

OD6 – Physique du laser

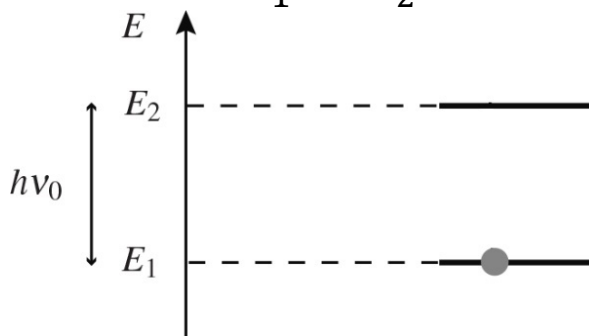
6.4 Introduction à la physique du laser		
6.4.1 Milieu amplificateur de lumière		
Absorption, émission stimulée, émission spontanée.	Distinguer les propriétés d'un photon émis par émission spontanée ou stimulée.	
Coefficients d'Einstein.	Associer l'émission spontanée à la durée de vie d'un niveau excité. Utiliser les coefficients d'Einstein dans le cas d'un système à plusieurs niveaux non dégénérés.	
Amplification d'ondes lumineuses par émission stimulée.	Justifier qualitativement la nécessité d'une inversion de population pour parvenir à amplifier une onde électromagnétique dans un laser.	
6.4.2 Propriétés optiques d'un faisceau spatialement limité		
Description simplifiée d'un faisceau de profil gaussien : waist, longueur de Rayleigh, ouverture angulaire.	Justifier qualitativement l'inadéquation du modèle de l'onde plane pour décrire un faisceau laser. Utiliser l'expression fournie du profil radial d'intensité. Construire l'allure d'un faisceau de profil gaussien à partir de l'enveloppe d'un faisceau cylindrique et d'un faisceau conique. Exploiter qualitativement le phénomène de diffraction pour relier le waist et l'ouverture angulaire du faisceau à grande distance.	
Transformation à l'aide d'une lentille d'un faisceau cylindrique en faisceau conique et réciproquement. Élargisseur de faisceau.	Déterminer la dimension et la position de la section minimale du faisceau émergeant d'une lentille éclairée par un faisceau cylindrique.	

I – Les interactions lumière-matière

I-1) Système à deux niveaux d'énergie

On s'intéressera à un système à deux niveaux d'énergie : E_1 et E_2 tel que $E_2 > E_1$, non dégénérés (c'est-à-dire que le système est dans un seul état possible pour chacun de ces deux niveaux).

On notera N_1 la population (Nombre d'atomes par unité de volume) du niveau d'énergie E_1 et N_2 la population de celui d'énergie E_2 . La population totale $N = N_1 + N_2$ est constante.



Dans un premier temps, on suppose que seules les fréquences voisines de ν_0 telles que :

$$E_2 - E_1 = h\nu_0$$

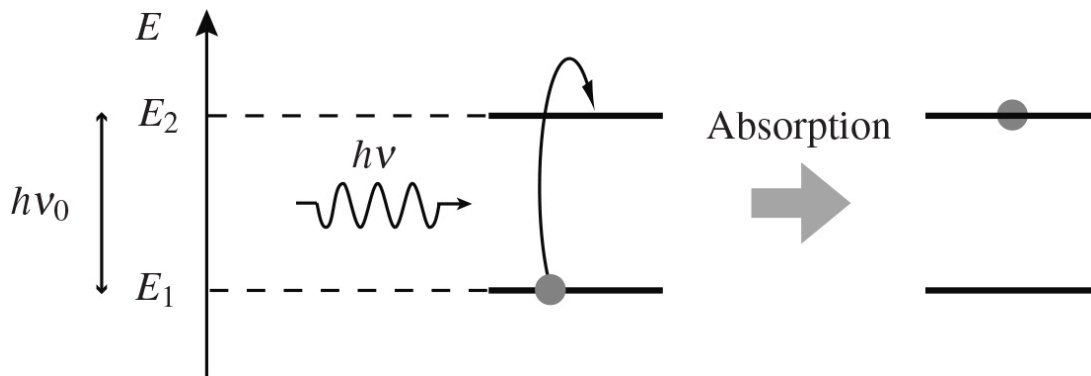
ont une probabilité appréciable d'interagir avec le système.

I-2) Absorption

Einstein proposa de manière phénoménologique l'existence de trois processus élémentaires d'interaction entre la lumière et la matière.

- L'émission spontanée ;
- L'émission induite (ou stimulée) ;
- L'absorption.

Un système initialement dans l'état d'énergie inférieure absorbe un photon pour passer dans le niveau supérieur. Ceci constitue le phénomène d'absorption. La lumière a perdu de l'énergie au profit de la matière.



Le taux de variation de la population N_1 est proportionnel à :

- La population N_1
- La densité spectrale d'énergie par unité de volume $u_{\omega_0}^0$ déjà rencontrée dans le cours sur le rayonnement, lié à la prise en compte des photons dans ce processus.

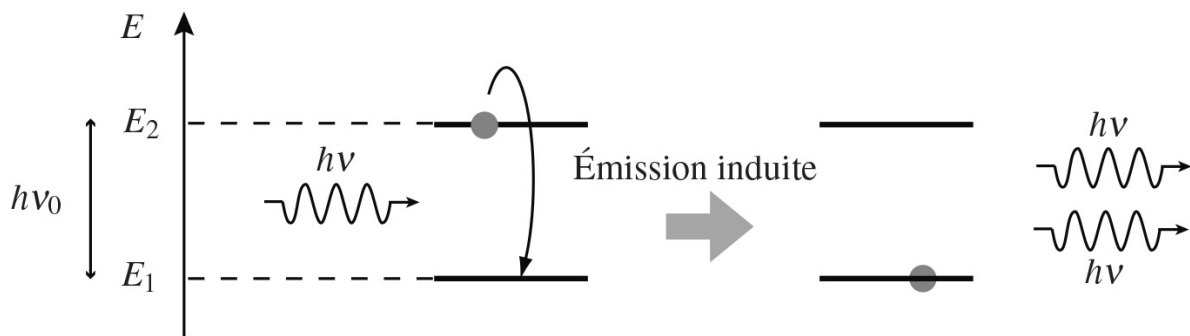
Le coefficient de proportionnalité entre ces différentes grandeurs est le coefficient d'Einstein pour l'absorption.

Le taux de variation de la population s'exprime à l'aide du coefficient d'Einstein pour l'absorption B_{12} :

$$\left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{abs} = - \left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{abs} = -B_{12} u_{\omega_0}^0 N_1 < 0$$

I-3) Emission stimulée (ou induite)

Considérons un atome dans le niveau 2. Le champ électromagnétique présent peut provoquer la désexcitation vers le niveau 1 et induire ainsi l'émission d'un photon d'énergie $\hbar\omega_0$ s'il existe de l'énergie électromagnétique à la pulsation ω_0 .



Le taux de variation de la population du niveau 2 dû à l'émission induite s'écrit à l'aide du coefficient d'Einstein sur l'émission stimulée :

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{ei} = - \left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{ei} = -B_{21} u_{\omega_0}^0 N_2 < 0$$

On admet que le photon émis par émission induite (ou stimulée) a des caractéristiques identiques à celles des autres photons :

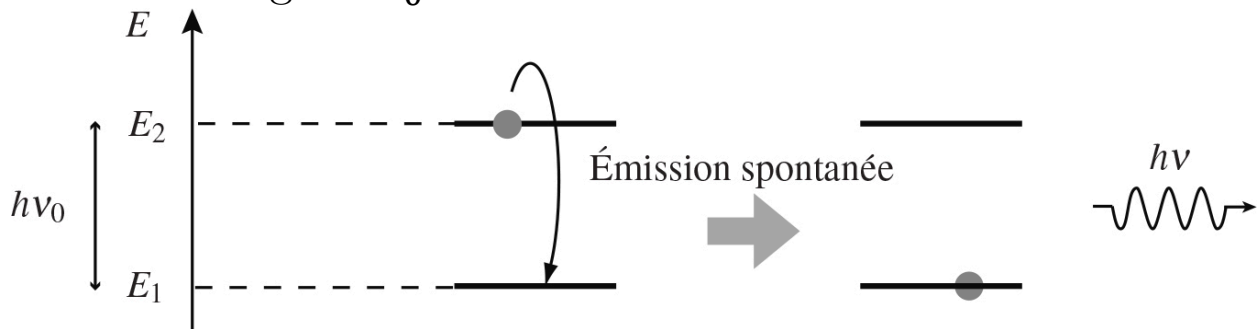
- Même énergie (même fréquence),
- Même impulsion (imposée par le mode) donc même direction de propagation,

- Même polarisation,
- Même phase.

I-4) Emission spontanée

a) Principe

Considérons maintenant un atome dans le niveau 2. Cet état n'étant pas celui de plus basse énergie, on s'attend intuitivement à ce que l'atome revienne spontanément dans le niveau 1 en émettant un photon d'énergie $\hbar\omega_0$.



La probabilité de cet événement (par unité de temps) est indépendante de la présence de photons donc la fonction $u_{\omega_0}^0$ n'apparaît pas dans son expression :

Le taux de variation de la population du niveau 2 dû à l'émission spontanée s'écrit à l'aide du coefficient d'Einstein sur l'émission spontanée A_{21} :

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{es} = - \left. \frac{dN_1}{dt} \right|_{es} = -A_{21} N_2 < 0$$

Nous admettrons que le photon émis par émission spontanée a les propriétés suivantes :

- Fréquence aléatoire voisine de ν_0 ,
- Direction aléatoire,
- Polarisation aléatoire,
- Phase aléatoire.

b) Durée de vie de l'état excité

Nous avons supposé jusqu'ici que seuls des photons de fréquence vérifiant : $E_2 - E_1 = h\nu_0$ pouvaient interagir avec l'atome. Cela suppose que les énergies E_2 et E_1 sont parfaitement définies. D'après l'inégalité de Heisenberg temps-énergie :

$$\delta E \delta t \geq \frac{\hbar}{2}$$

Cela signifie que la durée de vie du niveau excité est infinie : cette hypothèse n'est pas réaliste car l'émission spontanée limite la durée de vie de l'état excité. En effet :

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{es} = -A_{21} N_2 \Rightarrow N_2 = N_2(0)e^{-A_{21}t}$$

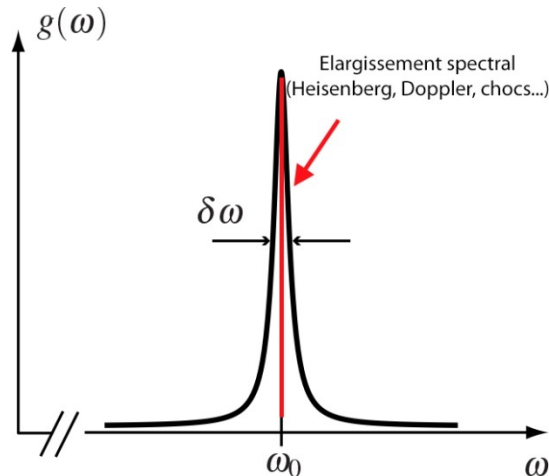
Cette loi de décroissance exponentielle montre que la durée de vie du niveau 2 est de l'ordre de :

$$\tau = \frac{1}{A_{21}}$$

Dans ces conditions, l'inégalité de Heisenberg impose une indétermination de E_2 dans un intervalle :

$$\delta E \tau \sim \frac{\hbar}{2} \Rightarrow \delta \omega \sim \frac{1}{2\tau} \sim \frac{A_{21}}{2}$$

Avec l'effet Doppler, et les chocs c'est une des causes principales de l'élargissement des raies.



I-5) Les coefficients d'Einstein

a) Bilan de population

En regroupant les différents termes on obtient :

$$\begin{aligned}\frac{dN_2}{dt} &= -A_{21} N_2 - B_{21} u_{\omega_0}^0 N_2 + B_{12} u_{\omega_0}^0 N_1 \\ \Leftrightarrow \frac{dN_2}{dt} &= -N_2 A_{21} + u_{\omega_0}^0 (B_{12} N_1 - B_{21} N_2)\end{aligned}$$

A l'aide de cette relation et de la loi de Planck, on peut trouver une relation entre les coefficients d'Einstein qui dépendent seulement de la transition considérée.

b) Relations entre les coefficients

Considérons le cas particulier d'atomes en équilibre avec le rayonnement thermique de température T uniquement. C'est un corps noir à l'équilibre qui vérifie :

$$\begin{aligned}\frac{dN_2}{dt} &= 0 \\ \Leftrightarrow u_{\omega_0}^0 &= \frac{N_2 A_{21}}{B_{12} N_1 - B_{21} N_2} \\ \Leftrightarrow u_{\omega_0}^0 &= \frac{A_{21}}{B_{12} \frac{N_1}{N_2} - B_{21}}\end{aligned}$$

Or, à l'équilibre thermique à la température T (en kelvin), le rapport des populations des deux niveaux est donné par le facteur de Boltzmann :

$$\begin{aligned}\frac{N_1}{N_2} &= e^{-\frac{E_1 - E_2}{k_B T}} = e^{\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} = e^{\frac{\hbar \omega_0}{k_B T}} \\ \Rightarrow u_{\omega_0}^0 &= \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\frac{\hbar \omega_0}{k_B T}} - B_{21}}\end{aligned}$$

Or dans le chapitre sur le rayonnement thermique on a vu que :

$$u_{\lambda_0}^0(T) = \frac{8\pi\hbar c}{\lambda_0^5} \frac{1}{e^{\frac{\hbar c}{\lambda_0 k_B T}} - 1}$$

Et par définition :

$$du^0 = u_{\lambda_0}^0 d\lambda = u_{\omega_0}^0 d\omega$$

$$\text{Or } \omega = 2\pi \frac{c}{\lambda_0} \Rightarrow du^0 = u_{\omega_0}^0 2\pi \frac{c}{\lambda_0^2} d\lambda$$

D'où :

$$\begin{aligned} u_{\lambda_0}^0(T) &= \frac{8\pi\hbar c}{\lambda_0^5} \frac{1}{e^{\frac{\hbar c}{\lambda_0 k_B T}} - 1} = 2\pi \frac{c}{\lambda_0^2} \frac{A_{21}}{B_{12} e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}} - B_{21}} \\ &= 2\pi \frac{c}{\lambda_0^2} \frac{A_{21}}{B_{12}} \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}} - \frac{B_{21}}{B_{12}}} \\ \Rightarrow \begin{cases} \frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{4\hbar}{\lambda_0^3} = \frac{4\hbar}{\left(2\pi \frac{c}{\omega_0}\right)^3} = \frac{\hbar\omega_0^3}{\pi^2 c^3} \\ B_{12} = B_{21} \end{cases} \end{aligned}$$

Dans le cas des niveaux d'énergie non dégénérées, les coefficients d'Einstein sont tels que :

$$\begin{cases} \frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{4\hbar}{\lambda_0^3} = \frac{\hbar\omega_0^3}{\pi^2 c^3} \\ B_{12} = B_{21} \text{ (A savoir)} \end{cases}$$

II – Nécessité d'une inversion de population

II-1) Bilan de puissance

Considérons un ensemble d'atomes avec des populations par unité de volume N_1 et N_2 respectivement dans l'état (1) et dans l'état excité (2). Un rayonnement de pulsation ω traverse ce milieu sous

forme d'onde plane.

On définit les puissances volumiques suivantes :

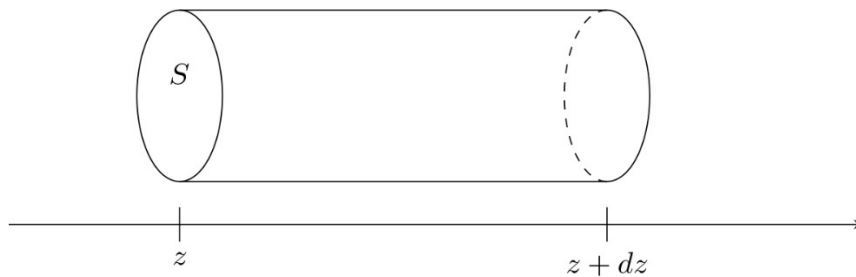
- Puissance volumique émise :

$$p_{\text{émis}} = - \left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{\text{émis}} \hbar\omega = \overbrace{B_{21} u_{\omega}^0 N_2 \hbar\omega}^{p_{\text{stim}}} + \overbrace{A_{21} N_2 \hbar\omega}^{p_{\text{spon}}}$$

- Puissance volumique absorbée :

$$p_{\text{abs}} = - \left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{\text{abs}} \hbar\omega = + B_{12} u_{\omega}^0 N_1 \hbar\omega$$

- Puissance volumique de pertes p_{pertes} : ce terme inclut toute forme de pertes d'énergie électromagnétique pour toute cause différente de l'absorption de l'état (1) vers l'état (2).



Effectuons alors le bilan de l'énergie du champ électromagnétique entre t et $t + dt$ pour un système mésoscopique de section S compris entre z et $z + dz$;

$$dU = \delta Q_{\text{éch}} + \delta Q_c$$

Où

$$\begin{cases} dU = (u_{\omega}^0(z, t + dt) - u_{\omega}^0(z, t)) S dz = \frac{\partial u_{\omega}^0(z, t)}{\partial t} S dz dt \\ \delta Q_{\text{éch}} = I(z, t) S dt - I(z + dz, t) S dt = - \frac{\partial I(z, t)}{\partial z} S dz dt \\ \delta Q_c = (p_{\text{émis}} - p_{\text{abs}} - p_{\text{pertes}}) S dz dt \end{cases}$$

Donc :

$$\frac{\partial u_{\omega}^0(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = p_{\text{émis}} - p_{\text{abs}} - p_{\text{pertes}}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial u_{\omega}^0(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = (N_2 - N_1)B_{21} \hbar\omega u_{\omega}^0 - p_{\text{spon}} - p_{\text{pertes}}$$

Or :

$$I = \langle II \rangle = c u_{\omega}^0$$

D'où le bilan :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = (N_2 - N_1)B_{21} \frac{\hbar\omega}{c} I - p_{\text{spon}} - p_{\text{pertes}}$$

On pose g le gain par unité de longueur :

$$g = (N_2 - N_1)B_{21} \frac{\hbar\omega}{c} = k(N_2 - N_1)$$

d'où le bilan :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = g I - p_{\text{spon}} - p_{\text{pertes}}$$

L'intensité lumineuse $I(z, t)$, d'une onde plane qui se propage à la vitesse c dans un milieu matériel à deux niveaux d'énergie E_1 et E_2 de populations par unité de volume N_1 et N_2 , suit la loi :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial z} = g I - p_{\text{spon}} - p_{\text{pertes}}$$

Où le gain par unité de longueur vérifie :

$$g = k(N_2 - N_1)$$

II-2) Inversion de population

a) Condition d'amplification

Considérons un régime permanent, sans pertes et dans lequel on néglige le phénomène d'émission spontanée alors :

$$\frac{\partial I}{\partial z} = g I$$

Qui s'intègre en : $I(z) = I_0 e^{g z}$

Pour que le système soit amplificateur il faut que :

$$\begin{aligned} I(z) &> I_0 \\ \Rightarrow g &> 0 \\ \Rightarrow N_2 &> N_1 \end{aligned}$$

b) Population à l'équilibre thermique

A l'équilibre thermique :

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} < 1$$

Par conséquent un milieu à l'équilibre thermique est atténuateur, et il faut donc faire en sorte que $\frac{N_2}{N_1} > 1$ pour avoir un milieu amplificateur.

Pour arriver à cette amplification on réalise un pompage optique à l'aide d'énergie extérieure, afin de réaliser cette inversion de population.

A l'équilibre thermique la condition d'amplification n'est pas réalisée. Il faut donc générer une inversion de population pour que le milieu soit amplificateur :

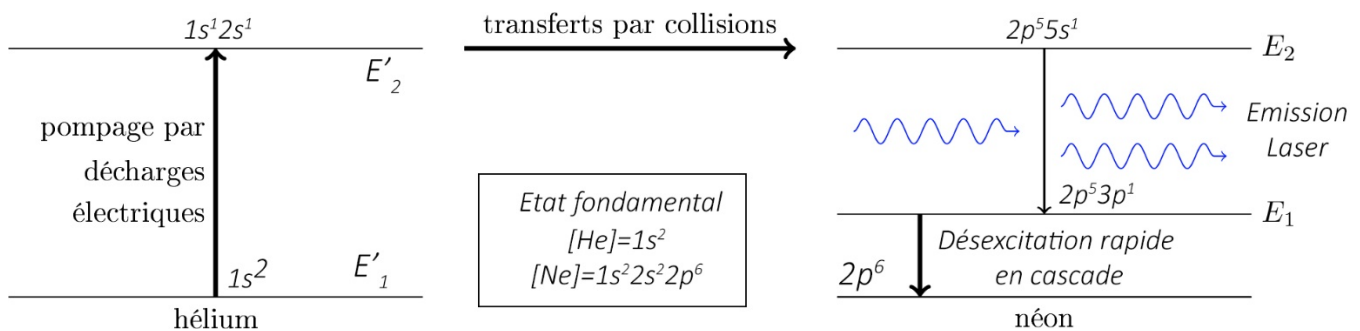
$$N_2 - N_1 > 0$$

c) Pompage optique

Le pompage permet de réaliser l'inversion de population en peuplant le niveau d'énergie E_2 plus que le niveau d'énergie E_1 qui doit pour cela se dépeupler très rapidement vers un état d'énergie plus basse.

Ce pompage peut être réalisé de différentes façons :

- Grâce à de l'énergie apportée de façon lumineuse ;
- Grâce à de l'énergie apportée de façon électrique (par des décharges par exemple). Ce pompage est par exemple utilisé dans le laser hélium-néon.



Dans le cas du laser He-Ne :

- Une décharge électrique permet de promouvoir des électrons au niveau métastable E'_2 de l'hélium (Etape de pompage), ce niveau est voisin de E_2 pour le néon.
- Par collision, il y a transfert d'énergie de l'hélium vers le néon où la constante de temps est grande ce qui permet d'inverser la population.
- La transition vers le niveau E_1 est l'émission stimulée de 632,8 nm.
- Le retour à l'état fondamental du Néon est une transition rapide si bien que E_1 se dépeuple facilement permettant le maintien de l'inversion de population.

III – Le faisceau laser

III-1) Profil d'intensité gaussien

a) Eclairement

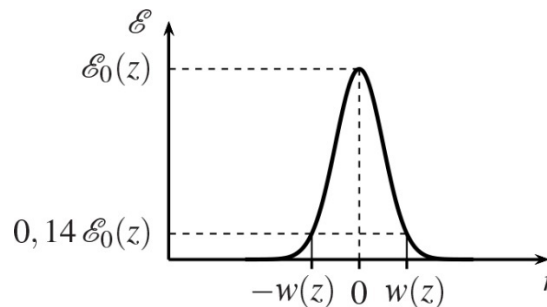
L'éclairement à la distance r de l'axe dans le plan d'abscisse z est :

$$\varepsilon(r, z) = \underbrace{\varepsilon_m \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2}_{\varepsilon_0(z)} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}$$

Il s'agit d'un profil d'intensité gaussien.

- w_0 est un paramètre appelé le waist qui correspond à une largeur caractéristique du faisceau.
- $w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}$ qui est appelée le rayon du faisceau.
- $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est appelée longueur de Rayleigh.

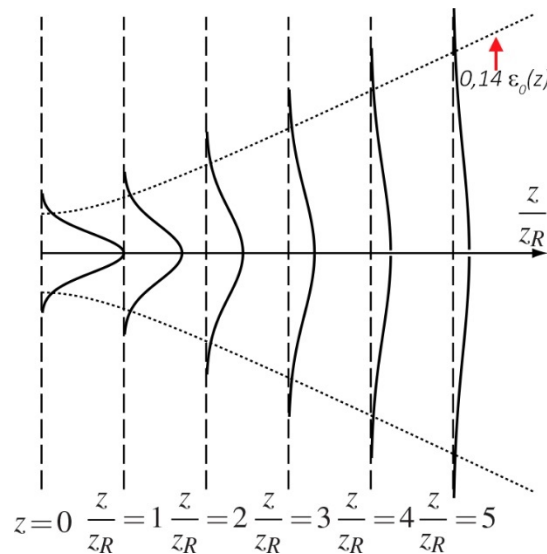
La répartition radiale d'éclairement à z donné est représentée sur la figure suivante :



On a fait figurer les points à la distance $r = w(z)$ de l'axe pour lesquels : $\frac{\varepsilon(r, z)}{\varepsilon_0(z)} = \frac{1}{e^2} \sim 14\%$.

L'éclairement est maximal sur l'axe et très atténué au-delà de $w(z)$ qui caractérise donc le rayon du faisceau à une abscisse z donnée.

Si on représente la répartition d'amplitude à différentes abscisses on remarque que plus z augmente, plus la largeur du faisceau augmente et plus l'éclairement au centre diminue.

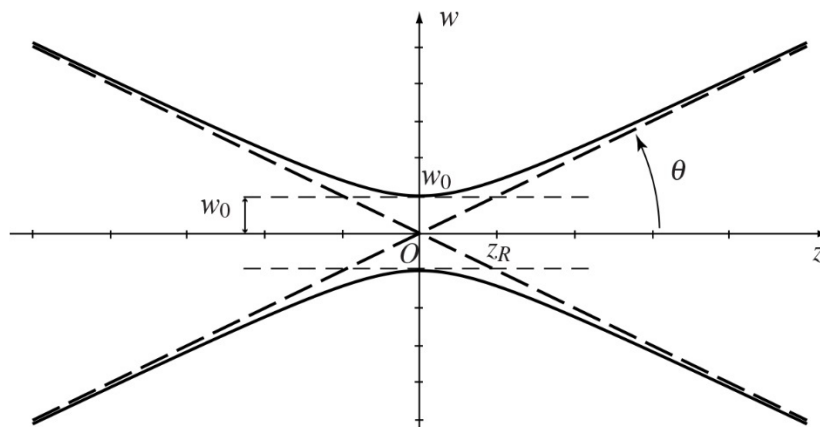


b) Divergence du faisceau

Le rayon du faisceau varie avec z suivant la loi :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$$

Qui est l'équation d'une hyperbole : $\left(\frac{w(z)}{w_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 = 1$



Le rayon est minimal dans le plan $z=0$ où il est égal à w_0 . C'est pour cette raison qu'il est appelé col ou waist (ceinture en anglais).

On remarque que :

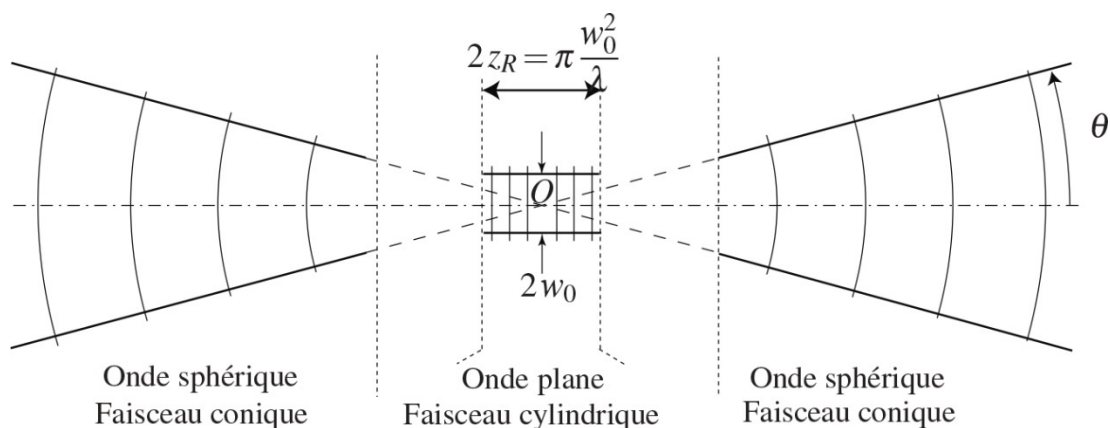
$$\begin{cases} z \ll z_R : w \sim w_0 \\ z \gg z_R : w \sim w_0 \frac{z}{z_R} = \frac{w_0 z}{\frac{\pi w_0^2}{\lambda}} = \frac{\lambda}{\pi w_0} z = \theta z \text{ où } \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \end{cases}$$

- Dans le cas où $z \ll z_R$ le faisceau est équivalent à un faisceau parallèle.
- Dans le cas où $z \gg z_R$ le faisceau est équivalent à un faisceau conique de sommet O.

Dans le cas où $z \gg z_R$ le faisceau diverge dans un cône d'angle au sommet $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ qui rappelle le résultat obtenu lors de la diffraction par une fente de largeur a tel que $\theta = \frac{\lambda}{a}$.

Tout se passe comme si le faisceau laser était passé dans une ouverture de rayon w_0 . La propagation du faisceau gaussien peut être considéré comme un phénomène de diffraction de proche en proche.

c) Modèle cône-cylindre



Pour $z < 0,8 z_R$:

- Le faisceau est assimilable à un faisceau cylindrique de rayon w_0 .
- Les surfaces d'ondes sont pratiquement planes.
- L'onde laser est plane mais possède une extension transversale limitée.

Pour $z \gg z_R$:

- Le rayon du faisceau varie linéairement :

$$w(z) \sim w_0 \frac{z}{z_R} = \theta z \text{ où } \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \sim \frac{\lambda}{a}$$

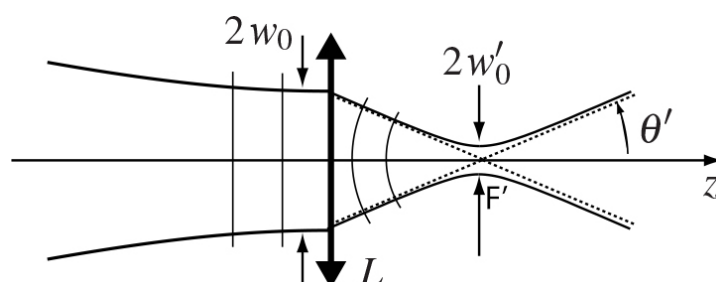
- Les surfaces d'ondes sont des sphères de centre O ;
- L'onde laser est sphérique mais possède une extension transversale limitée.

III-2) Utilisation d'une lentille convergente sur un faisceau laser

a) Lentille à courte focale

La démarche consiste à comparer la longueur de Rayleigh z_R du faisceau incident et la distance focale f' de la lentille.

On se place dans le cas où $z_R \gg f'$. Sous cette hypothèse, il paraît naturel de supposer que la lentille se trouve dans la zone de Rayleigh du faisceau incident donc que le modèle pertinent est celui du faisceau cylindrique et de l'onde plane.



La lentille transformant une onde plane en une onde sphérique dont le centre de courbure est au foyer image F' . A l'inverse on choisit le modèle du cône centré en F' pour le faisceau émergent. Le col image se trouve donc en F' . Ainsi :

$$\begin{cases} \theta' = \frac{w_0}{f'} \\ \theta' = \frac{\lambda}{\pi w_0'} \end{cases} \Rightarrow \frac{w_0}{f'} = \frac{\lambda}{\pi w_0'} \Rightarrow w_0' = \lambda \frac{f'}{\pi w_0}$$

Si on choisit une focale tel que $w_0 = f'$ on trouve que :

$$w_0' = \frac{\lambda}{\pi}$$

Dans le cas où $z_R \gg f' = w_0$, la lentille convergente focalise le faisceau laser au foyer de la lentille. La tache de focalisation d'un laser est de l'ordre de la longueur d'onde.

Par le principe du retour inverse de la lumière, un faisceau conique dont le waist est situé en F , donnera un faisceau cylindrique émergent.

b) Applications

i- Focalisation d'un faisceau gaussien

On choisit un laser He-Ne de puissance 1mW et une lentille de focale 1mm avec : $f' = w_0$

Alors :

$$I = \frac{P}{S} = \frac{P}{\pi w_0^2} \text{ et } I' = \frac{P}{S'} = \frac{P}{\pi w_0'^2}$$

$$\Rightarrow \frac{I'}{I} = \frac{w_0^2}{w_0'^2} \sim \frac{f'^2}{\lambda^2} = \frac{10^{-6}}{633^2 \times 10^{-18}} = 2,5 \cdot 10^6$$

La puissance surfacique a fortement augmenté, d'où l'importance de porter des lunettes de protection.

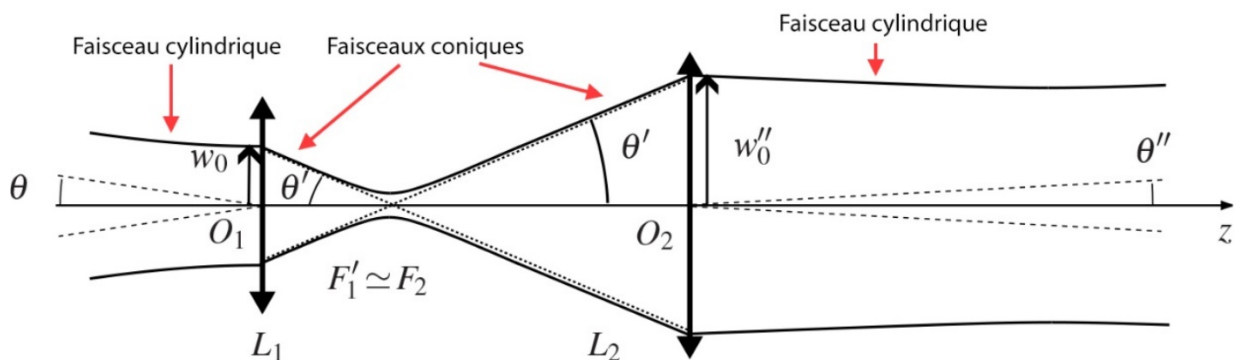
ii- Capacité de stockage

Ainsi la diminution de la longueur d'onde permet une focalisation sur des dimensions plus petites. Par lecture laser, on peut ainsi augmenter la densité surfacique d'information en diminuant la longueur d'onde :

Support	Année	$\lambda(\text{nm})$	Domaine	Capacité
CD	1987	780	IR	0,8 Go
DVD	1997	650	Rouge	8Go
BR-Disc	2006	405	Bleu	100Go

III-3) Elargisseur de faisceau

a) Principe



Pour réaliser un élargisseur de faisceau, d'ondes laser on utilise un système afocal du type lunette astronomique.

On suppose que la première lentille vérifie $z_R \gg f'_1$ c'est-à-dire dans le cas d'une onde cylindrique arrivant sur L_1 . Comme on a pu le voir l'onde devient conique de centre F'_1 après la traversée de la lentille.

Ainsi l'onde se comporte comme une onde conique de centre F_2 lorsqu'elle arrive sur L_2 , et d'après le principe du retour inverse de la lumière se transforme en onde cylindrique après traversée de L_2 . Ainsi on a :

$$L_1 : \begin{cases} \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \\ \theta' = \frac{w_0}{f_1'} \end{cases} \quad \text{et } L_2 : \begin{cases} \theta'' = \frac{\lambda}{\pi w_0''} \\ \theta' = \frac{w_0''}{f_2'} \end{cases}$$

Donc :

$$\frac{\theta''}{\theta} = \frac{w_0}{w_0''} = \frac{f_1'}{f_2'}$$

Plaçons-nous dans le cas où $f_2' > f_1'$ alors :

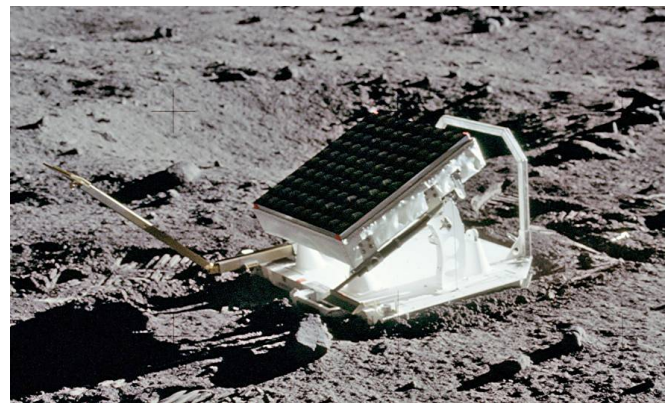
$$\begin{cases} \frac{\theta''}{\theta} = \frac{f_1'}{f_2'} < 1 \\ \frac{w_0''}{w_0} = \frac{f_2'}{f_1'} > 1 \end{cases}$$

Un élargisseur de faisceau permet :

- D'agrandir le waist du faisceau laser ;
- De réduire la divergence du faisceau laser.

$$\frac{\theta''}{\theta} = \frac{w_0}{w_0''} = \frac{f_1'}{f_2'} < 1$$

b) Télescope laser



La station de télémétrie laser-Lune est située à l'Observatoire de

la Côte d'Azur, sur le plateau de Calern. Cette station est capable de mesurer la distance d'un point de la Terre à des réflecteurs posés sur la Lune avec une précision millimétrique. Le laser utilisé est un laser à solide néodyme YAG. La lumière de sortie est dans le vert à 532 nm. Le laser fonctionne en mode impulsionnel.

A la sortie le laser à un diamètre de 12mm et une divergence $\theta=0,2\text{mrad}$.

$$\Rightarrow R_{lune} \sim L_{terre \rightarrow Lune} \theta = 384\,400\,10^3 \times 2.10^{-4} = 77\text{km}$$

Or les réflecteurs ont des dimensions de l'ordre du mètre. Beaucoup trop peu d'énergie serait réfléchi.

On applique alors un élargisseur de faisceau (Télescope de Cassegrain) tel que :

$$\frac{\theta''}{\theta} = \frac{w_0}{w_0''} = \frac{1}{125}$$

Le diamètre à la sortie du faisceau laser est multiplié par 125, passant de 12 mm à 1,5m, mais la divergence du faisceau est diminuée dans le même rapport d'où :

$$\Rightarrow R'_{lune} \sim \frac{R_{lune}}{125} = 0,6\text{km}$$

L'énergie reçue par le réflecteur sera meilleure surtout qu'il y a le retour à prendre en compte.