

GENERALITES SUR LA TECHNOLOGIE LASER

1.1. Définitions

Définition 1.01 [1]

Les lasers sont des dispositifs qui produisent un rayonnement cohérent pour des longueurs d'onde situées dans les domaines infrarouge (IR), visible, ultraviolet (UV) du spectre électromagnétique.

Définition 1.02 [2]

LASER est l'acronyme de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" ("amplification de la lumière par émission stimulée de radiations").

Définition 1.03 [24]

C'est un générateur d'ondes électromagnétiques fonctionnant sur le principe de l'émission stimulée d'un rayon monochromatique cohérent qui permet d'obtenir une grande puissance énergétique très directive et un faisceau très fin.

1.2. Un peu d'histoire

1917 : Albert Einstein décrit le principe de l'émission stimulée (ou émission induite). Mais ce n'est qu'en 1954 que le premier maser (maser au gaz ammoniac) est conçu par J.P. Gordon, H.J. Zeiger et Ch.H. Townes.

En 1953, Charles Hard Townes, James Gordon et Hubert Zeiger réalisent un Maser à l'université de Columbia. Maser qui est l'acronyme de Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Il s'agissait alors d'un maser à ammoniac. Il existe maintenant deux types de maser : à ammoniac et à hydrogène. Ce dispositif a permis d'émettre un faisceau cohérent de micro-ondes. Ces microondes, émises par un maser, sont obtenues en augmentant artificiellement le nombre d'atomes émettant à une fréquence donnée. Cette augmentation s'obtient en excitant un milieu selon un principe analogue à celui du pompage optique utilisé dans le laser. Il fonctionne avec le principe énoncé par Einstein, c'est pourquoi il est l'ancêtre du laser.

En 1960, obtention pour la première fois une émission laser au moyen d'un cristal de rubis par le physicien américain Théodore Maiman. Un an plus tard Ali Javan mit au point un laser au gaz (hélium et néon) puis en 1966, Peter Sorokin construisit le premier laser à colorant.

Ironie de l'histoire, Townes, Basov, Schawlow et Prokhorov reçurent un prix Nobel en 1964 pour leurs travaux en commun alors que Maiman, le véritable inventeur du laser, ne reçut aucun prix, car il ne travaillait pas dans un milieu académique.

Fin 1960 : A. Javan et coll., laser helium-neon continu ($\lambda = 1; 15\mu\text{m}$). [1]

1961 : A. Javan et coll., laser helium-neon continu ($\lambda = 633\text{ nm}$).

1961 : P. A. Franken et coll., doublage de fréquence d'un laser à rubis dans un cristal de quartz.

1962 : Laser à semi-conducteur pulse.

1963 : Laser CO₂.

1964 : Lasers Ar⁺ et Nd³⁺:YAG.

1966 : Laser à colorant impulsionnel (rouge, orange, jaune).

1970 : Laser à colorant continu.

1975 : Laser à semi-conducteur continu.

1977 : D. Deacon et coll., réalisation du premier laser électrons libres.

1988 : Laser titane-saphir continu.

1993 : Laser titane-saphir femtoseconde (10 fs).

1993 : S. Nakamura et coll., diode laser bleue μa base de GaN.

1994 : F. Capasso et coll., laser μa cascade quantique.

1997 : Laser visible pulse petawatt (10^{15} W)

1.3. Principe de Laser

On peut définir les quatre éléments fondamentaux d'un laser, schématisé sur la figure ci-dessous :

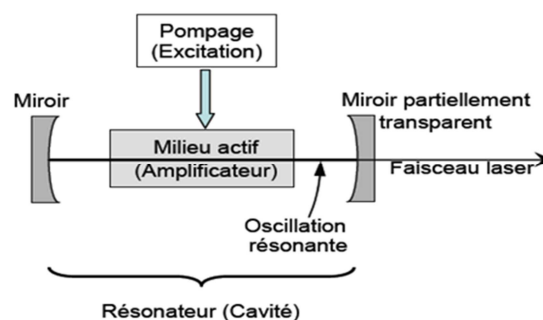


Figure1.01 : Représentation schématique du principe d'un laser

Milieu amplificateur : Il joue le rôle d'accroître la puissance d'une onde au cours de sa propagation. Ce milieu est constitué d'atomes, molécules, ions ou électrons dans un gaz, un plasma, un liquide ou un solide

Système d'excitation ou « Pompage » : qui permet de créer les conditions d'une amplification du rayonnement électromagnétique

Résonateur optique ou « cavité » : qui crée les conditions d'une oscillation laser résonnante. A l'intérieur ou à l'extérieur du résonateur, on peut ajouter des éléments dispersifs pour adapter les propriétés spectrales du laser aux besoins de l'utilisateur, des commutateurs temporels pour créer des impulsions, des milieux non linéaires qui produisent une conversion de fréquences (doublage, triplage, addition, soustraction, etc.).

Couplage de sortie : Il permet d'utiliser une partie du rayonnement stockée dans la cavité comme miroir de sortie, lame séparatrice.

Avant de comprendre le fonctionnement du laser, premièrement ; il est nécessaire d'introduire le concept de quantification de la matière : les électrons sont répartis sur des niveaux d'énergie discret (les « couches »). Cette hypothèse est fondamentale: si on considère l'image selon laquelle les électrons orbitent autour du noyau, cela revient à dire qu'ils ne peuvent se trouver que sur certaines orbites bien précises. La connaissance du niveau où peuvent se trouver les électrons définit l'état de l'atome. Ces états sont numérotés par ordre croissant d'énergie avec un nombre entier n , pouvant prendre les valeurs 1, 2,... L'état $n = 1$ est donc l'état d'énergie la plus basse, correspondant à un électron sur « l'orbite » la plus proche du noyau. Ensuite, le principe de fonctionnement d'un laser est d'exciter les électrons d'un milieu, puis y déclencher l'émission de photons en cascade. Ces photons sont émis sous forme d'un rayon (caractéristique de la lumière laser). Le laser est fondamentalement un amplificateur de lumière. C'est pourquoi le dispositif du laser consiste en un réservoir d'électrons appelé milieu actif. Ce milieu peut être solide, liquide ou gazeux. Il est associé à une source excitante qui élève les électrons à des niveaux d'énergie supérieurs. Cette excitation du milieu actif est appelée « pompage ».

Dans un second temps, la lumière est injectée dans le milieu et provoque des collisions entre les photons et des électrons excités. Lors de ces collisions ; les électrons reviennent à leur niveau d'énergie initial et renvoient de nouveaux photons. Deux miroirs situés aux extrémités du laser se réfléchissent les photons émis, la lumière se densifiant à chaque parcours. L'un des deux miroirs est semi réfléchissant, ce qui permet à une fraction de la lumière d'être relâchée à

chaque aller-retour. C'est ce processus dit « d'émission stimulée » et d'origine quantique qui amplifie la lumière. La lumière laser doit sa cohérence au fait que les photons du milieu naissent sur le passage d'autres photons qui sont en phase avec eux dans leur déplacement. De plus les photons obtenus par émission stimulée ont la même énergie et la même direction que les photons incidents, ce qui explique la pureté et la directivité du faisceau (les photons qui ne se déplacent pas dans l'axe des miroirs vont se perdre dans les parois opaques). Dans le cas de lasers à impulsions, il n'y a pas de miroir semi réfléchissant : le laser est équipé d'un obturateur qui libère le faisceau lorsque l'on commande le tir. Entre deux impulsions, il faut un certain temps pour que le milieu actif soit convenablement pompé. L'émission lumineuse d'un corps est due à une certaine diminution de l'énergie des éléments qui le composent, par exemple lors du passage d'électrons des orbitales externes aux orbitales internes d'un même atome

Processus de conversion d'énergie [1]

Les postulats de Bohr (1913) indiquent que l'énergie totale d'un atome ne peut prendre que certaines valeurs discrètes, et qu'elle ne peut changer que lors de sauts quantiques (quantum jumps) accompagnés, par exemple, de l'émission ou de l'absorption d'un photon. Cette conversion d'énergie particulière fait partie de la théorie d'Einstein (1917) des interactions entre matière et rayonnement électromagnétique.

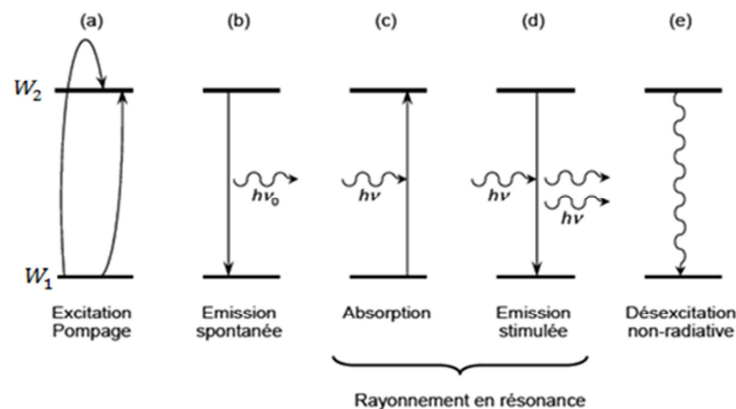


Figure1.02 : Représentation schématique des processus de conversion d'énergie entre les atomes et le rayonnement

D'après la figure **Figure1.02** ; on peut distinguer cinq diagrammes principaux de conversion d'énergie pour un système à deux niveaux 1 et 2 d'énergies W_1 et W_2 ($W_1 < W_2$) :

(a) Excitation indirecte des niveaux 1 et 2 ou pompage : Il est réalisé par apport d'énergie sous des formes diverses (lumineuse, électrique, chimique, collisions...), et souvent par l'intermédiaire des autres niveaux de l'atome.

(b) L'atome se désexcite du niveau 2 au niveau 1 par *émission spontanée* d'un photon d'énergie $h\nu_0 = W_2 - W_1$: cette émission a la fréquence de résonance ν_0 de la transition 2 vers 1 rayonne dans tout l'espace, de façon isotrope en général, de façon quelquefois anisotrope pour les solides cristallins. Ce processus ne peut être décrit rigoureusement qu'en quantifiant le champ électromagnétique. Par conséquent, nous introduirons l'émission spontanée

(c) L'atome, initialement dans le niveau 1, est excité vers le niveau 2 par absorption d'un photon d'énergie $h\nu$, ou la fréquence ν du rayonnement excitateur incident est très voisine de la fréquence de résonance ν_0 de la transition 2 vers 1. Le processus, pourvu qu'il soit quasi-résonnant, est induit par le photon incident. A chaque processus, le rayonnement incident perd un photon : il est atténué (ou absorbé) après avoir subi de nombreux processus.

(e) L'atome, initialement dans le niveau 2, est désexcité vers le niveau 1 par désexcitation non radiative ; aucun photon n'est émis, et l'énergie est transférée sous une forme non radiative : collisions,

Tous ces processus interviennent dans le milieu amplificateur d'un laser. L'émission stimulée (d), qui est la base de l'amplification, ne peut intervenir que si on excite suffisamment d'atomes dans le niveau 2 par le pompage (a), pour que le processus (d) soit prédominant par rapport à l'absorption (c). Nous verrons que ceci ne peut se produire que dans une situation d'inversion de population, c'est-à-dire quand la population du niveau 2 est supérieure à celle du niveau 1. L'émission spontanée (b) permet d'émettre le premier photon dans la cavité, qui sera ensuite amplifié par émission stimulée. La désexcitation non radiative (e) est souvent irréversible et efficace, ce qui peut être utile pour vider rapidement le niveau 1 ou pomper le niveau 2 à partir d'autres niveaux.

1.4. Les Différents types de Laser

Le laser se classe en quatre familles selon de la nature du milieu excité :

1.4.1. Lasers à solide

Ce sont les lasers les plus puissants. Ils utilisent des cristaux, des céramiques ou des verres dopés avec différents atomes comme milieu amplificateur de la lumière (le plus ancien est le laser à rubis). En effet, ils fonctionnent en général de manière discontinue (par exemple

impulsions de $12 \cdot 10^{-15}$ s). Les Lasers à solide sont capables d'émettre aussi bien dans le visible que dans l'UV ou les rayons X. Les lasers les plus utilisées actuellement sont les lasers Nd : YAG dans lesquels le chrome est remplacé par du néodyme et une partie des atomes d'aluminium par de l'yttrium ($Y_3Al_5O_{12}$ au lieu de $4 Al_2O_3$). Leur rendement est nettement supérieur à celui du vieux laser à rubis

1.4.2. Lasers à liquide

Le milieu d'émission peut être un colorant organique. Le rayonnement émis peut aussi bien être continu que discontinu suivant le mode de pompage. Il existe un grand nombre de colorants possibles qui étendent la gamme des longueurs d'onde de l'ultra-violet à l'infrarouge.

1.4.3. Lasers à gaz

Le milieu générateur de photons est ici un gaz contenu dans un tube isolant (verre, quartz ou céramique). Le faisceau émis est particulièrement cohérent et la fréquence d'émission est très pure. Les exemples les plus connus sont les lasers hélium – néon et les lasers à ions argon. Les lasers au dioxyde de carbone CO_2 sont capables de produire de très fortes puissances à une longueur d'onde de $10\mu m$.

1.4.4. Lasers chimiques :

Les premiers lasers chimiques ont été développés par l'armée américaine. Ils étaient basés sur la réaction du fluor avec l'oxygène. Ces premiers lasers étaient très puissants, mais encombrants, horriblement corrosifs, polluants et très peu fiables. En fait, n'importe quelle réaction chimique qui émet à froid de la lumière peut être utilisée pour construire un laser. Actuellement des lasers extrêmement puissants sont basés sur oxydation de l'iode. Un mélange d'eau oxygénée et de chlore gazeux produit des molécules excitées d'oxygène. Ces molécules sont mélangées avec des molécules d'iode et produisent des molécules excitée d'iode gazeux qui est le milieu amplificateur de la lumière.

1.5. Domaines d'application du Laser

1.5.1. Domaine chirurgical : [2]

L'analyse de l'acte chirurgical révèle que l'utilisation du laser repose sur deux effets essentiels: la coupe ou section, liée à la volatilisation tissulaire et la coagulation dont on a vu plus avant les paramètres physiques d'obtention. Or, si le laser infrarouge lointain le plus communément utilisé en chirurgie, se révèle excellent en ce qui concerne l'effet de coupe

puisqu'il n'entraîne sur les lèvres de l'incision qu'une zone de nécrose, très nettement inférieure à celle du bistouri électrique, en revanche, son effet hémostatique est limité aux vaisseaux dont le diamètre sont inférieur à 0,5 mm. Au contraire, les lasers infrarouge proche présentent un effet de coupe discutable, mais a l'avantage de réaliser une hémostase très satisfaisante.

Certains succès ont été obtenus dans la chirurgie des brûlés, l'indication "laser" paraît intéressante en permettant une excision précoce des tissus nécrosés, avec stérilisation de la plaie et spoliation sanguine très nettement inférieure à celle provoquée par les autres méthodes. La brûlure ainsi traitée peut être greffée beaucoup plus précocement qu'auparavant. En chirurgie plastique, la découpe des lambeaux de greffe se fait de façon très avantageuse avec le laser qui assure une section franche et fine des tissus alliée à une bonne hémostase, compte tenu de la finesse des vaisseaux. Par ailleurs, la cicatrisation semble nettement améliorée.

En neurochirurgie, le laser est utilisé ponctuellement pour vaporiser ou coaguler des tumeurs bénignes.

1.5.2. Application industrielle : Découpe laser

Le découpage laser est un procédé de fabrication qui utilise un laser pour découper la matière (métal, bois ...) grâce à la grande quantité d'énergie concentrée sur une très faible surface. Ce procédé permet une découpe nette et rapide de nombreux matériaux jusqu'à 20mm.

1.6. Optique des lasers et faisceaux gaussiens

Les lasers sont par nature des résonateurs optiques. Ils sont principalement constitués de des éléments essentiels : un milieu amplificateur de lumière, un système de pompage et une cavité résonante. Ce paragraphe concerne seulement la cavité résonante ; cette dernière a pour rôle de l'amplification répétée de l'onde optique grâce à un système réfléchissant (la plupart du temps des miroirs). C'est aussi la cavité qui permet, via ses pertes (un des miroirs utilisé n'est que partiellement réfléchissant), d'extraire le faisceau laser utile.

La cavité la plus simple pouvant être stable est la cavité linéaire constituée de deux miroirs face à face, de rayons de courbure R_1 et R_2 , distants d'une distance l , et de diamètres respectifs D_1 et D_2 . Dans ce type de cavité, une onde stationnaire est formée. Elle peut également contenir divers éléments optiques (des lentilles, des éléments polarisants, des composants actifs...). Enfin la géométrie de la cavité détermine en grande partie les caractéristiques spatiales et spectrales du rayonnement laser émis.

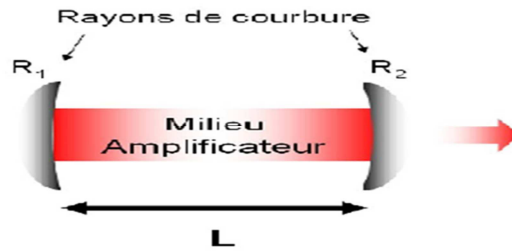


Figure1.03 : Cavite linéaire

1.6.1. Modes spectraux et modes longitudinaux [4]

On peut définir les modes d'un résonateur ouvert en utilisant expressions bien connues pour les résonateurs fermés : dans le cas du parallélépipède défini par les longueurs de ses trois côtés a , b et d , les fréquences ν_{mnq} sont données par

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m^2}{a^2}\right) + \left(\frac{n^2}{b^2}\right) + \left(\frac{q^2}{d^2}\right)} \quad (1.01)$$

Dans le cas d'un résonateur ouvert, $d \gg (a, b)$; et en prenant $a = b$; pour simplifier l'expression, on obtient :

$$\nu_{mnq} = \frac{qc}{2d} \sqrt{\left(\frac{(n^2+m^2)d^2}{a^2q^2}\right)} \quad (1.02)$$

Les modes longitudinaux sont les modes TEM_{00q} . Leurs fréquences valent $\nu_q = \frac{qc}{2d}$ et on les appellent aussi parfois « modes spectraux »

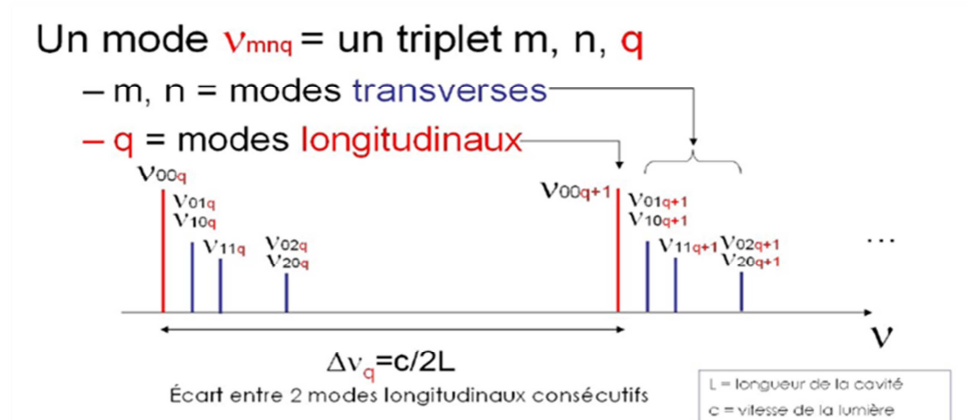


Figure1.04 : Modes longitudinaux et transverses dans une cavité résonante.

Les modes transverses sont les modes TEM_{mnq} avec m et/ou n différents de zéro (et presque toujours inférieurs à 10, rappelons que c'est le but du résonateur ouvert d'avoir un nombre de mode réduit.

L'intervalle spectral entre deux modes transverses de n et q fixés vaut

$$\delta\nu_m = (2m + 1) \frac{cd}{4qa^2} \quad (1.03)$$

1.6.2. Les faisceaux gaussiens

La description des rayonnements cohérents issus d'un laser peut se traduire par la modélisation d'un faisceau dit « gaussien ». [29]

1.6.2.1. Équation d'onde paraxiale et onde sphérique

Une onde électromagnétique se propageant dans un milieu homogène est soumise aux équations de Maxwell. On déduit classiquement de ces équations que l'onde se propageant en milieu isotrope doit vérifier l'équation de propagation suivante : [4]

$$\Delta E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1.04)$$

En considérant la propagation d'un rayonnement électromagnétique monochromatique de fréquence $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$; ces équations peuvent réécrire sous une forme différente en vérifiant l'équation de Helmholtz :

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E(x, y, z) = 0 \quad (1.05)$$

Cette équation admet en particulier pour solution bien connue l'onde sphérique divergente dont la forme peut s'écrire :

$$E(x, y, z) = \frac{E_0}{r} \exp(-ikr) \quad (1.06)$$

Au point d'observation situé à une distance r du point source placé à l'origine du repère (x, y, z) .

En considérant que le champ s'est propagé suivant une direction privilégiée, celle de l'axe z , et l'observation s'effectue donc sur un point peu éloigné de cet axe ; dans le cadre de l'approximation paraxiale ; on a :

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \approx z + \frac{x^2 + y^2}{2z} \quad (1.07)$$

D'où le champ électrique au point d'observation devient alors :

$$E_{par}(x, y, z) = \frac{E_0}{z} \exp(-ikz) \exp(-ik \frac{x^2 + y^2}{2z}) \quad (1.08)$$

Il s'agit du champ d'une "onde sphérique paraxiale", qui n'est qu'une solution approchée de l'équation de Helmholtz où l'on reconnaît le facteur de propagation en $\exp(-ikz)$ et le facteur de variation transverse d'amplitude $\exp(-ik \frac{x^2 + y^2}{2z})$

D'un point de vue strictement mathématique, l'onde sphérique est solution de l'équation de propagation et du point de vue physique, l'onde sphérique paraxiale est une solution approchée convenable pour décrire la propagation des ondes dans un espace libre. Néanmoins, dans le cas qui nous occupe, à savoir les lasers, cette onde est une solution peu avantageuse car l'énergie se répandant dans tout l'espace, on doit diaphragmer le faisceau pour en isoler une portion proche de l'axe. On a donc des pertes importantes ce qui est incompatible avec l'émission laser.

Par conséquent ; la structure du champ électromagnétique à l'intérieur d'une cavité laser doit adopter les conditions suivantes :

- Satisfaire aux équations de Maxwell
- Le champ doit décroître lorsque l'on s'éloigne de l'axe de la cavité
- Le front d'onde doit être adapté au rayon de courbure des miroirs (ce qui exclu les ondes planes)

1.6.2.2. Onde sphérique gaussienne

L'onde sphérique gaussienne satisfait mathématiquement l'équation de Helmholtz. Pour mieux comprendre par la suite la signification physique; Considérons les solutions de l'équation de Helmholtz correspondant à des faisceaux qui se propagent globalement selon Oz, avec des rayons paraxiaux.

La solution s'écrit de façon générale sous la forme suivante :

$$E(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \exp(-ikz) \quad (1.09)$$

Avec $\Psi(x, y, z)$ est une fonction complexe lentement variable qui représente les différences entre un faisceau laser et une onde plane homogène.

En remplaçant cette solution dans l'équation de Helmholtz et en faisant l'hypothèse que les variations de $\Psi(x, y, z)$ dans la direction Oz sont négligeables sur une distance de l'ordre de

la longueur d'onde (soit $\lambda \left| \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right| \ll |\Psi|$ et $\lambda \left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right| \ll \left| \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right|$) ; donc l'équation d'onde paraxiale peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} - 2i \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad (1.10)$$

Les solutions de l'équation d'onde paraxiale sont connues. On peut ainsi vérifier facilement qu'une fonction (il en existe d'autres) de la forme :

$\Psi(x, y, z) = \exp \left[-i(\Delta \Phi + \frac{k}{r_c(z)}(x^2 + y^2)) \right]$. Cette solution particulière, appelée « *Mode fondamental Gaussien* », est la plus importante en pratique dans les résonateurs lasers.

L'expression fondamentale de l'onde sphérique gaussienne s'écrit:

$$E(x, y, z) = \frac{K}{w(z)} \exp(-ik(z)) \exp(i\zeta(z)) \exp(-ik \frac{x^2 + y^2}{r_c(z)}) \quad (1.11)$$

Avec :

- $\frac{K}{w(z)}$: facteur de normalisation
- la première exponentielle est le terme propagatif
- la seconde exponentielle est un déphasage dit « de Guoy »
- la troisième exponentielle peut être décomposée en un terme « onde sphérique » et un terme « gaussienne » en remplaçant $r_c(z)$ par son expression en fonction de R :

$\exp \left(-ik \frac{r^2}{2r_c(z)} \right) = \exp(-ik \frac{r^2}{2R}) \exp(-ik \frac{r^2}{w^2})$; où on est passé en coordonnées cylindriques

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (1.12)$$

C'est là qu'apparaît le profil transverse gaussien en tout point z de l'onde considéré. Le profil d'intensité (proportionnelle au carré du champ) du faisceau gaussien sera donc :

$$I(r, z) = I_0(z) \exp(-ik \frac{r^2}{w^2(z)}) \quad (1.13)$$

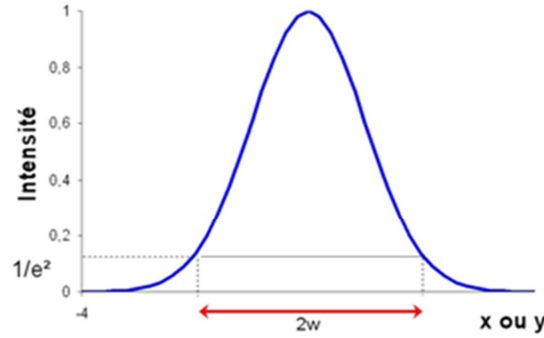


Figure1.05 : Profil d'intensité gaussien

$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]$: rayon de courbure du front d'onde qui coupe l'axe en z .

$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]$: est une mesure de la décroissance – gaussienne - de l'amplitude du champ avec la distance à l'axe z . Ce paramètre w est minimal à l'origine $z = 0$, où le rayon de courbure R est infini. Sa valeur est alors notée w_0 et on parle du « waist » du faisceau (on dit parfois « col » en français).

$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$: longueur de Rayleigh et décrit la divergence du faisceau

1.6.2.3. Propriétés des faisceaux gaussiens [4]

$w(z)$ est la dimension (le rayon) de la tache laser dans un plan perpendiculaire à la propagation à une distance z de l'origine. Plus précisément, c'est le rayon à $1/e$ du profil gaussien d'amplitude transverse dans le plan d'abscisse z .

Le faisceau « s'étale » transversalement au cours de la propagation, tandis que son amplitude sur l'axe diminue (conservation de l'énergie). Le profil reste toujours gaussien.

La taille du faisceau à l'origine, w_0 est la taille minimale du faisceau qui diverge à partir de ce point. On appelle « waist » ou encore « col » ou « taille », cette dimension minimale

Au waist, on a vu que le front d'onde était localement plan (de rayon de courbure infini).

La divergence du faisceau est mesurée par la limite pour z tendant vers l'infini de w/z

Les propriétés « gaussiennes » du faisceau laser s'expriment essentiellement à proximité du waist. En effet, lorsque z tend vers l'infini, le rayon de courbure complexe s'identifie à R et on retrouve une onde sphérique.

La longueur de Rayleigh est la distance (comptée en partant du waist) au bout de laquelle la taille du faisceau a augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$ (ou encore que sa surface a doublé). C'est un paramètre important car il définit la distance sur laquelle le faisceau laser garde une taille relativement constante (comprise entre w_0 et $w_0\sqrt{2}$).

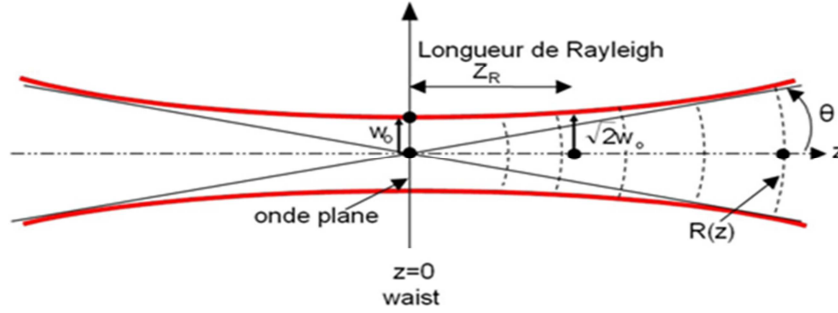


Figure1.06 : Propriétés des faisceaux gaussiens

1.6.2.4. Les modes d'ordre supérieur : Cas de Modes Hermite-Gaussiens

En considérant de ce qui précède une seule solution de l'équation d'onde paraxiale, à savoir le mode fondamental gaussien. Il existe d'autres solutions, appelées « modes d'ordre supérieur », qui forment une base complète et orthogonale de fonctions. Toute oscillation dans une cavité est une combinaison linéaire de ces modes. La structure transverse de ces modes, de symétrie rectangulaire, cylindrique, ou une combinaison linéaire des deux, est en théorie imposée par la forme des miroirs (rectangulaire ou sphérique). En pratique, de nombreuses perturbations sont susceptibles d'altérer cette structure.

Commençons par nous limiter aux modes relatifs à des coordonnées cartésiennes, liés à une géométrie rectangulaire. Donc une solution de l'équation peut s'écrire sous la forme :

$$\Psi(x, y, z) = g\left(\frac{x}{w}\right) h\left(\frac{y}{w}\right) \exp\left[-i(\Delta\Phi + \frac{k}{r_c(z)}(x^2 + y^2))\right] \quad (1.14)$$

Où g (resp. h) est une fonction de z et de x (resp. de z et de y).

En intégrant cette solution dans l'équation d'onde paraxiale, on obtient une équation différentielle pour g et h qui admet pour solution des polynômes d'Hermite. Donc l'on obtient un ensemble complet de solutions sous la forme :

$$E_{mn}(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{1}{2^{m+n}} \frac{1}{m!n!} \frac{1}{w}}(z) H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right) e^{-i(kz - \Phi(z))} e^{-i\frac{k}{r_c(z)}(x^2 + y^2)} \quad (1.15)$$

Avec

$$\Phi(z) = (m + n + 1) \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (1.16)$$

$H_m = m! \sum_{p=0}^{m/2} (-1)^p \frac{(2X)^{m-2p}}{(m-2p)!}$. En raisonnant par récurrence ; on a

$$H_{n+1} = 2XH_n(X) - 2nH_{n-1}(X) \quad (1.17)$$

Pour $m = n = 0$, on retrouve le mode fondamental gaussien.

Pour m et n quelconques, la loi de propagation pour R , q et w est inchangée. Seuls le déphasage et la structure transverse du faisceau sont différents.

La figure **Figure1.07** donne quelques représentations de taches laser correspondant aux modes $TEM_{m,n}$. Notons que la présence de « zéros », sous forme de lignes sombres, dont le nombre correspond à l'ordre considéré

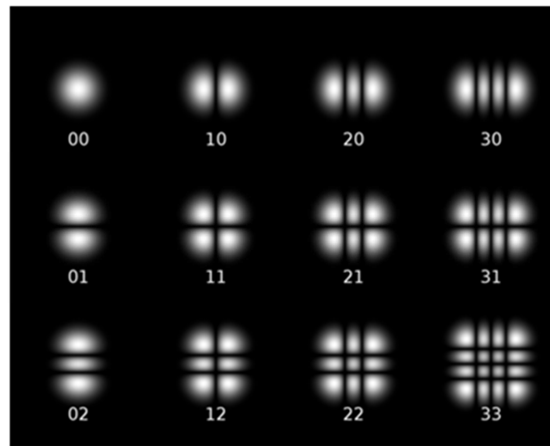


Figure1.07 : Répartition spatiale de l'énergie dans les modes d'ordre supérieurs à symétrie rectangulaire

1.7. Conclusion

Ce chapitre nous permet de présenter la technologie du laser depuis leur histoire jusqu'aux applications. Après avoir détaillé le concept laser ; nous avons abordé la modélisation physique du faisceau.