Rappel sur les ondes

I- Définition générale d'une onde progressive (O.P.)

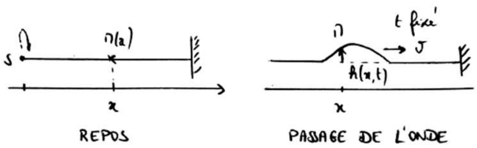
- Ondes progressives : **Modification des propriétés physiques d'un milieu matériel ou immatériel, engendrée par une action locale qui se répercute / se propage d'un point à un autre du milieu, avec une vitesse finie déterminée par les caractéristiques du milieu : au passage de l'onde, chaque point du milieu reproduit, avec un décalage temporel et une éventuelle atténuation, la perturbation originelle engendrée par la source**.

  Cette définition est fatalement un peu "vague" car la notion de propagation d'une onde recouvre une multitude de situations ! Elle cite néanmoins les points essentiels (vitesse caractéristique, perturbation reproduite à l'identique en tout point mais avec des retards).

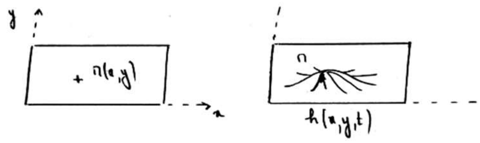
- On distingue les ondes **MECANIQUES** et **ELECTROMAGNETIQUES** :
  - *Onde mécanique :* La modification associée à l'onde est un déplacement de matière ; le milieu de propagation est nécessairement matériel et élastique (déformable).
  - *Onde électromagnétique :* La modification associée à l'onde est l'apparition d'un champ électromagnétique (et éventuellement d'un courant électrique). La propagation peut se faire dans un milieu matériel mais aussi dans le vide.

- Mathématiquement, on associe à l'onde une fonction spatio-temporelle (un « champ ») scalaire $\psi(\vec{r},t)$ ou vectorielle $\vec{\psi}(\vec{r},t)$ caractérisant la modification générée par l'onde dans le milieu en tout point $M(\vec{r})$ à tout instant *t*.
  - $\vec{r}=\vec{0}$ peut correspondre à la position de la source, si elle est ponctuelle, mais pas nécessairement.
  - $t=0$ peut correspondre à l'instant « origine » où l'onde naît au niveau de la source mais pas nécessairement ; c'est plus souvent un instant quelconque arbitrairement choisi pour décrire le phénomène.

- Exemples (1ère approche sommaire) :
  - *Ebranlement d'une corde :* $\psi(\vec{r},t)=h(x,t)$

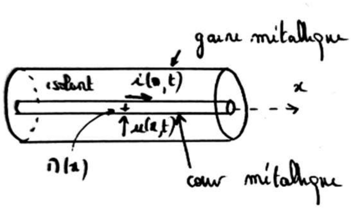


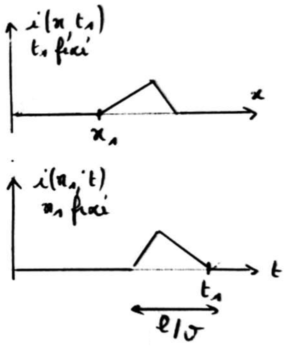
  - *Onde à la surface de l'eau :* $\psi(\vec{r},t)=h(x,y,t)$



  - *Onde de compression / onde sonore :*
    $\psi(\vec{r},t)=p(\vec{r},t)=p(x,y,z,t)$
    où *p* est la surpression acoustique $P-P_{atm}$

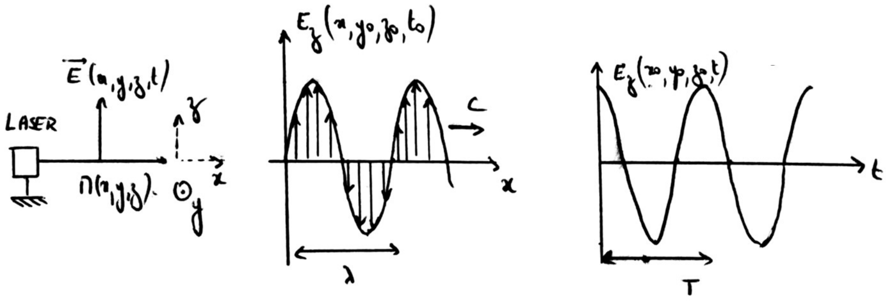
  - *Onde électrique dans un câble coaxial :*
    $\psi(\vec{r},t)=i(x,t)$ ou $u(x,t)$





⇝ *Onde lumineuse :*

$$\vec{\psi}(\vec{r},t)=\vec{E}(x,y,z,t) \text{ ou } \vec{B}(x,y,z,t)$$



- Dans presque chaque cas, mécanique ou électromagnétique, on distingue les ondes **TRANSVERSES et LONGITUDINALES** :
  ⇝ *Onde transverse :* Le déplacement de matière ou le champ vectoriel associé à l'onde est orthogonal à la direction de propagation. Ex : ébranlement sur une corde, onde à la surface de l'eau, onde électromagnétique plane dans le vide.
  ⇝ *Onde longitudinale :* Le déplacement de matière ou le champ vectoriel associé à l'onde est parallèle à la direction de propagation. Ex : onde sonore car il s'agit d'une vibration des couches d'air dans la direction de propagation ; autre ex : onde compression le long d'un ressort.
  Rq : l'onde électrique dans le câble n'est pas concernée par cette distinction puisque, tant qu'on ne s'intéresse pas au champ électromagnétique associée à cette onde, aucune grandeur vectorielle ne lui est associée (i et u sont des scalaires).

- La propagation peut être :
  ⇝ *Unidimensionnelle (« 1D »),* si le milieu de propagation est unidimensionnel (mais pas nécessairement rectiligne), comme une corde ou un câble coaxial. Le champ caractéristique de l'onde est alors fonction d'une seule variable d'espace ; ex : $h(x,t)$ ou $y(x,t)$ pour le déplacement transverse de la corde.
  ⇝ *Bidimensionnelle (« 2D »),* si le milieu de propagation est bidimensionnel, comme la surface d'un plan d'eau ou la surface du globe. Le champ caractéristique de l'onde est alors a priori fonction de deux variable d'espace ; ex : $h(x,y,t)$ ou $z(x,y,t)$ pour le déplacement vertical de la surface de l'eau au passage d'une vague.
  ⇝ *Tridimensionnelle (« 3D »),* si le milieu de propagation est tridimensionnel, comme une onde sonore ou une onde lumineuse. Le champ caractéristique de l'onde est alors a priori fonction de trois variable d'espace ; ex : $p(x,y,z,t)$ pour la surpression acoustique ; $\vec{E}(x,y,z,t)$ dans un cas électromagnétique.

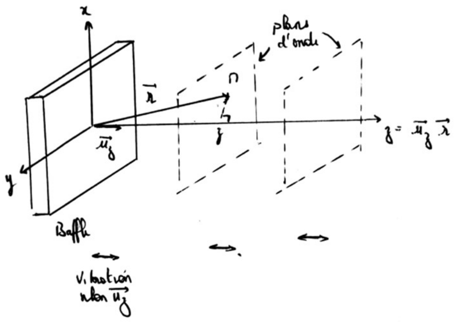
- Dans les cas de propagation 3D, on appelle **SURFACE D'ONDE** toute surface composée de points atteints au même instant par l'onde [1].
  Parmi ces surfaces d'onde, la plus éloignée de la source est appelée **FRONT D'ONDE** et correspond à la perturbation créée dans le milieu au moment où la source a commencé à « émettre ».
  Ces surfaces sont en général quelconques mais il existe deux cas particuliers simples :
  - *Onde PLANE* : Une onde est dite plane si les 2 conditions suivantes sont remplies :
    - En tout point où l'onde est définie, **les surfaces d'onde sont des plans** (plans infinis si le milieu de propagation est infini, plans finis si le milieu est limité, comme dans un guide d'onde)
    - $\psi(\vec{r},t)$ est **constante sur chacun de ces plans**, i.e. ne dépend que de la coordonnée cartésienne le long de la normale à ces plans (et de *t*).

    La normale aux plans d'onde est alors appelée « direction de propagation » de l'onde.
    Selon que cette direction est repérée par un vecteur unitaire de la base cartésienne, par exemple $\vec{u}_z$, ou par un vecteur unitaire $\vec{u}$ quelconque, on a :

    $$\boxed{\psi(\vec{r},t)=\psi(z,t)} \quad \text{ou} \quad \boxed{\psi(\vec{r},t)=\psi(\vec{u}\cdot\vec{r},t)}$$

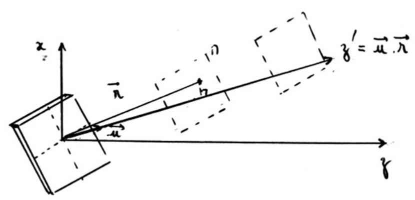
    Il s'agit en général d'une onde modèle, en particulier lorsque le milieu de propagation est infini car elle est alors non limitée spatialement (plans d'onde infinis), ce qui est irréaliste !

    Illustration : onde sonore émise par un baffle plan, en négligeant les effets de bord.

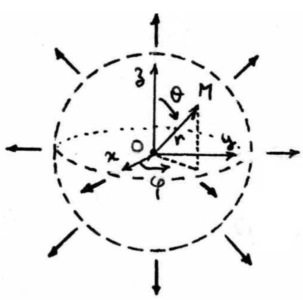
    - Baffle de normale $\vec{u}_z$:
      $$p(\vec{r},t)=p(\cancel{x},\cancel{y},z,t)=p(z,t)=p(\vec{u}_z\cdot\vec{r},t)$$
    - Baffle de normale $\vec{u}$ quelconque :
      ↳ coordonnée cartésienne « adaptée »

    La situation d'onde plane s'apparente à une propagation unidimensionnelle rectiligne !

  - **Onde SPHERIQUE** : Une onde est dite sphérique si les 2 conditions suivantes sont remplies :
    - * Les surfaces d'onde sont des sphères concentriques (centre *O*)
    - * $\psi(\vec{r},t)$ est constante sur chacune de ces sphères, i.e. ne dépend que de la coordonnée sphérique radiale $r = OM$ (et de *t*) :

    Illustration : onde sonore émise par un baffle sphérique.
    $$p(\vec{r},t)=p(r,\cancel{\theta},\cancel{\varphi},t)=p(r,t).$$

    Surface d'onde sphérique

---
[1] Pour une propagation 2D, les surfaces d'onde sont réduites à des courbes ; ex : rides circulaires à la surface d'un étang où l'on a lancé un caillou.

Dans tout ce cours nous envisageons la lumière du POINT DE VUE ONDULATOIRE, c'est-à-dire comme une ONDE ELECTROMAGNETIQUE.

Ordres de grandeurs de la PERIODE T, de la FREQUENCE $\nu = 1/T$ et de la LONGUEUR D'ONDE dans le vide $\lambda = cT$ d'une onde lumineuse monochromatique :

$T \approx 2\ 10^{-15}$ s - $\nu \approx 5\ 10^{14}$ Hz - $\lambda \approx 0{,}5$ µm

II- Propagation, émission et détection de la lumière. RAPPELS & COMPLEMENTS.

A- Propagation et indice optique.

- **Résultat fondamental** :

Lorsqu'une onde se propage et traverse différents milieux, sa période T, donc sa pulsation ω et sa fréquence ν, sont fixées par la source qui a émis l'onde et restent les mêmes quel que soit le milieu de propagation, pourvu qu'il soit linéaire.

Les grandeurs T , $\omega = 2\pi/T$ et $\nu = 1/T$ sont fondamentalement caractéristiques de l'onde.

En revanche la célérité v (la vitesse de phase, en termes électromagnétiques) et donc la longueur d'onde λ dépendent du milieu dans lequel l'onde se propage : on montre en effet que dans un milieu transparent (1), l'onde suit toujours une équation de d'Alembert mais il faut remplacer la permittivité du vide par celle du milieu, qui s'écrit :

$\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$; $\varepsilon_r(\omega)$ est la permittivité relative du milieu qui dépend de ω et est > 1.

- **Conséquences** :

→ Dans un milieu matériel la lumière se propage donc **moins vite** que dans le vide et sa célérité peut s'écrire :

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\varepsilon_r\mu_0}} = \frac{c}{n} \quad \text{où} \quad n = \sqrt{\varepsilon_r} > 1$$ est **l'indice optique** du milieu.

→ Dans un milieu donné, ε_r, donc v et n dépendent de la pulsation ω (ou de la fréquence ν) de l'onde monochromatique considérée : le milieu est donc **dispersif** au sens général où cela a été défini pour une onde électromagnétique.

→ Pour une fréquence donnée, la longueur d'onde dans un milieu matériel est plus courte que dans le vide : $\lambda_{milieu} = \frac{\lambda_{vide}}{n}$.

Pour éviter toute confusion, on convient que lorsqu'on parle de « la » longueur d'onde λ d'une onde lumineuse et qu'on donne une valeur numérique, il est toujours sous-entendu (sauf avis contraire) qu'il s'agit de la longueur d'onde **dans le vide**.

(1) Ceci est vrai dans un milieu isolant et non magnétique, loin de certaines fréquences particulières où l'absorption est non négligeable. Si l'onde a une fréquence proche d'une des fréquences d'absorption du milieu, elle est atténuée au cours de sa propagation selon la loi de Beer-Lambert ; il faut alors utiliser le formalisme de pseudo-OPPM et considérer ε_r comme un nombre complexe de partie imaginaire non nulle (cf. III du chapitre sur la propagation dans un plasma).

- Ci-dessous : exemples d'indices optiques pour quelques milieux dans les conditions normales de température et de pression (0°C ; 1bar) pour un rayonnement de longueur d'onde 589,3 nm (doublet jaune du sodium).

Air	1,00029	Chlorure de sodium (NaCl)	1,544
Glace	1,31	Verre flint léger	1,58
Eau	1,333	Polystyrène	1,59
Alcool éthylique (C_2H_5OH)	1,36	Disulfure de carbone (CS_2)	1,628
Quartz fondu (SiO_2)	1,4584	Verre flint dense	1,66
Tétrachlorure de carbone (CCl_4)	1,46	Verre flint au lanthane	1,80
Térébenthine	1,472	Zircon (ZrO_2SiO_2)	1,923
Benzène (C_6H_6)	1,501	Fabulite ($SrTiO_3$)	2,409
Plexiglas	1,51	Diamant (C)	2,417
Verre crown	1,52	Rutile (TiO_2)	2,907
		Phosphure de gallium	3,50

→ Ordres de grandeur à connaître :

air sec [2] : $n = 1{,}00029$ ⇒ l'air sec est **assimilé au vide** !

eau : $n \approx 1{,}33$

verre : $n \approx 1{,}5$ pour le verre usuel (type « crown ») mais n peut varier de 1,4 à 2 suivant le type de verre (il en existe environ 200 types !)

diamant : $n \approx 2{,}4$: c'est le milieu naturel de plus fort indice optique…

- Les indices précédents ont été donnés pour un rayonnement particulier (doublet jaune du sodium) de longueur d'onde 589,3 nm car, comme nous avons dit, l'indice dépend non seulement du milieu considéré mais aussi, **plus faiblement**, de la fréquence / longueur d'onde (sous-entendu dans le vide) de la lumière qui le traverse :

Exemples :

pour *un* verre (type « flint ») : $n_b = 1{,}682$ à 486,1 nm (bleu)
$n_r = 1{,}658$ à 653,3 nm (rouge)

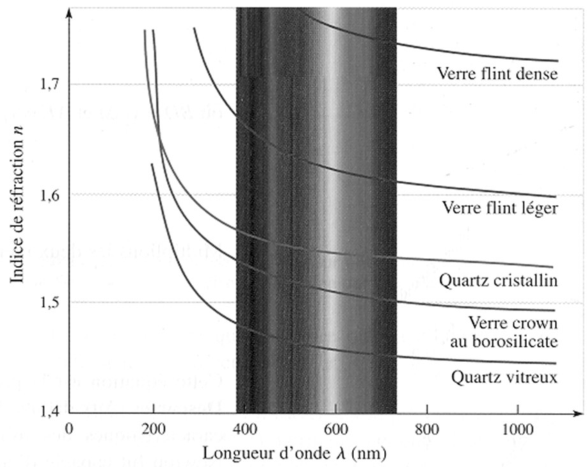
pour l'eau aux mêmes λ : $n_b = 1{,}3371$ et $n_r = 1{,}3311$

→ Pour la plupart des milieux transparents, on rend correctement compte des variations de l'indice avec la longueur d'onde, en première approximation, par la **formule de Cauchy** :

$$\boxed{n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2}} \quad (A \text{ et } B > 0)$$

On retiendra que lorsqu'on parcourt le spectre visible du bleu vers le rouge, la longueur d'onde augmente, donc l'indice diminue :

$$\boxed{\lambda_b < \lambda_r \quad \text{donc} \quad n_b > n_r \quad \& \quad v_b < v_r}$$



[2] dans les conditions normales de température et de pression (0°C ; 1bar) à 589,3 nm (doublet jaune du sodium).

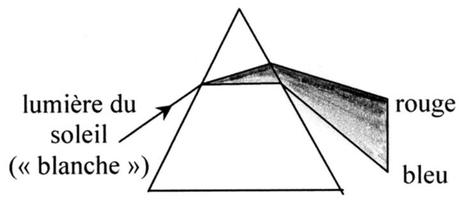
B- Spectres lumineux. Densité spectrale d'intensité lumineuse.

- **Spectre lumineux** :

Un rayonnement lumineux quelconque, comme par exemple le rayonnement qui nous vient du soleil, n'est pas en général monochromatique, ce qui s'observe en le faisant passer à travers un prisme : il se décompose alors spatialement et forme un « spectre » coloré.

Ce phénomène de « dispersion » de la lumière par le prisme est lié à la dépendance de l'indice du verre vis-à-vis de la fréquence de la lumière qui le traverse : l'indice optique intervenant dans la loi de Descartes de la réfraction, cette dépendance, bien que faible, confère en effet au verre la propriété de réfracter différemment les différentes couleurs et donc de disperser / décomposer la lumière polychromatique, à l'instar de gouttelettes d'eau au sein d'un arc-en-ciel. C'est de là que vient le terme général de **dispersion** associé aux milieux où la célérité dépend de la fréquence.

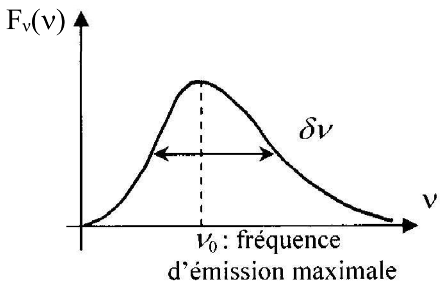
Un rayonnement lumineux quelconque est une **superposition d'ondes lumineuse monochromatiques** de différentes fréquences / longueurs d'onde.



On retrouve une propriété très générale des ondes progressives : elles sont superpositions d'ondes progressives monochromatiques ; la particularité des ondes lumineuses est que cette composition est directement observable grâce à un prisme (ou un réseau) !

- **Densité spectrale d'intensité lumineuse en fréquence :**

Dans le cours d'électromagnétisme portant sur les paquets d'ondes, nous verrons que la composition en fréquences (ou en longueurs d'onde) d'un rayonnement peut être caractérisée mathématiquement par une fonction $a(\nu)$ issue de la décomposition de Fourier du champ électrique qui lui est associé. Cette approche étant plutôt théorique, on opte en optique pour une définition énergétique du spectre : en effet, grâce au prisme, il est possible d'isoler une fraction du rayonnement incident correspondant à un intervalle spectral élémentaire $[\nu\,;\,\nu+d\nu]$ et de mesurer, au luxmètre, l'intensité élémentaire $dI_{\nu\rightarrow\nu+d\nu}$ du rayonnement dans cet intervalle spectral ; cette intensité est infinitésimale car proportionnelle à la largeur $d\nu$ de l'intervalle et, à $d\nu$ fixé, elle varie avec ν suivant la composition fréquentielle du rayonnement



On peut ainsi caractériser le spectre par une grandeur énergétique mesurable, appelée **densité spectrale d'intensité lumineuse** « en fréquence », notée $F_\nu(\nu)$ et définie par la

$$F_\nu(\nu) = \frac{dI_{\nu\rightarrow\nu+d\nu}}{d\nu}$$

→ La fréquence ν_0 qui maximise F_ν est appelée fréquence d'émission maximale.

→ La largeur à mi-hauteur $\delta\nu$ de la courbe associée à F_ν est appelée **largeur spectrale**

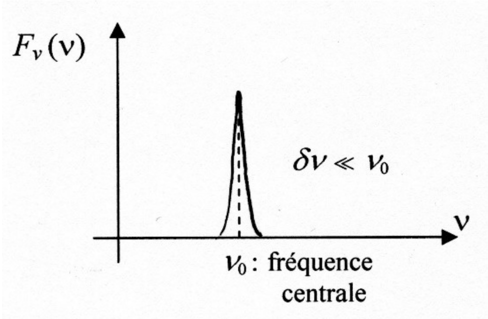
Remarque :

$F_\nu(\nu)$ est directement reliée à la fonction $a(\nu)$, issue de la décomposition de Fourier du champ électrique E, par le théorème de Parseval, car l'intensité I est proportionnelle au carré de E.

- **Spectres continus et spectres « discrets » :**
  En toute rigueur, toutes les sources lumineuses ont un spectre **continu**, comme celui représenté de la page précédente : toutes les fréquences d'une certaine gamme / d'une certaine bande, de largeur caractéristique $\delta\nu$, sont présentes dans le spectre (plus de détails sont fournis au § suivant).

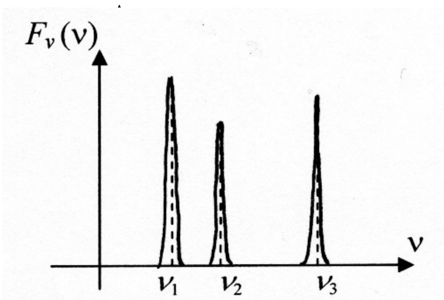
  Dans de nombreux cas, comme celui d'un corps incandescent ou du soleil, la largeur spectrale $\delta\nu$ est du même ordre de grandeur que la fréquence centrale ν_0 ; on parle alors de **spectre « large »**.

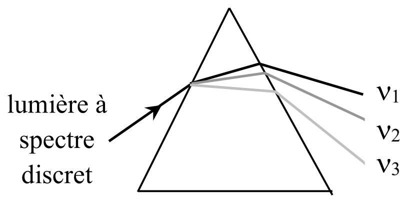
  En revanche, dans le cas de certaines sources comme le laser, la bande de fréquence est très réduite ($\delta\nu \ll \nu_0$) et la courbe $F_\nu(\nu)$ est très piquée autour de la fréquence centrale ν_0 (graphe ci-contre) ; le rayonnement est alors dit **quasi-monochromatique** de fréquence ν_0 et, à certains égards, son spectre peut être considéré comme formé d'une unique fréquence ν_0.



  Ainsi bien qu'elle ne soit pas rigoureusement monochromatique, on associe à une onde quasi-monochromatique une unique vitesse de phase et un unique indice optique lors de l'étude de sa propagation dans un milieu dispersif.

  Enfin, certaines sources, comme une lampe spectrale, émettent des superpositions discrètes d'ondes quasi monochromatiques ; le spectre d'une telle source est donc composé d'un ensemble de pics très fins centrés sur certaines fréquences particulières, et est de ce fait qualifié de **discontinu** ou de **discret**. On parle également de **spectre de « raies »**, car lorsqu'on disperse





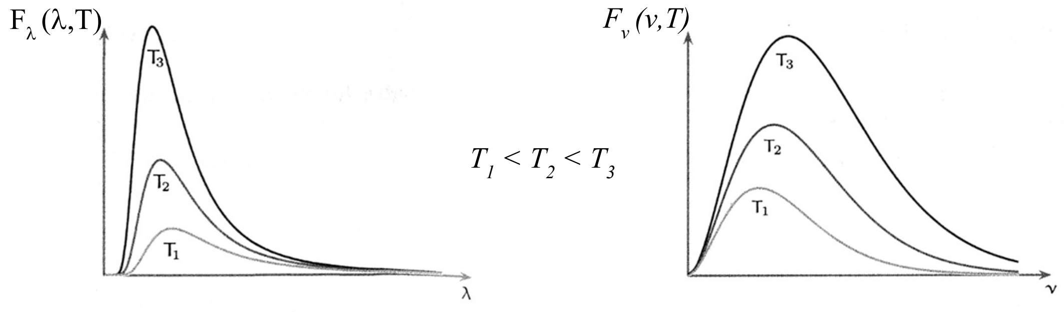
  une telle lumière à l'aide d'un prisme, on observe des raies de couleur associées à ces fréquences particulières et non un arc-en-ciel continu comme dans le cas d'une lumière dont le spectre est continu.
  Notons que les raies ne sont pas nécessairement toutes de la même intensité. C'est d'ailleurs une des grandes limites de l'optique ondulatoire classique de ne pouvoir expliquer l'existence, ni prévoir l'intensité de ces raies spectrales. Il faut pour cela faire appel à la mécanique quantique…

• **Densité spectrale d'intensité lumineuse en longueur d'onde :**

Lorsqu'on caractérise une source par sa densité spectrale d'intensité lumineuse, il est possible de favoriser la longueur d'onde (dans le vide) plutôt que la fréquence ; on s'intéresse alors à l'intensité de l'onde dans un intervalle spectral [λ ; $\lambda+d\lambda$] et on travaille à partir de la densité spectrale d'intensité lumineuse « en longueur d'onde », **qui diffère de la densité spectrale en fréquence**, et est définie par :

$$\boxed{F_\lambda(\lambda) = \frac{dI_{\lambda\to\lambda+d\lambda}}{d\lambda}}$$

On donne ci-dessous l'allure de $F_\lambda(\lambda)$ et $F_\nu(\nu)$ pour le spectre du rayonnement thermique émis par un corps chauffé, qui dépend de sa température ; remarquez « l'inversion d'allure » observée entre F_λ et F_ν :



Complément : **Quel lien exact existe-t-il entre $F_\lambda(\lambda)$ et $F_\nu(\nu)$?**

- Pour que les approches en longueur d'onde et en fréquence soient cohérentes, il faut que $dI_{\lambda \to \lambda+\delta\lambda} = dI_{\nu \to \nu+\delta\nu}$ lorsque les deux intervalles $[\lambda\,;\,\lambda+\delta\lambda]$ et $[\nu\,;\,\nu+\delta\nu]$ correspondent exactement au même intervalle spectral, c'est-à-dire lorsque :
  - ces deux intervalles sont centrés sur la même composante monochromatique :
    il faut pour cela que : $\underline{\lambda = c\,/\,\nu}$.
  - ces deux intervalles ont la même largeur spectrale :
    pour traduire cette condition, effectuons un raisonnement différentiel : une variation infinitésimale de fréquence $d\nu$, à partir de la fréquence centrale ν, correspond à une variation infinitésimale de longueur d'onde $d\lambda = d\,(c\,/\,\nu) = -\,c\,/\,\nu^2\,d\nu$, à partir de la longueur d'onde centrale $\lambda = c\,/\,\nu$; il est logique d'obtenir des signes opposés pour $d\lambda$ et $d\nu$ puisqu'une augmentation de fréquence correspond à une diminution de longueur d'onde. Au premier ordre, cette relation est vraie, en valeur absolue, pour les largeurs spectrales $\delta\lambda$ et $\delta\nu$ qui sont définies positives ; les deux intervalles ont donc la même largeur si : $\underline{\delta\lambda = c\,/\,\nu^2\;\delta\nu}$.

Dans ces conditions, $dI_{\lambda\to\lambda+d\lambda}$ s'écrit : $dI_{\lambda\to\lambda+d\lambda} = F_\lambda(\lambda)\delta\lambda = F_\lambda\left(\frac{c}{\nu}\right)\frac{c}{\nu^2}\delta\nu$

d'où, par indentification avec : $dI_{\nu\to\nu+d\nu} = F_\nu(\nu)\delta\nu$

nous obtenons : $\boxed{F_\nu(\nu) = F_\lambda\left(\frac{c}{\nu}\right)\frac{c}{\nu^2}}$

Ce lien peut également s'écrire « en sens inverse » : $F_\lambda(\lambda) = F_\nu\left(\frac{c}{\lambda}\right)\frac{c}{\lambda^2}$

- Une autre façon, plus mathématique, d'aborder ce problème est de dire que, pour l'ensemble du spectre, l'intensité associée à l'onde s'écrit sous forme de deux intégrales :

$$I = \int_{\lambda=0}^{\infty} F_\lambda(\lambda)\times d\lambda = \int_{\nu=0}^{\infty} F_\nu(\nu)\times d\nu$$

Le lien entre $F_\lambda(\lambda)$ et $F_\nu(\nu)$ peut alors s'obtenir par le changement de variable $\lambda = c\,/\,\nu$ dans la première des deux intégrales ci-dessus :

$$I \;=\; \int_{\lambda=0}^{\infty} F_\lambda(\lambda)\times d\lambda \underset{\substack{\text{Changement de variable}\\ \lambda=\frac{c}{\nu}\qquad d\lambda=-\frac{c}{\nu^2}d\nu \\ \lambda=0\,\leftrightarrow\,\nu=\infty \\ \lambda=\infty\,\leftrightarrow\,\nu=0}}{=} \int_{\nu=\infty}^{0} -F_\lambda\left(\frac{c}{\nu}\right)\times\frac{c}{\nu^2}d\nu \underset{\substack{\text{Changement}\\ \text{de sens de}\\ \text{l'intégrale}}}{=} \int_{\nu=0}^{\infty} \frac{c}{\nu^2}F_\lambda\left(\frac{c}{\nu}\right)\times d\nu$$

$$= \int_{\nu=0}^{\infty} F_\nu(\nu)\times d\nu$$

$$\Rightarrow \boxed{F_\nu(\nu) = \frac{c}{\nu^2}F_\lambda\left(\frac{c}{\nu}\right)}$$

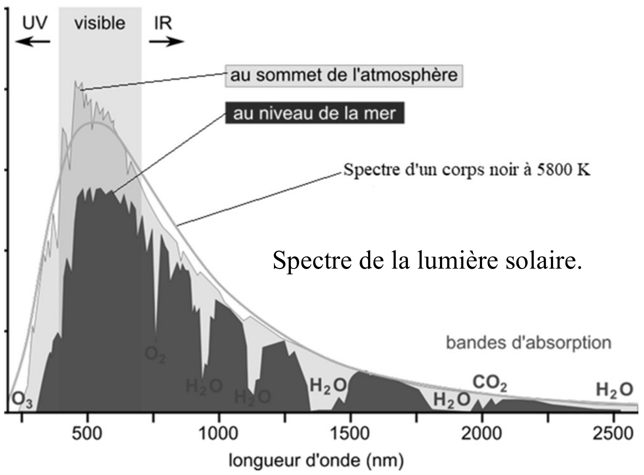
C- Sources lumineuses.

Nous allons décrire les sources lumineuses dites « primaires », c'est-à-dire qui émettent réellement de la lumière. Rappelons qu'un objet quelconque (feuille de papier, arbre, lune…) est vu par l'œil, non pas parce qu'il émet de la lumière, mais parce qu'il diffuse une lumière extérieure qui l'éclaire ; c'est une source « secondaire ».

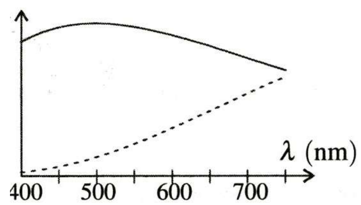
Soleil. *A connaitre, sauf les détails du spectre*

- Constitution : le Soleil est une boule de gaz, essentiellement de l'hydrogène et de l'hélium, dont la température de surface moyenne est d'environ 5800 K, et qui émet donc un « rayonnement thermique » dans le visible (cf. cours de thermo).
- Spectre : **le spectre de la lumière émise est continu** et peut, en première approximation, être assimilé à celui d'un corps noir de température 5800 K, centré sur une longueur d'onde d'environ 0,5 µm (couleur verte).

  En réalité, le spectre est complexe (voir figure ci-dessous) et il faut distinguer selon que l'on observe au sommet de l'atmosphère ou au niveau du sol, car l'atmosphère réfléchit et absorbe le rayonnement sélectivement selon la longueur d'onde.



Spectre de la lumière solaire.



Spectre de la lumière d'une lampe à filament restreint au domaine visible (trait pointillé) comparé au spectre simplifié de la lumière solaire (trait plein).

Lampes à filament incandescent (anciennes ampoules), feu, braises. *A connaitre*

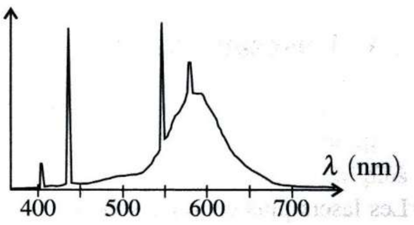
- Constitution : corps chauffé à une température supérieure à 800 K pour qu'une partie du rayonnement thermique soit visible (l'essentiel étant dans l'IR). Dans le cas d'une lampe à incandescence, il s'agit d'un filament de tungstène parcouru par un intense courant électrique et donc chauffé par effet Joule jusqu'à atteindre 2500 K à 3000 K.
- Spectre : **le spectre de la lumière émise est continu**, centré dans l'IR proche sur une longueur d'onde d'autant plus faible que la température du filament est élevée : à 800 K le rayonnement visible perçu est rouge, à 2500 K il est jaune / blanc. L'allure typique des spectres est celle présentée à la page précédente ; voir également le spectre ci-dessus que l'on a volontairement restreint au domaine visible.

Lampes basse consommation & tubes fluorescents. *Pour la culture*

- Constitution : longs tubes repliés (lampes basse consommation) ou non (tubes fluorescents, à tort appelés « néons » [(4)]), contenant une vapeur d'atomes (du mercure en général) et dont la face interne est recouverte d'un produit fluorescent. Des décharges électriques excitent les atomes de mercure (comme dans une lampe spectrale) qui émettent dans l'UV, puis ce rayonnement est converti en lumière visible par la substance fluorescente.
- Spectre : le spectre de la lumière émise est complexe et dépend de la (des) substance(s) fluorescente(s) choisies (voir plus bas) ; l'effet visuel peut être blanc ou coloré.

Diodes électroluminescentes (LED). *Pour la culture*

- Les LED fonctionnent sur le même principe que les tubes fluorescent, seule l'origine de la l'émission diffère : une raie bleue assez large est émise par une diode à jonction de semi-conducteurs (jonction de deux semi-conducteurs dopés différemment), puis ce rayonnement est converti en une lumière de couleur souhaitée par une substance fluorescente. L'émission primaire provient de la recombinaison d'électrons et de trous à la jonction entre les deux semi-conducteurs formant la diode (processus inverse du fonctionnement d'une photodiode).



Spectre d'une lampe basse consommation.

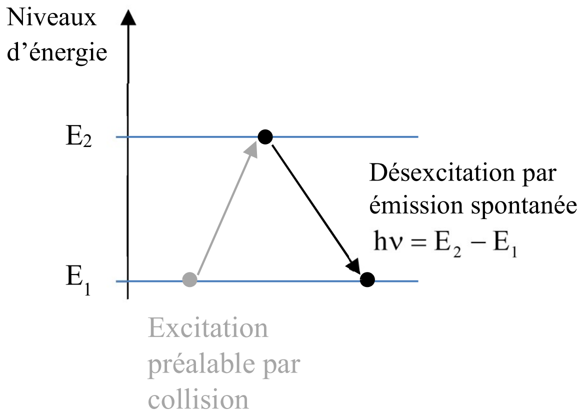


Schéma du processus d'émission dans une lampe

Lampes spectrales. *A connaitre, sauf les détails concernant les largeurs des raies*

- Constitution : vapeur d'atomes (mercure Hg, sodium Na, cadmium Cd…[(5)]) dont les électrons sont excités par des décharges électriques ou des collisions et se désexcitent de façon radiative, c'est-à-dire en émettant de la lumière ; on dit que **l'émission est spontanée.**
- Spectre : les niveaux d'énergie dans l'atome étant discrets, on obtient une lumière ne comportant quasiment que les fréquences caractéristiques des transitions entre les niveaux. Par exemple pour une transition entre un niveau excité d'énergie E_1 et le

---

(4) Les vraies lampes à néon, c'est-à-dire les tubes à décharge contenant du néon, ne sont pas fluorescentes et ont une couleur rouge directement liée aux raies spectrales émises par le néon ; elles servent comme enseignes lumineuses.

(5) Deux exemples : dans le cas du cadmium, on observe 4 raies d'égale intensité : une rouge, une verte, une bleue, et une bleue-violet, dont la superposition conduit à une lumière émise de couleur bleue-vert. Dans le cas du sodium, on observe quelques raies d'intensité moyenne + deux raies jaune-orange très intenses dont les longueurs d'onde sont extrêmement proches : on parle du « doublet jaune » du sodium.

fondamental d'énergie E_0, le photon emporte une énergie $E_1 - E_0$, ce qui correspond à une onde de fréquence très précise : $\nu_0 = (E_1 - E_0)/h$ où h est la constante de Planck.

Le spectre de la lumière émise est **discontinu / discret** ; c'est un **spectre de « raies ».**

- Largeur des raies : la lumière émise lors d'une transition est **quasi-monochromatique** avec une largeur caractéristique telle que : $\delta\nu / \nu_0 \approx 10^{-3}$ à 10^{-5}.

Le caractère non rigoureusement monochromatique malgré la relation $\nu_0 = (E_1 - E_0)/h$ est justifié, en premier lieu, par la mécanique quantique via le principe d'indétermination « temps-énergie » de Heisenberg : le temps de vie τ_v du niveau excité E_1 étant fini, il existe une indétermination ΔE_1 sur la valeur de l'énergie de ce niveau, telle que $\Delta E_1 \times \tau_v \gtrsim h$; cette indétermination signifie que l'énergie du photon émis peut se trouver dans l'intervalle $(E_1 - E_0) \pm \Delta E_1$ et donc être associé à la fréquence $\nu_0 \pm \Delta\nu$ avec $\Delta\nu = (\Delta E_1 / h) \gtrsim 1/\tau_v$. En d'autres termes, il existe une **largeur spectrale minimale $\delta\nu_{min} \approx (1/\tau_v)$**, appelée « **largeur naturelle** » de la raie d'émission.

En pratique, la largeur mesurée $\delta\nu$ est supérieure à cette largeur naturelle pour deux raisons : les **collisions** entre atomes et **l'effet Doppler** [(6)].

Laser (et diodes laser). *A connaitre dans les grandes lignes*

- L.A.S.E.R. signifie Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, c'est-à-dire : **AMPLIFICATION DE LA LUMIERE PAR EMISSION STIMULEE**.
  - Le cœur du LASER est une vapeur d'atome ou un solide appelée « milieu actif » que l'on excite (par des décharges électriques ou optiquement) afin de réaliser une **inversion de population**, c'est-à-dire de faire passer la majorité des atomes de l'état fondamental E_0 à un état excité E_1 ; on appelle cette opération un **pompage**. Comme dans les lampes spectrales, ces atomes ont alors tendance à se désexciter par émission spontanée, donc à émettre une onde quasi-monochromatique de fréquence $\nu_0 = (E_1 - E_0)/h$.

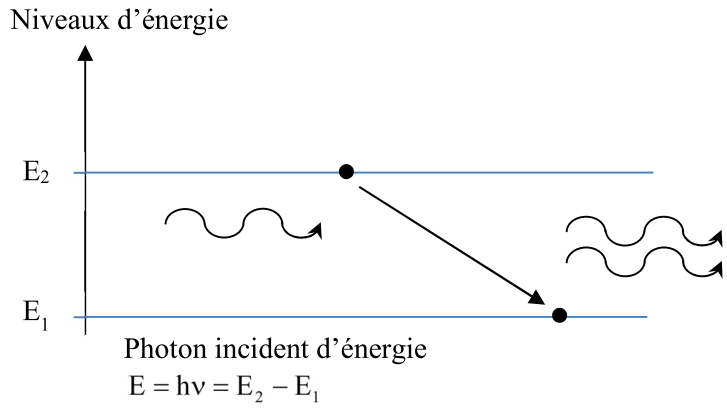
---

(6) Les atomes qui émettent sont en mouvement (agitation thermique) et subissent des collisions les uns sur les autres ; or, quand un atome excité subit une collision, celle-ci provoque sa désexcitation immédiate ; ainsi, si la durée typique τ_{coll} entre deux collisions est inférieure à τ_v, tout se passe comme si le temps de vie effectif de l'état excité était τ_{coll} et on a donc $\delta\nu \approx (1/\tau_{coll}) \gtrsim (1/\tau_v)$.

Tout ce qui précède est vrai dans le référentiel où l'atome émetteur est au repos ; comme l'atome est en mouvement par rapport à l'observateur, il se produit un effet Doppler et l'observateur perçoit alternativement une fréquence plus faible ou plus basse que ν_0 selon que l'atome s'éloigne ou s'approche de lui, ce qui « élargit » la raie spectrale (on parle d'élargissement Doppler).

-

Principe de l'émission stimulée



Désexcitation qui s'accompagne de l'émission d'un photon EXACTEMENT identique au photon incident

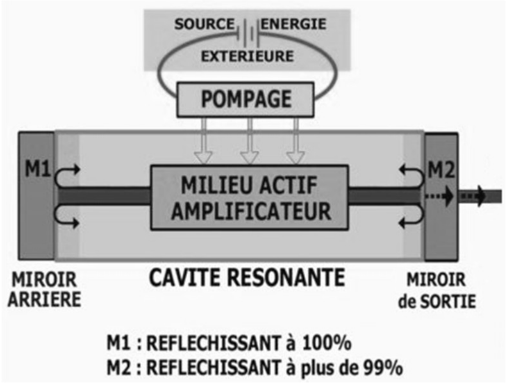
- Le milieu actif est placé dans une **cavité optique** dont un des miroirs est parfaitement réfléchissant et l'autre légèrement transparent pour laisser sortie le faisceau (figure ci-dessous). Cette cavité confine longtemps les photons émis dans le milieu et on observe alors un phénomène très particulier appelé **émission stimulée** : lorsqu'il passe à proximité d'un atome excité, un photon de fréquence ν_0 accordée à la transition va « stimuler » (c'est-à-dire provoquer) la désexcitation de cet atome. Ce sont l'inversion de population et le confinement lié à la cavité qui permettent d'obtenir massivement l'émission stimulée plutôt que l'émission spontanée.

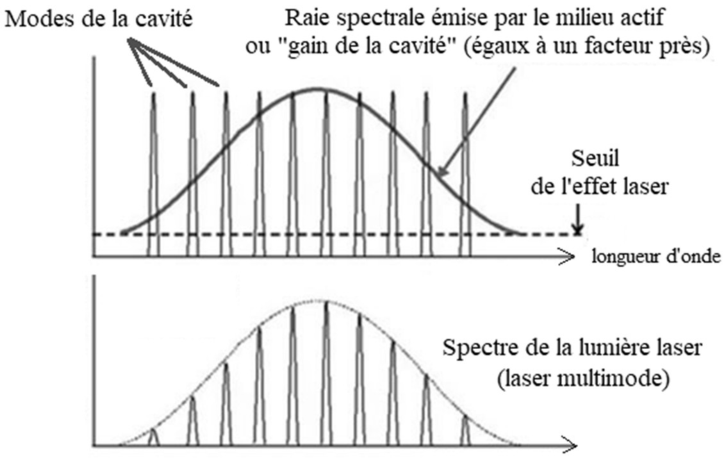
  L'intérêt de cette émission stimulée, par rapport à une émission spontanée, est que tous les photons émis sont corrélés :

  - Ils ont tous la même direction, ce qui confère au LASER sa **grande directivité** (a contrario une lampe spectrale émet de manière isotrope) et permet d'obtenir un **faisceau de très petite section et de grande puissance surfacique**, propriété la plus connue des LASER et à l'origine de nombreuses applications (perçage, micro chirurgie…).
  - En termes ondulatoires, les ondes provenant de différents points de la cavité LASER ont des phases à l'origine corrélées, ce qui confère au laser sa **cohérence spatiale** (cf. suite du cours ;
    a contrario une lampe spectrale est spatialement incohérente) et permet d'observer des interférences délocalisées avec une grande luminosité et un grand contraste (cf. suite du cours).

- Enfin, on pourrait penser que le spectre de la lumière LASER est proche de celui d'une raie spectrale : fréquence piquée sur $\nu_0 = (E_1 - E_0)/h$ et largeur $\delta\nu \approx 1/\tau_v$ où τ_v est le temps de vie du niveau excité ; mais en réalité la cavité sélectionne, « à l'intérieur » de cette raie spectrale, une ou plusieurs sous-fréquences particulières appelées « **modes du LASER** », qui se présentent sous forme de **raies spectrales ultrafines** (voir figure ci-dessus) dont la largeur dépend du coefficient de réflexion du miroir de sortie de la cavité (cf. DM sur la cavité électromagnétique réelle).

  Ainsi, le spectre de la lumière LASER se compose a priori de plusieurs raies spectrales très proches les unes des autres et ultra fines (on parle de LASER « multimodes »), et parfois d'une seule raie (on dit alors que le laser est « monomode ») : son spectre est alors constitué d'une raie de fréquence très proche de $\nu_0 = (E_1 - E_0)/h$ mais de largeur beaucoup plus faible $1/\tau_v$, typiquement 1000 fois plus faible ! La lumière laser est donc ce qui se rapproche le plus d'une lumière idéalement monochromatique.





- En conclusion, les propriétés remarquables de l'onde lumineuse émise par un laser sont :

> 1) sa grande directivité et sa grande puissance surfacique, grâce à l'émission stimulée ;
> 2) sa cohérence spatiale (cf. suite du cours), grâce à l'émission stimulée également ;
> 3) sa grande finesse spectrale, grâce à la présence de la cavité,
> donc sa grande cohérence temporelle (cf. suite du cours).

- Le laser couramment utilisé en TP est le LASER à gaz **hélium - néon** qui émet à 632,8 nm dans le rouge. Il existe aujourd'hui de nombreux lasers émettant dans l'infrarouge et le visible, le plus difficile étant d'atteindre le bleu et les plus faibles longueurs d'onde (mais les physiciens ne sont pas à court d'idée : ils utilisent des cristaux non linéaires appelés oscillateurs paramétriques optiques, qui permettent de doubler la fréquence d'une onde lumineuse qui les traverse…)

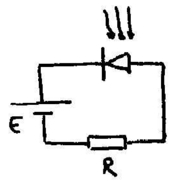
- On utilisera d'autres sources de lumière LASER appelées **DIODES LASER** qui, contrairement aux LASER précédemment décrits, ne fonctionnent pas selon le principe du pompage d'un milieu actif mais qui, comme la LED, exploitent une jonction de semi-conducteurs (d'où le nom de « diodes » laser).

D- Détecteurs.

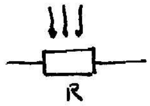
- Les détecteurs usuels sont tous sensibles à la **moyenne du carré du champ électrique** ou encore à la **l'énergie électrique moyenne** transportée par l'onde lumineuse. En effet :

> 1) Des expériences réalisées sur des ondes stationnaires où les ventres de champ électrique et les ventres de champ magnétique ne sont pas confondus, ont clairement montré que ces détecteurs sont directement sensibles au champ électrique et non au champ magnétique.
> 2) Tous ces détecteurs sont « quadratiques » c'est-à-dire qu'ils ne sont pas sensibles directement au champ électrique mais à son carré, ou encore à l'énergie électrique transportée par l'onde.
> 3) La période des phénomènes optiques, typiquement $\approx 2\ 10^{-15}$ s, est infime vis-à-vis des temps de réponse de tous les détecteurs existants, qui sont au minimum de 1 μs. Ainsi, les détecteurs sont incapables de mesurer la valeur instantanée du carré du champ et ne donnent accès qu'à la **moyenne du carré du champ sur une durée correspondant à leur temps de réponse**.

- Les détecteurs usuels sont les suivants :
  - **L'œil** ! Temps de réponse ≈ 0,1 s (*à connaitre*).
  - La **photodiode** (*à connaitre*) : c'est une diode qui, lorsqu'elle est « polarisée en inverse », débite un courant proportionnel à l'intensité lumineuse qu'il reçoit : c'est le fonctionnement inverse de celui d'une LED ! Elle est à la base de la réalisation des luxmètres.

    Temps de réponse ≈ 1 ms pour une photodiode utilisée au lycée (et ≈ 1 µs pour les plus rapides).
  - Le **capteur CCD** (*à connaitre*) : ensemble de petites photodiodes collées les unes contre les autres et formant un réseau unidimensionnel (barrette CCD) ou bidimensionnel et permettant donc une détection spatiale de l'intensité lumineuse. Ce sont les capteurs utilisés dans les appareils photo et caméras numériques. [7]
  - La **photorésistance** (*pour la culture*) : c'est un morceau de semi-conducteur qui s'enrichit en porteurs de charges lorsqu'on l'éclaire, d'où une résistance électrique qui chute avec l'intensité lumineuse reçue.

  - Le **photomultiplicateur** (*pour la culture*) : c'est un appareil très sensible (et très coûteux, environ 5000 € !) capable de détecter des flux lumineux infimes : chaque photon qui entre dans l'appareil crée une réaction en chaîne qui produit des électrons, donc un courant mesurable (à l'heure actuelle, les plus performants sont capables de détecter les photons un par un…).

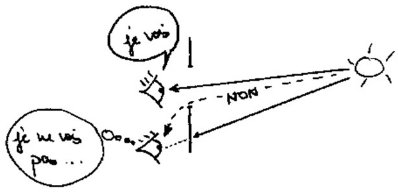
[7] CCD signifie : Coupled Charge Device.

E- Approximation de l’optique géométrique.

• Bref rappel sur l’optique géométrique :

Si la longueur d’onde λ est négligeable devant la taille des obstacles (objets, ouvertures) rencontrés par la lumière, on peut considérer que l’information lumineuse / l’énergie lumineuse se propage le long d’une courbe bien précise appelée **rayon lumineux**. [8]

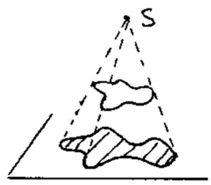
Dans un milieu **homogène**, c’est-à-dire dont l’indice optique est le même en tout point, ces rayons lumineux sont des **droites**. Ceci est une évidence du quotidien !



De plus, les rayons lumineux sont **indépendants** :
l’information apportée par un rayon n’influe en rien sur celle apportée par un autre rayon.

A partir de cette notion de rayon lumineux et des lois qui régissent sa propagation, on décrit le trajet de la lumière en termes purement géométriques, d’où le nom **d’optique géométrique**.

Un exemple direct d’application de l’optique géométrique en milieu homogène est la formation, derrière un objet éclairé, d’une OMBRE homothétique de celui-ci (schéma ci-contre).



• Validité de l’optique géométrique :

Cette description n’est qu’une **approximation de l’optique ondulatoire**, valable dans la limite où la longueur d’onde λ est totalement négligeable devant la taille des obstacles (objets, ouvertures) rencontrés par la lumière [9] et, dans tous les cas, lorsqu’on se place loin des bords de l’ombre géométrique.

→ Lorsqu’on essaie, par exemple, de faire passer la lumière par un diaphragme de taille égale à quelques λ, les prédictions de l’optique géométrique se révèlent fausses et on observe le phénomène purement ondulatoire de **diffraction** de la lumière, duquel résulte un éclairement non nul dans des zones d’ombre géométrique.

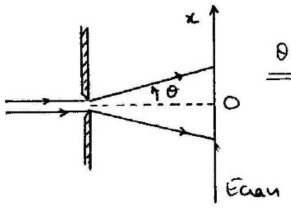
→ Même lorsqu’un objet éclairé est de taille $\gg \lambda$, on observe au voisinage immédiat de la limite entre ombre et lumière une zone d’oscillation de l’éclairement en contradiction avec l’optique géométrique ; ceci dit, la taille de la zone concernée est très faible et cet effet ne sera plus évoqué.

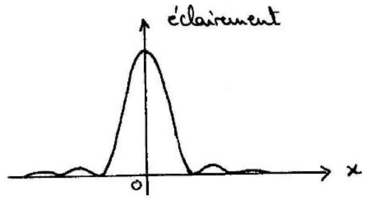
---

(8) Nous verrons que les rayons lumineux s’apparentent aux lignes de champ du vecteur de Poynting de l’onde. Ainsi, l’optique géométrique découle de l’optique ondulatoire et ne doit pas être rapprochée du point de vue corpusculaire.

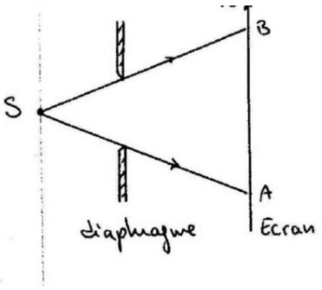
(9) λ étant de l’ordre de la fraction de micromètre, les effets de diffraction sont peu visibles dès que les obstacles et ouvertures sont de taille supérieure au millimètre, ce qui n’est pas très restrictif en pratique.
D’un point de vue théorique, on dit parfois que l’optique géométrique est la limite de l’optique ondulatoire « quand λ tend vers zéro », tout comme la mécanique classique est la limite de la mécanique quantique quand $\hbar$ tend vers zéro…

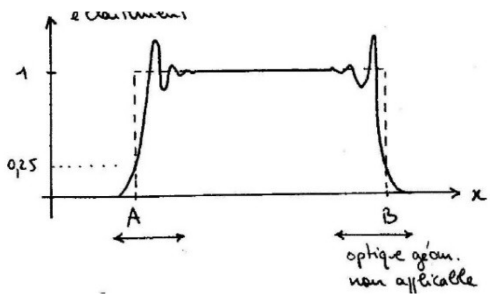
Diaphagme de taille
$D \approx \lambda$:





Diaphagme de taille
$D >> \lambda$:





Enfin, on exclut également de l'optique géométrique les **systèmes interférométriques** pour lesquels le principe d'indépendance des rayons lumineux est mis en défaut (interférences $\Rightarrow$ lumière + lumière = obscurité !! cf. suite du cours).

- **Lois de Snell - Descartes :**

Nous avons vu que **dans un milieu homogène, la propagation est rectiligne**. Les lois de Snell – Descartes, découvertes indépendamment par Snell (1621) et Descartes (1637), décrivent ce qui se passe lorsqu'un rayon arrive sur un **dioptre**, c'est-à-dire à l'interface entre 2 milieux homogènes d'indices différents.

En effet, lorsqu'un rayon lumineux **incident**, se propageant dans un milieu d'indice n_1, arrive sur un dioptre, il donne en général naissance à un rayon **réfléchi**, qui repart dans le même milieu d'indice n_1 en sens inverse, ainsi qu'à un rayon **transmis** ou **réfracté**, qui passe dans le milieu d'indice différent n_2. Pour décrire le trajet des rayons réfléchi et réfracté, on définit :

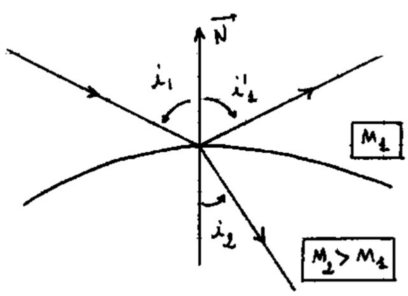
– le **point d'incidence** : point de contact du rayon incident sur le dioptre.
– la **normale** $\vec{N}$ au dioptre au point d'incidence.
– le **plan d'incidence** : plan formé par $\vec{N}$ et le rayon incident.
– $\left\{\begin{array}{ll} i_1 \ \textbf{l'angle d'incidence} : & \text{angle entre la normale et le rayon incident.} \\ i'_1 \ \textbf{l'angle de réflexion} : & \text{angle entre la normale et le rayon réfléchi.} \\ i_2 \ \textbf{l'angle de réfraction} : & \text{angle entre la normale et le rayon réfracté.} \end{array}\right.$

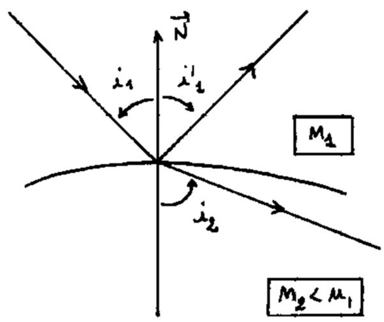
Les lois sont alors les suivantes :

1ère loi de la réflexion :	Le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence.
2ème loi de la réflexion :	$i'_1 = i_1$.

1ère loi de la réfraction :	Le rayon réfracté est dans le plan d'incidence.
2ème loi de la réfraction :	$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$.

<u>Schémas illustratifs</u> :
Les schémas sont plans compte tenu des 1ères lois.





Remarquons enfin que ces lois de Snell-Descartes ne donnent aucune information sur les proportions d'énergie réfléchie et réfractée, qui dépendent d'ailleurs de l'angle d'incidence : la proportion d'énergie réfléchie augmente avec l'angle d'incidence ; seule une étude électromagnétique approfondie permet d'étudier cet aspect du problème (hors programme).

• **Phénomène de réflexion totale :**

Analysons naïvement la seconde loi de la réfraction : $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$.

→ <u>si $n_2 > n_1$:</u> alors i_2 existe $\forall i_1$ et $i_2 < i_1$: il y a toujours un rayon réfracté et celui-ci se rapproche de la normale.

→ <u>si $n_2 < n_1$:</u> alors $i_2 > i_1$: le rayon réfracté doit s'éloigner de la normale, ce qui n'est pas possible pour des valeurs trop élevées de i_1. On n'observe pas toujours un rayon réfracté !

Mathématiquement : i_2 n'existe que si $\sin(i_2) = \frac{n_1}{n_2}\sin(i_1) < 1$ donc si

$\boxed{i_1 < i_{1max} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)}$.

Ainsi, si $n_2 < n_1$, il existe un angle d'incidence limite i_{1max} au-delà duquel il n'y a plus de rayon réfracté : c'est le phénomène de **réflexion totale**.

– si $i_1 < i_{1max}$: i_2 existe ; il y a réfraction.
– si $i_1 = i_{1max}$: $i_2 = \frac{\pi}{2}$; la réfraction est « rasante ».
– si $i_1 > i_{1max}$: i_2 n'existe plus ; la réflexion est totale.

<u>En concours, ce phénomène de réflexion totale se démontre par contraposé (ou l'absurde) :</u>

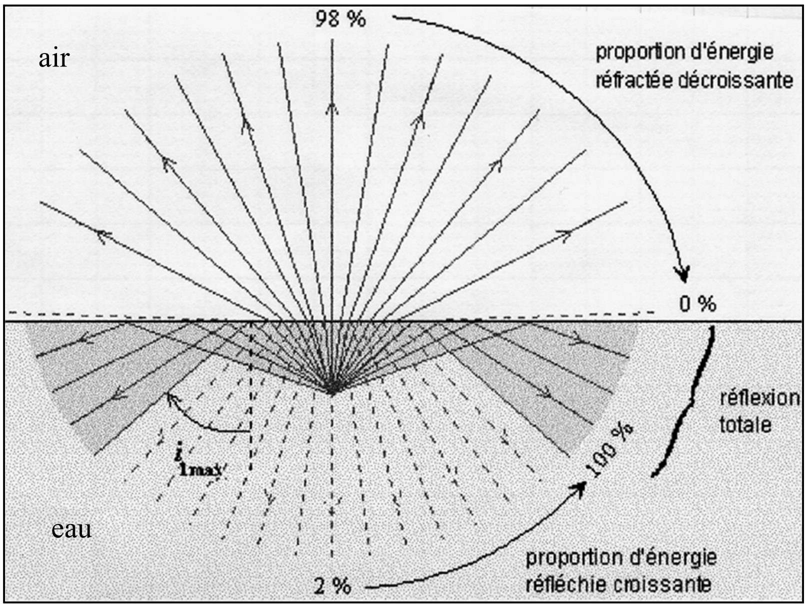
Supposons $n_2 < n_1$, s'il existe un rayon réfracté ; $\frac{n_1}{n_2}\sin(i_1) = \sin(i_2) \leq 1$ et donc

$\sin(i_1) \leq \frac{n_2}{n_1} < 1$

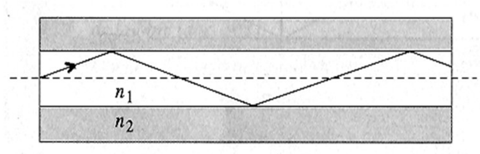
Ainsi si $\sin(i_1) > \frac{n_2}{n_1} = \sin(i_{1max})$ il ne peut y avoir de réfraction.

Une justification plus complète relèverait du cours d'électromagnétisme (hors programme), qui permettrait en outre de calculer le pourcentage d'énergie réfléchie et transmise en fonction de l'angle d'incidence (voir illustration ci-dessous) et de prouver que pour $i_1 > i_{1max}$ une onde évanescente est générée dans le milieu interdit (phénomène mis en évidence par Newton).

Exemples :
interface eau-air : $i_{1max} \simeq 48°$ ($n = 1,33$)
interface verre-air : $i_{1max} \simeq 42°$ ($n = 1,5$)
interface diamant-air : $i_{1max} \simeq 25°$ ($n = 2,4$) pas facile de sortir du diamant…

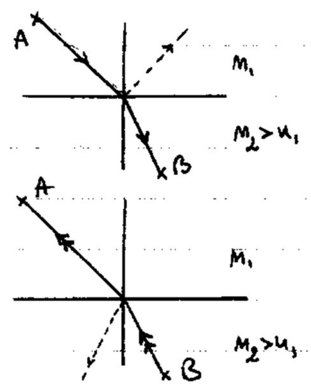


Ce phénomène est, entre autres [11], à la base du guidage de la lumière par les fibres optiques à saut d'indice qui sont constituées d'une partie centrale (le « cœur ») d'indice optique élevé, entourée d'une gaine d'indice plus faible : la lumière se propage dans le cœur sans s'en échapper car les réflexions sur l'interface avec la gaine sont totales.



- **Principe de retour inverse de la lumière** :

Le trajet suivi par la lumière pour aller d'une source située en A à un récepteur situé en B est le même que celui qu'elle suivrait pour aller d'une source située en B à un récepteur situé en A.



Ce principe est en accord avec les lois de Snell-Descartes et est vérifié quel que soient le nombre et la nature des dioptres traversés. Mais il ne concerne pas les pertes par réflexion.

[11] Eclairage non aveuglant des piscines, aspect scintillant des diamants, etc…