

photon est très faible. La lumière apparaît donc plutôt comme continue à l'échelle humaine.

• L'émission (spontanée) d'un photon par ces sources s'interprète au niveau microscopique par le passage d'un électron d'un niveau excité à un niveau de plus basse énergie (Fig. 1). La fréquence ν du photon est donnée par $h\nu = \Delta E = E_1 - E_0$.



- Nous allons donner quelques exemples de sources lumineuses, classées spectre le plus large vers le plus monochromatique: lampe à filament, lampe spectrale et enfin laser.

a) Lampe à filament

Le principe d'une lampe à filament est de porter le filament de la lampe à haute température (environ 2500 K pour les ampoules du commerce) par effet Joule les charges contenues dans le filament, notamment les électrons, possèdent une agitation thermique importante. Ces charges accélérées émettent alors un rayonnement électromagnétique, dit rayonnement thermique. Le spectre est continu, couvre l'ensemble du visible et son maximum se situe dans l'infrarouge proche dans le cas de l'ampoule. Le rayonnement solaire est aussi de ce type, mais avec un maximum dans le jaune-orange.

b) Lampe spectrale :

Ces lampes contiennent, en régime permanent de fonctionnement, une vapeur atomique, par exemple vapeur de mercure ou de sodium. Un flux d'électron parcourt la vapeur atomique entre les électrodes contenues dans l'ampoule. Ces électrons entrent en collision avec les atomes, qui sont alors excités. La désexcitation de ceux-ci provoque l'émission de photons. Le spectre de la lumière ainsi émise est caractérisé par des raies discrètes, caractéristiques des atomes de la vapeur. Les raies sont fines, de l'ordre de 0,01 à 0,1 nm. Leur largeur a pour origine l'effet Doppler dans les lampes basse pression, et les collisions dans les lampes haute pression, plus lumineuses mais de raies moins fines.

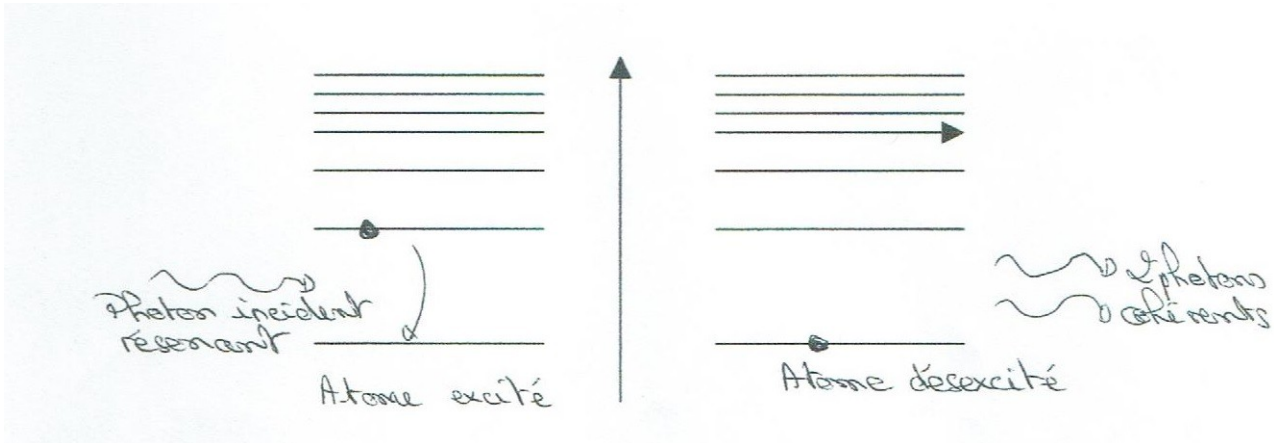
Par ailleurs, même en l'absence d'effet Doppler et de collisions, la raie émise ne peut être purement monochromatique. La mécanique quantique, et plus précisément le principe d'incertitude de Heisenberg, imposent un étalement minimal en énergie (et donc en fréquence) pour un processus durant un temps τ : $\Delta E \cdot \tau > h$ d'où $\Delta \nu \cdot \tau > 1$ car $E = h\nu$ dans ce cas.

- Par exemple, **le spectre de la lampe à vapeur de sodium est constitué principalement de deux raies jaunes fines à 589,0 nm et 589,6 nm (c'est Le doublet jaune du sodium).**

- Il est à noter que c'est sur ce principe que fonctionnent les tubes fluorescents (communément nommés « tubes néon »). L'ampoule contient du mercure à très basse pression, qui rayonne majoritairement dans l'ultraviolet. Une poudre fluorescente, placée à la surface de l'ampoule, réémet alors une lumière visible quand elle est éclairée dans l'ultraviolet. La nature de la poudre influe évidemment sur la composition de la lumière émise.

c) Laser :

- Le fonctionnement d'un laser est complexe. Nous donnons ici quelques éléments de compréhension.
- Contrairement aux deux autres types précédents de sources lumineuses l'émission d'un photon par désexcitation d'un atome n'est pas spontanée, majoritairement induite. Par opposition à l'émission spontanée où l'atome se désexcite seul, l'émission induite est déclenchée par un photon incident résonant c'est-à-dire de fréquence ν telle que $h\nu = E_1 - E_0$ (Fig. 2). Le photon émis est cohérent avec le photon incident : il a même fréquence, même direction de propagation et est en phase avec lui. Pour que l'émission induite soit importante, il est nécessaire que beaucoup d'électrons soient dans le niveau excité 1 et restent suffisamment longtemps pour pouvoir réaliser une émission induite. Cet état ne peut pas être un état d'équilibre thermodynamique, et il est nécessaire de réaliser une excitation, par un procédé nommé pompage optique, amenant massivement les électrons du niveau fondamental à un niveau excité: on obtient l'inversion de population voulue.



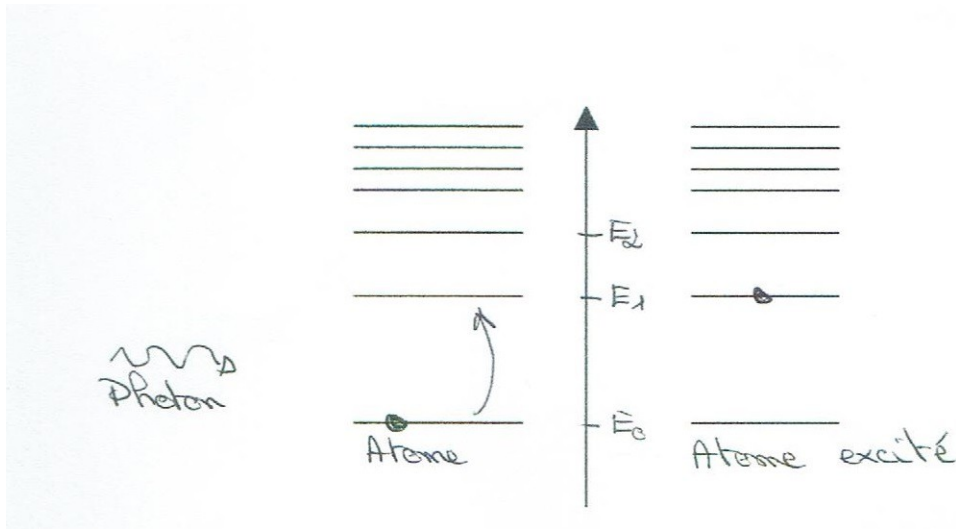
- Le milieu contenant les atomes est placé dans une cavité résonante. Grossièrement, on peut se représenter celle-ci comme un espace contenu entre deux miroirs. L'onde électromagnétique pouvant exister dans la cavité est réfléchi un très grand nombre de fois entre ces deux miroirs, et seules certaines longueurs d'onde, et par conséquent fréquences, sont permises. Si l'une des fréquences propres de la cavité correspond à l'écart entre les niveaux électroniques, lors de ses multiples aller-retours, les photons provoquent des émissions stimulées dans le milieu et l'onde laser est de plus en plus intense. On dit alors que la cavité est accordée.

• **La lumière produite par un laser peut en première approximation être considérée comme monochromatique et quasi parallèle. Notons que le laser de travaux pratiques le plus répandu He-Ne émet dans le rouge ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$).**

Le champ d'application des lasers est aujourd'hui très étendu. Par exemple, les lecteurs de CD ou DVD en contiennent un.

1.2. Exemples de récepteurs :

Après avoir évoqué l'émission de la lumière, il convient de s'intéresser à sa détection. Au niveau microscopique, celle-ci consiste typiquement en son absorption par un atome, ou molécule, provoquant un changement de niveau électronique (Fig. 3). L'atome excité va alors participer à un processus permettant de l'identifier.



Nous traiterons principalement le cas de l'œil. Dans la suite du cours, la nature précise du récepteur ne sera pas importante. En effet, le point commun important entre les récepteurs est qu'ils sont sensibles à la valeur moyenne dans le temps de la puissance lumineuse reçue .

a) Oeil

L'œil est constitué de deux types de cellules sensibles à la lumière, les bâtonnets et les cônes, ainsi appelés d'après leur forme. Les bâtonnets sont plus sensibles à la lumière (par faible luminosité, la vision est essentiellement due aux bâtonnets). Les cônes permettent, contrairement aux bâtonnets, de distinguer les couleurs. Détaillons par exemple le fonctionnement d'un bâtonnet. Il contient un pigment, la rhodopsine, qui change de forme sous l'action de la lumière, provoquant la fermeture de canaux Na^+ ce qui induit l'apparition du message nerveux. . Le message nerveux fourni par l'œil au cerveau ne se renouvelle que toutes les 0,1 secondes environ. Cela explique pourquoi les images se succèdent à 25 Hz sur un écran de télévision: à cette fréquence, le défilement est trop rapide pour être perçu. On a l'impression que les images défilent continûment.

Temps de réponse de l'œil environ 0,1 s .

- L'œil humain perçoit les longueurs d'onde principalement entre environ $0,4 \mu\text{m}$ et $0,8 \mu\text{m}$ c'est d'ailleurs ce critère qui définit le domaine visible. On notera enfin que l'œil humain n'est pas sensible à la polarisation de la lumière.

b) Photodiode

- La photodiode est une diode un peu spéciale. Lorsqu'elle est polarisée en inverse, contrairement à une diode « normale », elle est parcourue par un courant proportionnel à la puissance lumineuse reçue. La mesure de l'intensité électrique donne donc accès (à une constante près) à la puissance lumineuse.

La photodiode détecte toute l'étendue du spectre visible, mais est aussi très sensible à l'infrarouge. Notons enfin que le temps de réaction d'une photodiode est bien plus bref que celui de l'œil (de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6}s .

c) Capteur CCD

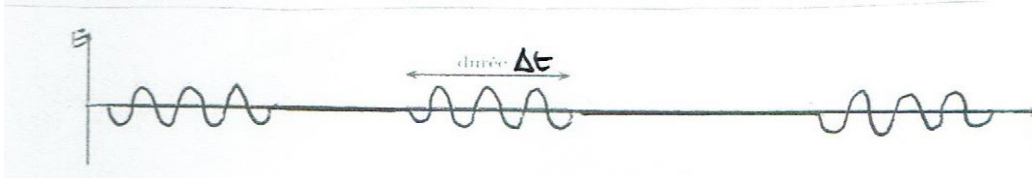
- Le capteur CCD (coupled charge device) est composé d'une suite de petites photodiodes placées les unes contre les autres, et se présente souvent sous la forme d'une barrette. Il capte la lumière dans une caméra ou un appareil photo numériques .Pour chaque pixel de l'image , il fournit les valeurs des trois puissances lumineuses pour les trois couleurs (RGB) .

Temps de réponse inférieur à 10^{-2}s .

1.3. Ordres de grandeur :

a) Modèle des trains d'onde :

Imaginons une source émettant un rayonnement lumineux. Celui-ci peut être vu comme la superposition d'un très grand nombre de sinusoïdes de période T de durée finie, valant en moyenne Δt . Ces portions de signaux sinusoïdaux sont appelées **trains d'onde**, la **durée moyenne d'un train d'onde est appelée temps de cohérence de la source**. L'onde est nulle, sauf pendant une durée Δt , correspondant au passage du train d'onde.



Le temps de cohérence d'une source lumineuse est relié à son spectre $\Delta t \Delta \nu \sim 1$ où $\Delta \nu$ est la largeur spectrale de la source $\Delta \nu = \nu_{max} - \nu_{min}$.

Une source rigoureusement monochromatique n'existe pas car une source ne peut émettre pendant une durée infinie. Plus une source émet des trains d'onde courts (source de faible cohérence temporelle) plus celle-ci possède un spectre étendu.

Par exemple, une lampe spectrale émet des raies de largeur de l'ordre de 0,1 à 0,01 nm, on peut donc déterminer la durée des trains d'onde.

En effet $\nu = \frac{c}{\lambda}$ en différentiant on obtient $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} d\lambda$ d'où $\Delta \nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta \lambda$

On peut donc en déduire l'expression du temps de cohérence en fonction de la largeur spectrale en

longueur d'onde : $\Delta t \sim \frac{1}{\Delta \nu} = \frac{1}{c} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}$

Un train d'onde contient donc en général un très grand nombre d'arches de sinusoïdes sauf pour une lumière blanche,

On appelle **longueur de cohérence** **lc** la distance que parcourt la lumière dans le vide pendant la durée Δt d'un train d'onde $l_c = c \Delta t$

Exemples :

Source	λ_0 (nm)	$\Delta \lambda$ (nm)	$\Delta \nu$ (Hz)	Δt (s)	l_c
Lumière blanche	575	350	$3 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{-15}$	0,9 μm
Lampe au mercure	546,1	1	$1 \cdot 10^{12}$	10^{-12}	0,3 mm
Laser utilisé en TP	632,8	10^{-4}	10^8	10^{-8}	3m
Laser He-Ne stabilisé	632,8	10^{-6}	$7,5 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	400 m

On peut relier la longueur d'onde moyenne d'un train d'onde λ_0 , la largeur de la raie $\Delta \lambda$ et la longueur de

cohérence l_c , d'après ce qui a été vu précédemment $\Delta \lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{l_c}$.

b) Ordres de grandeurs :

* Les longueurs d'onde dans le visible varient entre 0,4 μm (violet) et 0,8 μm (rouge), ce qui correspond à des fréquences comprises entre $7,5 \cdot 10^{14}$ Hz et $3,7 \cdot 10^{14}$ Hz .

• Les différentes échelles de temps mises en jeu comprennent trois ordres de grandeur bien séparés:

- $T = 10^{-15}$ s est la période de l'onde

- $\Delta t = 10^{-10}$ s est la durée typique d'un train d'onde (τ varie selon la source)

$t(\text{œil}) = 0,1$ s est le temps de réponse de l'œil, et plus généralement représente le temps de réponse des détecteurs lumineux (10^{-5} s pour une photodiode).

La période de l'onde est donc très courte devant la durée d'un train d'onde, celle-ci est elle-même très faible par rapport au temps de réponse des détecteurs lumineux.

c) Grandeur mesurée par les récepteurs lumineux

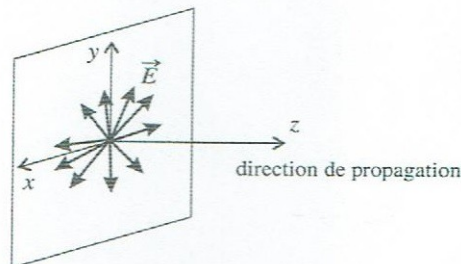
Ces trois ordres de grandeur nettement séparés appellent quelques remarques sur le fonctionnement des récepteurs. **Les récepteurs lumineux sont de manière générale sensibles à la puissance portée par l'onde lumineuse (c'est-à-dire à une quantité proportionnelle au carré du champ électrique).** En effet, l'absorption d'un photon est caractérisée par l'énergie apportée par ce phénomène. De plus, durant le temps typique de réaction d'un détecteur, celui-ci reçoit un grand nombre de trains d'onde, oscillant de multiples fois. Le détecteur ne peut donc mettre en évidence les variations rapides de l'onde reçue, ni le caractère discontinu de la lumière (vue par un œil humain, la lumière semble bien être continue). **C'est pourquoi les détecteurs sont sensibles à la valeur moyenne de la puissance reçue.**

En conséquence, la grandeur intéressante, pour la description des phénomènes optiques, est énergétique. Elle résulte d'une moyenne dans le temps.

2- Modèle scalaire de la lumière :

2-1 Vibration lumineuse :

- La lumière est une onde électromagnétique. Dans le cas d'une onde localement plane les champs électrique et magnétique sont orthogonaux à la direction \mathbf{u} de propagation de l'onde et orthogonaux entre eux. Dans le cas d'une onde polarisée il est indispensable de garder une notation vectorielle afin de prendre en compte cette polarisation.
- De part la nature des sources utilisées en optique, les ondes lumineuses émises par ces dernières ne sont pas polarisées : la direction de polarisation des ondes lumineuses varie aléatoirement au cours du temps.



Pour une lumière non polarisée se propageant dans la direction \mathbf{uz} , les deux composantes E_x et E_y sont équivalentes.

On appelle vibration lumineuse vibration lumineuse une composante quelconque du champ électrique par rapport à un axe quelconque orthogonal à la direction de propagation.

Une vibration lumineuse sera notée en un point M à l'instant t, $s(M, t)$ ou $a(M, t)$.

Le notion de vibration lumineuse scalaire fut introduite par Fresnel au début du XIX^{ème} siècle (plus de 50 ans avant l'introduction des équations de Maxwell). Elle est plus facile à manipuler qu'un champ vectoriel et on obtient, en l'utilisant, des résultats tout à fait conformes à l'expérience. On utilisera donc les vibrations scalaires sauf dans le cas d'expériences en lumière polarisée.

2-2 Propriétés :

- Une vibration lumineuse se propage dans un milieu transparent à la vitesse $\frac{c}{n}$, n étant l'indice du milieu.

- Les vibrations lumineuses vérifient le principe de superposition (propriété découlant de la linéarité des équations de Maxwell) : si plusieurs vibrations $s_i(M, t)$ se propagent simultanément dans l'espace, la vibration résultante en un point M à l'instant t $s(M, t) = \sum s_i(M, t)$.

2-3 Intensité, éclairement :

- L'intensité émise par une source est proportionnelle à $\langle s^2(M, t) \rangle$.
- L'intensité ou l'éclairement en un point M d'un récepteur est proportionnel à $\langle s^2(M, t) \rangle$ (correspond à la valeur moyenne du module du vecteur de Poynting)

$$I(M) = K \langle s^2(M, t) \rangle \quad K \text{ étant une constante } [I(M)] = \text{W.m}^{-2}$$

On pourra utiliser également plus simplement $I(M) = \langle s^2(M, t) \rangle$ correspondant à l'intensité énergétique.

Correspondances électromagnétisme-optique physique :

Electromagnétisme	Optique physique
Champ électrique \vec{E}	Amplitude s (ou a)
Vecteur de Poynting moyen $\langle \vec{R} \rangle$	Intensité I (éclairement E)

3- Lumière monochromatique :

3-1 Définition :

On appelle **lumière monochromatique une vibration idéale purement sinusoïdale** :

$$s(M, t) = A(M) \cos(\omega t - \phi(M))$$

ω est la pulsation de la vibration, $A(M)$ l'amplitude de celle-ci en M, $\phi(M)$ son retard de phase au point M.

Cette onde est caractérisée par :

- Sa période $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f}$
- sa longueur d'onde dans le milieu $\lambda = vT = \frac{cT}{n} = \frac{\lambda_0}{n}$ λ_0 étant la longueur d'onde dans le vide
- son module d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda} = nk_0$ $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ k_0 module d'onde dans le vide

Lorsque l'extension spatiale du détecteur est faible on peut considérer $A(M)$ comme constante

3-2 Notation complexe :

$s(M, t)$ est représentée par la vibration complexe $s(M, t) = A(M) e^{j(\omega t - \phi(M))}$

On définit l'amplitude complexe de la vibration $a(M) = A(M) e^{-j\phi(M)}$

$$s(M, t) = \Re(s(M, t)) \quad A(M) = |s(M, t)| = |a(M)| \quad -\phi(M) = \arg(a(M))$$

Rem : autre notation $s(M, t) = A(M) e^{-j(\omega t - \phi(M))} = A(M) e^{j\phi(M)} e^{-j\omega t}$

3-3 Intensité (ou éclairement) :

- $I(M) = K \langle s^2(M, t) \rangle$ $I(M) = \frac{K}{2} A^2(M)$ $s(M, t)$ vibration réelle

- Notation complexe :

$$I(M) = \frac{K}{2} |s(M, t)|^2 = \frac{K}{2} |a(M)|^2 \quad \underline{s}(M, t) \text{ vibration complexe}$$

4- Lumières réelles :

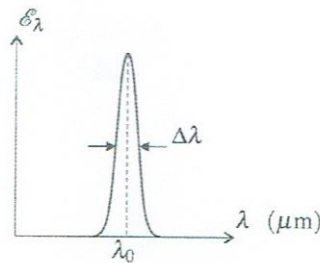
Il n'existe pas de lumière parfaitement monochromatique .

Toute vibration lumineuse réelle peut-être décomposée en somme de vibrations monochromatiques.

On définit la **densité spectrale d'éclairement** , E_λ , telle que la **contribution à l'éclairement des composantes monochromatiques dont la longueur d'onde dans le vide appartient à l'intervalle $[\lambda, \lambda+d\lambda]$** est : $dE = E_\lambda(\lambda) d\lambda$

L'**éclairement total** est $E = \int_0^\infty E_\lambda(\lambda) d\lambda$, le spectre de la lumière est l'image de la fonction $E_\lambda(\lambda)$.

Ex de profil de raie spectrale :

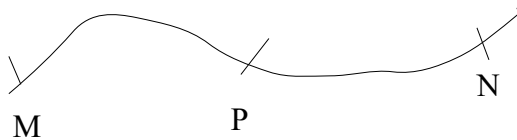


Une raie de faible largeur peut-être décrite de manière simplifiée par une lumière quasi-monochromatique : amplitude constante et phase à l'émission ϕ_s prenant toutes les valeurs possibles entre 0 et 2π et changeant de valeur au bout d'un temps Δt .

5- Chemin optique :

5-1 Définition :

Les vibrations lumineuses se propagent le long des rayons lumineux . Soit un rayon passant par M et N :



Le chemin optique parcouru par la lumière entre M et N est par définition $(MN) = c t_{MN}$

t_{MN} : temps mis par la lumière pour aller de M à N .

(MN) = distance parcourue par la vibration dans le vide pendant le temps t_{MN}

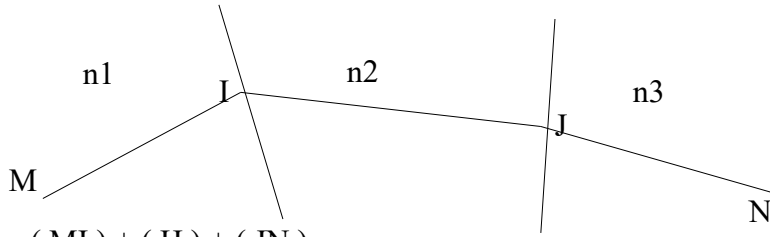
Si la vibration passe par le point P , $t_{MN} = t_{MP} + t_{PN}$ d'où $(MN) = (MP) + (PN)$.

5-2 Calcul du chemin optique :

- Milieu homogène d'indice n :

La lumière se propage en ligne droite à la vitesse $\frac{c}{n}$, $(MN) = c \frac{MN}{\frac{c}{n}} = n MN$.

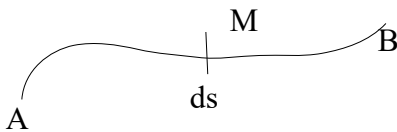
- Suite de milieux homogènes :



$$(MN) = (MI) + (IJ) + (JN)$$

$$= n_1 MI + n_2 IJ + n_3 JN$$

- Milieu non homogène :



$$(AB) = \int_{AB} n(M) ds$$

5-3 Relation entre chemin optique et retard de phase :

La vibration en N reproduit la vibration en M avec un retard de propagation t_{MN} (et une atténuation éventuelle).

$$s(N, t) = \alpha s(M, t - t_{MN})$$

$$A(N) \cos(\omega t - \varphi(N)) = \alpha A(M) \cos(\omega(t - t_{MN}) - \varphi(M))$$

d'où $\varphi(N) = \varphi(M) + \omega t_{MN} = \varphi(M) + \frac{\omega}{c}(MN)$

$$\varphi(N) = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN) \quad \lambda_0 = \text{longueur d'onde dans le vide}$$

Le retard de phase accumulé par une vibration lumineuse croît proportionnellement au chemin optique qu'elle parcourt selon :

$$\varphi(N) = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)$$

Ex1 : vibration monochromatique issue d'une source ponctuelle S

$$s(M, t) = A(M) \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0}(SM) - \varphi_s\right) \quad \varphi_s = \text{phase à l'origine de la source}$$

Ex2:

Différences de phase supplémentaires :

En plus du déphasage dû à la propagation, la lumière subit un déphasage supplémentaire de π dans les cas suivants :

- Lorsque le rayon subit une réflexion sur une surface métallique (cf réflexion d'une onde em sur un métal parfait)

$$\varphi(N) = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN) + \pi$$

$$\delta_{MN} = (MN) + \frac{\lambda_0}{2}$$

- Lorsque le rayon subit une réflexion sur un milieu plus réfringent que son milieu incident .
- Au passage d'un point de convergence (foyer)

6- Surfaces d'onde :

6-1 Définition :

- Une surface d'onde relative à une source ponctuelle S est une surface formée de l'ensemble des points M tels que $(SM) = \text{cste}$. Ces points M sont également tels que

$\varphi(M) = \text{cste}$, les surfaces d'onde sont donc les surfaces équiphases .

- Pour une vibration issue d'une source ponctuelle S se propageant dans un milieu homogène d'indice n : $(SM) = n SM = \text{cste}$ sur une surface d'onde : les surfaces d'onde sont donc des cercles de centre S (ondes sphériques) .

- Onde plane : les surfaces d'onde sont des plans .

Loin de la source , les ondes sphériques peuvent être considérées comme planes .

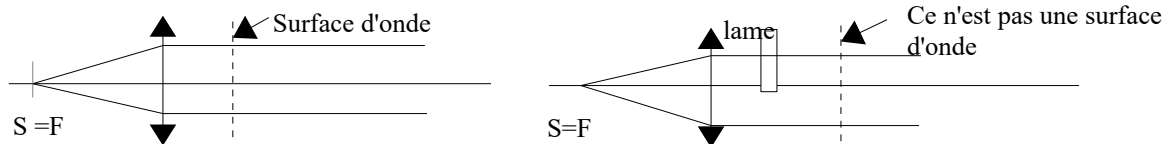
Elles peuvent être également produites en plaçant une source ponctuelle au foyer objet d'une lentille convergente .

- **Conséquence : entre deux surfaces d'onde relatives à une même source , le chemin optique est constant quel que soit le rayon suivi .**

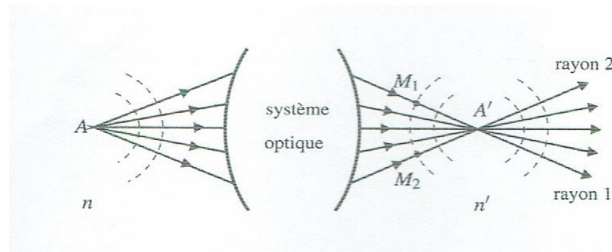
6-2 Th de Malus :

- **Enoncé : après un nombre quelconque de réflexions et réfractions, les rayons d'un faisceau continu issu d'une source ponctuelle sont orthogonaux aux surfaces d'onde en leur point d'intersection .**

Attention : si on place un système optique uniquement sur une partie du faisceau, le théorème n'est plus applicable .



- **Conséquence sur le stigmatisme : un système optique est rigoureusement stigmatique pour un couple de points (A , A') si tout rayon incident sur le système optique passant par A , passe par A' après avoir traversé le système .**



Avant le système optique , les rayons sont des droites passant par A , d'après le théorème de Malus , les surfaces d'onde sont des sphères de centre A . De même, après le système optique les surfaces d'onde sont des sphères de centre A' .On considère deux rayons issus de A convergent en A' . Soient M1 et M2 deux points situés sur ces rayons . Par définition des surfaces d'onde $(AM1) = (AM2)$. De plus , M1 et M2 étant sur la même sphère de centre A' , $M1A' = M2A'$ d'où $(M1A') = (M2A')$.

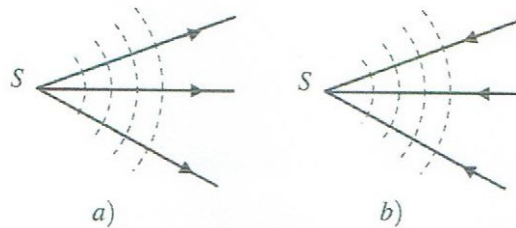
D'où $(AA')_1 = (AM1) + (M1A') = (AM2) + (M2A') = (AA')_2$

Condition de stigmatisme rigoureux : un système optique est rigoureusement stigmatique pour un couple de points (A A') si le chemin optique (AA') est indépendant du rayon lumineux suivi pour aller de A à A' cad (AA') = cste .

7- Onde sphérique – Onde plane :

7-1 Onde sphérique :

Une onde sphérique possède les caractéristiques suivantes :les rayons sont des droites concourantes en un point S et d'après le th de Malus , les surfaces d'onde sont donc des sphères centrées en S .



Ondes sphériques : a) divergente ; b) convergente.

L'amplitude d'une onde sphérique émise par une source S est $A(M) = \frac{B}{SM}$

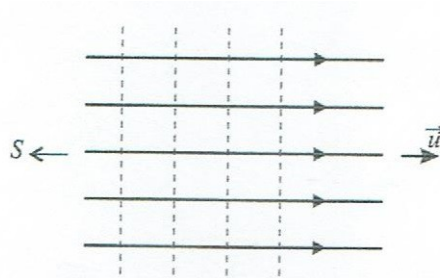
Dans les différents cas étudiés la distance SM pourra être considérée comme quasiment constante d'où $A(M) \approx A_0$ et donc une onde sphérique issue de S pourra s'écrire :

$$s(M, t) = A_0 \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} n SM - \phi_0 \right)$$

7-2 Onde plane :

Une onde plane possède les caractéristiques suivantes :les rayons sont des droites parallèles entre elles et d'après le th de Malus , les surfaces d'onde sont donc des plans orthogonaux à la direction des rayons (plans d'onde) .

Une onde plane peut-être considérée comme une onde provenant d'une source ponctuelle située à l'infini .



Soit une source S située à l'infini à très grande distance de l'origine O telle $\vec{OS} = -r_0 \vec{u}$.

$$SM^2 = |(\vec{SO} + \vec{OM})|^2 = |(\vec{r}_0 \vec{u} + \vec{OM})|^2 = r_0^2 + 2r_0 \vec{u} \cdot \vec{OM} + OM^2$$

Si on considère $r_0 \gg OM$ alors $SM = r_0 \sqrt{1 + 2 \frac{\vec{u} \cdot \vec{OM}}{r_0} + \frac{OM^2}{r_0^2}} \approx r_0 \left(1 + \frac{\vec{u} \cdot \vec{OM}}{r_0} \right) = r_0 + \vec{u} \cdot \vec{OM}$

Le retard de phase en M de l'onde issue de S est donc

$$\phi(M) = \phi(S) + \frac{2\pi n}{\lambda_0} SM = \phi(S) + \frac{2\pi n}{\lambda_0} r_0 + \frac{2\pi n}{\lambda_0} \vec{u} \cdot \vec{OM}$$

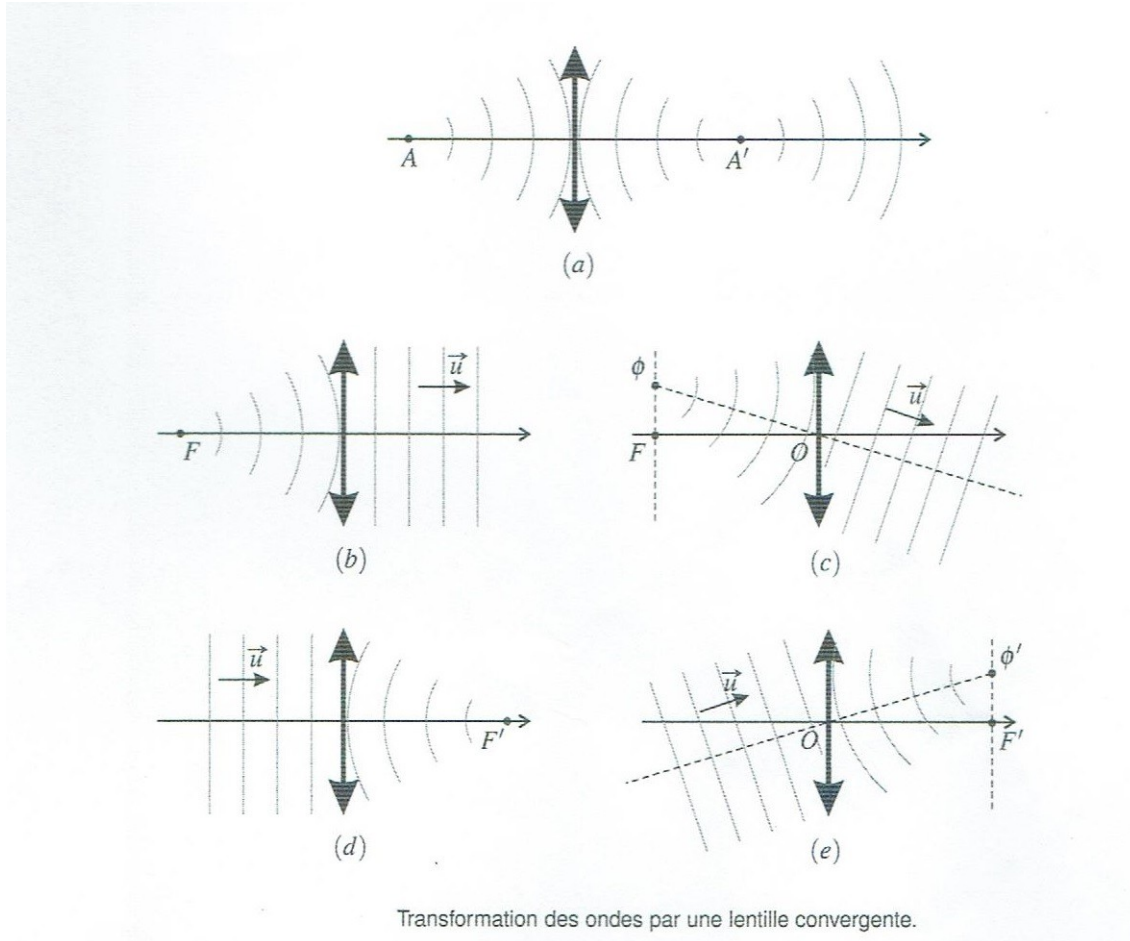
En posant $\phi(0) = \phi_0 = \phi(S) + \frac{2\pi n}{\lambda_0} r_0$ la phase de l'onde à l'origine O , $\phi(M) = \phi_0 + \frac{2\pi n}{\lambda_0} \vec{u} \cdot \vec{OM}$

En admettant que l'amplitude d'une onde plane est une constante , une onde plane s'écrit donc :

→ en notation réelle $s(M, t) = A_0 \cos\left(\omega t - \phi_0 - \frac{2\pi n}{\lambda_0} \vec{u} \cdot \vec{OM}\right)$ $\vec{k} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \vec{u}$ vecteur d'onde

→ en notation complexe $\underline{s}(M, t) = A_0 \exp(-j\phi_0) \exp\left(j\left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda_0} \vec{u} \cdot \vec{OM}\right)\right)$

8- Effet d'une lentille mince dans l'approximation de Gauss :



→ Cas (a) : A est à distance finie et n'est pas sur le foyer objet : l'onde sphérique issue de A après traversée de la lentille devient une onde sphérique de centre A' .

→ Cas (b) et(c) : la source est placée au foyer objet ou dans le plan focal objet de la lentille : l'onde sphérique est transformée en onde plane après traversée de la lentille .

→ Cas (d) et (e) : la lentille est éclairée par une onde plane (cas (d) source à l'infini sur l'axe optique , cas (e) source à l'infini en dehors de l'axe optique) , après traversée de la lentille l'onde devient une onde sphérique de centre F' (cas (d)) ou de centre Φ' foyer image secondaire .

9- Superposition de deux vibrations lumineuses :

Soient deux sources S_1 et S_2 ponctuelles, monochromatiques de pulsations respectives ω_1 et ω_2 .
On suppose qu'en M se superposent deux vibrations issues de S_1 et S_2 .

Le but est de déterminer les conditions sur S_1 et S_2 pour obtenir des interférences.

9-1 Interférences-cohérence :

→ Eclairement résultant :

Terme d'interférence :

On appelle terme d'interférence la quantité $E_{12}(M) = 2K \langle s_1(M, t) s_2(M, t) \rangle$. Des interférences sont visibles si ce terme n'est pas nul en tout point.

→ Sources incohérentes – sources cohérentes :

- Si le terme d'interférence est nul en tout point M , $E_{12} (M) = 0$ alors $E(M) = E_1 + E_2$, l'éclairement en M est la somme des éclairagements : les sources S_1 et S_2 sont dites incohérentes entre elles .
- S'il existe des points M tels que $E_{12} (M) \neq 0$, en ces points $E(M) \neq E_1 + E_2$: les sources S_1 et S_2 sont dites cohérentes entre elles .

9-2 Conditions nécessaires de cohérence :

Deux sources de pulsations différentes sont nécessairement incohérentes entre elles , elles n'interfèrent pas $E(M) = E_1 + E_2$.

L'expérience montre que deux sources de même pulsation (sources synchrones) distinctes sont incohérentes .

9-3 Conditions de cohérence de deux vibrations lumineuses :

a- Cohérence de deux sources :

Une source émet des trains d'onde de durée Δt .

De plus d'un train d'onde à l'autre la phase varie de manière aléatoire .

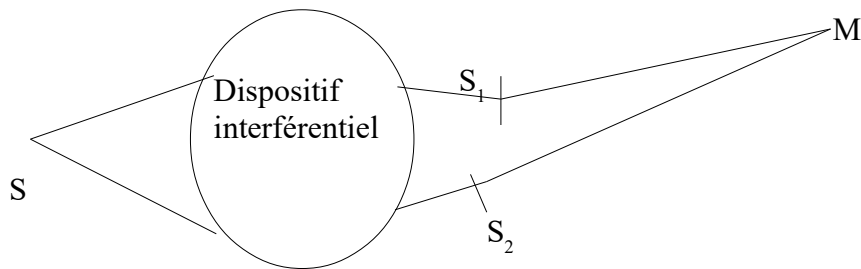
Si on considère deux sources distinctes, $\phi_{S_2} - \phi_{S_1}$ est une fonction aléatoire du temps (peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 2π de manière équiprobable) .

Comme l'éclairement correspond à une moyenne calculée sur un très grand nombre de trains d'onde :

$$\langle \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}((S_2 M) - (S_1 M)) + \phi_{S_2} - \phi_{S_1}\right) \rangle = 0 \quad \text{d'où pour tout M, } E_{12} (M) = 0$$

Pour obtenir des interférences , il faut, à partir d'une source matérielle primaire , créer deux sources secondaires S_1 et S_2 synchrones cohérentes .

b- Différence de chemin optique :



$$\phi_{S_2} - \phi_{S_1} = \frac{2\pi}{\lambda_0} ((SS_2) - (SS_1))$$

La différence de marche, ou différence de chemins optiques $\delta(M)$ entre deux vibrations venant interférer au point M est :

$$\delta(M) = ((SS_2) + (S_2M)) - ((SS_1) + (S_1M)) = (SM)_2 - (SM)_1$$

Pour que le terme d'interférence ne soit pas identiquement nul, il faut que se superposent des trains d'onde identiques (sinon $\phi_{S_2} - \phi_{S_1}$ sera encore une fonction aléatoire du temps). De ce fait, il faut que le décalage temporel entre les vibrations qui interfèrent en M soit inférieur à la durée Δt d'un train d'onde

Si $\tau_2(M)$ et $\tau_1(M)$ désignent les temps mis pour les vibrations pour aller de S à S_2 et S_1 .

Il y aura interférences si $|(\tau_2(M) - \tau_1(M))| < \Delta t$

Soit $|(c\tau_2(M) - c\tau_1(M))| < c\Delta t$ c'est à dire $|((SM)_2 - (SM)_1)| < c\Delta t$

C'est à dire $|(\delta(M))| < c\Delta t = l_c$, l_c étant la longueur de cohérence temporelle de la source .

On peut donc énoncer les conditions de cohérence de deux vibrations lumineuses :

Pour que deux vibrations soient cohérentes il faut :

→ **qu'elles soient issues d'une même source matérielle .**

→ **qu'elles aient même longueur d'onde**

→ **et que leur différence de marche en M soit inférieure à la longueur de cohérence temporelle de la source** $|(\delta(M))| < c\Delta t = l_c$

On considérera ces conditions vérifiées pour la suite .

10- Généralités sur les interférences :

10,1 Formule de Fresnel :

Soit un point M où se superposent deux vibrations cohérentes . En ce point l'éclairement s'écrit :

Cette formule donne l'éclairement en tout point M du domaine où se superposent les ondes issues des deux sources secondaires, ce domaine s'appelle le champ d'interférences .

Remarque :

On peut établir la formule de Fresnel à partir des vibrations complexes :

10,-2 Ordre d'interférence – Franges :

→ On définit **l'ordre d'interférence au point M** par :

→ Franges d'interférence :

Ce sont les surfaces d'égale intensité c'est à dire l'ensemble des points M tels que $p(M) = \text{cste}$ (c'est aussi l'ensemble des points M tels $\delta(M)$ ou $\phi(M)$ soient constantes).

Chaque frange d'interférence est caractérisée par une valeur donnée de l'ordre d'interférence .

→ Les franges brillantes :

Ce sont les franges qui correspondent à un éclairement (ou une intensité) maximum . On dit que les interférences y sont constructives .

Chaque frange brillante est repérée par un ordre d'interférence entier (ou une différence de marche multiple de la longueur d'onde ou un déphasage multiple de 2π).

On passe d'une frange brillante à une frange brillante consécutive en faisant varier l'ordre d'interférence de 1 (ou la différence de marche δ de λ_0 ou le déphasage de 2π).

La frange centrale correspond à la frange d'ordre d'interférence nul .

→ Franges sombres :

Ce sont les franges qui correspondent à un éclairement (ou une intensité) minimum . Les interférences y sont destructives .

Chaque frange sombre correspond à un ordre demi entier (ou à une différence de marche multiple impair de la longueur d'onde ou à un déphasage multiple impair de π)

On passe d'une frange sombre à une frange sombre consécutive en faisant varier l'ordre d'interférence de 1 (ou la différence de marche δ de λ_0 ou le déphasage de 2π).

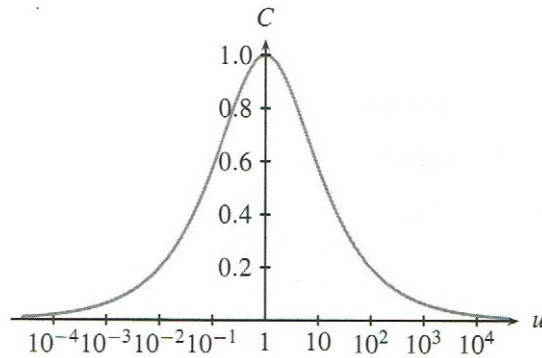
→ Contraste des franges .

L'éclairement minimum peut-être non nul et l'éclairement maximal peut être, dans certains cas, proche de l'éclairement minimum . Les valeurs relatives des éclairements maximum et minimum jouent sur la faculté qu'a un observation à distinguer les franges brillantes des franges sombres .

On caractérise la visibilité des franges d'une figure d'interférence par le facteur de contraste C compris

entre 0 et 1 et qui est défini par :

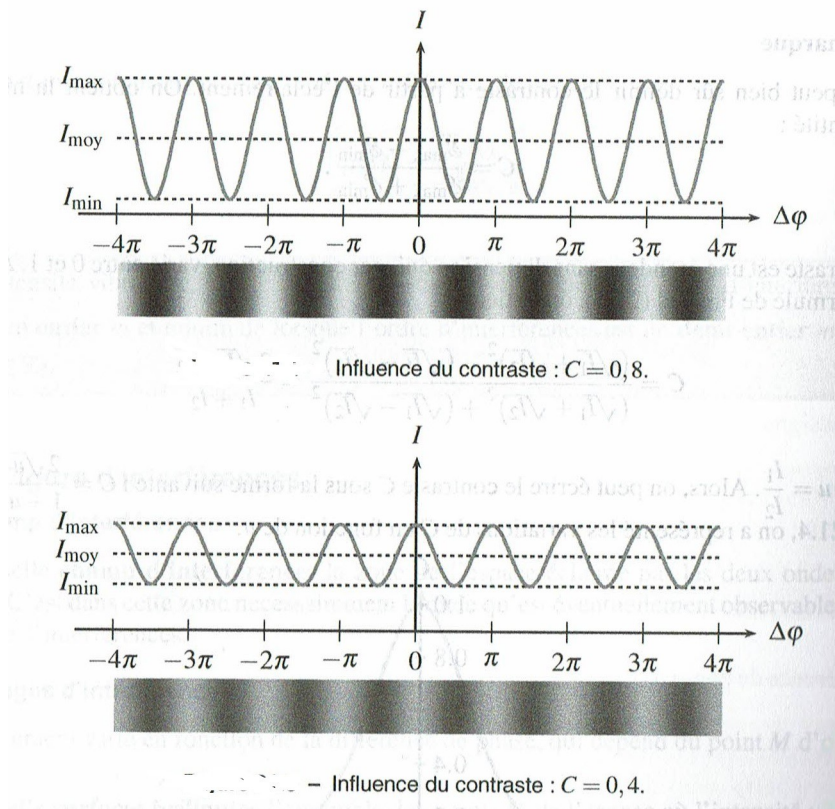
$$C = \frac{E_{maxi} - E_{mini}}{E_{maxi} + E_{mini}} = \frac{2\sqrt{E_1}\sqrt{E_2}}{E_1 + E_2}$$



$$u = \log\left(\frac{E_2}{E_1}\right)$$

Le contraste est maximum lorsque les deux ondes qui interfèrent ont même éclairement c'est à dire même amplitude .

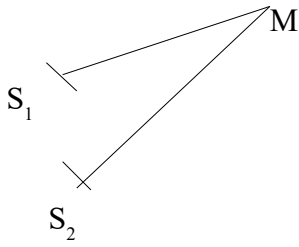
Dans ce cas $E_1 = E_2 = E_0$ et $E(M) = 2E_0(1 + \cos(2\pi p(M)))$, $E_{maxi} = 4E_0$ et $E_{mini} = 0$ les franges sombres sont noires .



Lorsqu'on réalise des interférences, on essaiera de se placer dans une situation où C est proche de 1 :

10-3 Forme géométrique des franges :

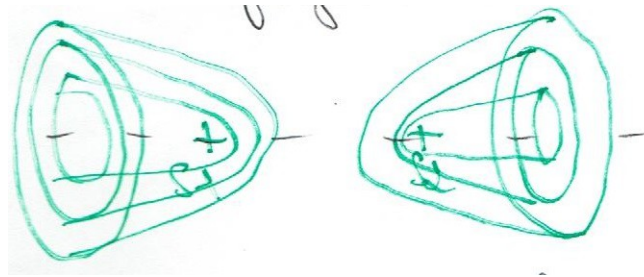
Dans un milieu homogène d'indice n , la différence de marche entre deux vibrations issues de deux sources cohérentes S_1 et S_2 .



$$\delta (M) = n (S_2M - S_1M)$$

Les franges sont constituées de l'ensemble des points M tels que $S_2M - S_1M = \text{cste}$

On obtient des hyperboloïdes de révolution de foyers S_1 et S_2 .

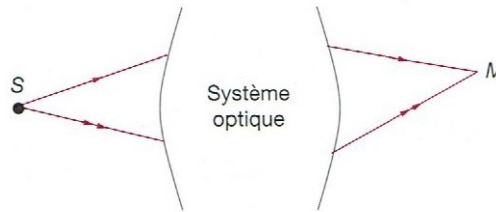


Si on place **un écran parallèle à la direction (S_1S_2)** on observe des branches d'hyperboles mais comme le champ de vision se limite à une zone au voisinage du centre du champ d'interférence, **les franges** apparaissent comme **rectilignes**.

Si on place **un écran orthogonal à la direction (S_1S_2)** on observe des **circles concentriques**.

10-4 Les deux grands types de dispositifs :

→ Dispositifs à division du front d'onde: on isole spatialement 2 parties du faisceau provenant d'une même source : ex trous d'Young



→ Dispositifs à division d'amplitude : un rayon issu de S va donner naissance dans le dispositifs à deux rayons à l'aide, par exemple, d'une lame semi réfléchissante.

