

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :
Série:

MEMOIRE
PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER EN PHYSIQUE
SPECIALITE: RAYONNEMENT ET APPLICATIONS

Résolution de l'équation de l'Helmholtz pour déterminer
les paramètres d'un faisceau Laser

Par
Amel BELAISSAOUI

SOUTENU LE : 10/03/2009

Devant le jury :

<u>Président :</u>	L. CHETOUANI	Prof. Univ. Mentouri Constantine
<u>Rapporteur :</u>	A. LECHEHEB	Prof. Univ. Mentouri Constantine
<u>Examineur :</u>	A. NOURI	Prof. Centre Univ. O.E. Bouaghi
	K. MIROUH	Prof. Univ. Mentouri Constantine
	T. BOUDJEDAA	Prof. Univ. Jijel

Remerciements

Ce travail de magister a été réalisé durant ces dernière années de recherches au niveau du Laboratoire de Physique Mthématique et Physique Subatomique du département de Physique a l'Université Mentouri-Constantine.

Tout d'abord, je tiens à remercier Mr. A. Lecheheb, Professeur à l'Université Mentouri- constantine, pour avoir encadré mon travail de mémoire, pour sa gentillesse, son encouragement, et sa patience.

Je remercie également l'ensemble des membres de jury: Mr L. Chetouani Professeur à l'Université Mentouri-Constantine pour l'honneur qu'il m'a accordé, en acceptant de présider le jury, comme je suis très honorée par la présence à mon jury de Mr A. Nouiri, Professeur au Centre Universitaire d'Oum El Bouaghui, Mr K. Mirouh, Professeur à l'Université Mentouri-Constantine et Mr T. Boudjedaa, Professeur à l'Université de Jijel, je leurs adresse mes sincères remerciements.

Je remercie également tout mes professeur, et collègues qui m'ont accompagné tout au long de mon parcours scolaire, je leurs adresse mes vifs remerciements

Je voudrais terminer en embrassant mes parents, mes sœurs et frères, et surtout mes chères et tendres amies:

Aicha, Bouchra, Iftikhar, Khadija, Lamia, Meriem, Nadjla, Rokia, Samra, Sana et Zinouba

Je ne voudrai surtout pas oublier ma chère petite princesse Soumaya et Krid Karim

Table des matières

Introduction	1
1 Faisceau laser par l'équation d'Helmholtz	3
1.1 Introduction	3
1.2 Principes physiques de fonctionnement du laser	4
1.2.1 Le milieu actif :base atomique du système	4
1.2.2 Le pompage : Création d'une inversion de population	5
1.2.3 Le résonateur : "réaction" optique	6
1.3 Faisceau gaussien et équation de Helmholtz	9
1.3.1 Propagation d'un faisceau gaussien monomode	10
2 Faisceau laser par la méthode de Kirchhoff	19
2.1 Introduction	19
2.2 L'onde gaussienne et ses paramètres	22
2.2.1 Le rayon gaussien du profil transversal	23
2.2.2 Rayon de courbure du front d'onde	23
2.2.3 Amplitude et phase de l'onde	25
2.2.4 Directivité de Heisenberg	27
3 Faisceau laser : applications	28
3.1 Le laser $He - Ne$	28
3.1.1 But expérimental	30
3.1.2 Paramètres du laser	32

3.2	La chaine femtoseconde	36
3.2.1	La femtoseconde	36
3.2.2	Le générateur d'impulsions	40
3.2.3	Amplification des impulsions	43
3.2.4	Etirement et compression des impulsions	44
3.2.5	Caractérisation des impulsions	45
3.3	Sécurité laser	47
3.3.1	Introduction	47
3.3.2	L'entrée de la pièce laser	48
3.3.3	Risques liés au faisceau laser	48
3.3.4	Analyse du risque dû au faisceau laser	54
3.3.5	La protection laser	54
3.3.6	Mesures de sécurité	57
3.4	Applications du faisceau laser	58
	Conclusion	61
	Références	64

Introduction

Pour comprendre d'abord, utiliser ensuite, les règles fondamentales qui s'appliquent au transport et à l'utilisation d'un faisceau laser, il est nécessaire en premier lieu de saisir les liens qui existent entre les propriétés du faisceau laser et les divers éléments où celui-ci prend naissance, en particulier, celles du résonateur optique.

Il nous a donc paru indispensable de rappeler quelques unes des propriétés les plus importantes (optiques, géométriques, spectrales.) des résonateurs, ce qui nous permettra de préciser la notion de mode de résonance et ce qu'elle implique sur la distribution spatiale énergétique du rayonnement laser.

L'un des constituants essentiels du laser qui détermine le mode d'oscillation, en plus du milieu actif, c'est la cavité optique. Afin d'obtenir l'oscillation laser, il est nécessaire d'assurer par une inversion de population du milieu actif, une amplification supérieure aux pertes totales dans la cavité. Ainsi le processus d'oscillation est contrôlé par le niveau et le caractère des pertes dans la cavité. Suivant les caractéristiques spécifiques de la cavité utilisée, le laser émet un rayonnement dont le champ possède une structure spectrale et spatio-temporelle déterminée, le premier chapitre sera consacré à ce sujet. Nous allons aussi, dans ce chapitre, étudier la propagation d'un type particulier de faisceau dont la répartition énergétique transversale est gaussienne. Cette propriété se conserve au cours de la propagation, et ce type d'onde correspond à un mode possible pour la cavité laser (mode fondamental gaussien TEM). Et comme le mode fondamental gaussien n'est pas la seule solution stable pour les résonateurs ouverts quand on néglige les pertes par diffraction liées aux dimensions qui se reproduisent à l'identique après un aller-retour ou un tour complet dans la cavité, il nous a donc paru indispensable d'aborder une bonne base de départ pour obtenir des solutions, qui est l'équation de Helmholtz, celle-ci dérive de l'équation de propagation d'Alembert valable dans l'approximation scalaire.

Il nous a semblé intéressant de rappeler le lien entre les équations de Maxwell en électromagnétisme et les solutions intégrales utilisées par Kirchhoff, qui nous serviront dans les démonstrations relatives aux faisceaux gaussien. Le deuxième chapitre sera consacré à la résolution des équations d'onde par la méthode de Kirchhoff, pour y trouver les

même résultats que ceux trouvés dans le premier chapitre

Dans le dernier chapitre, nous allons faire une petite comparaison avec des résultats expérimentaux que j'ai faite au laboratoire de science de notre université avec un laser $He - Ne$, comme nous allons faire l'étude ou l'illustration d'un type particulier de laser qui est le laser femtoseconde pour cela j'ai du faire la visite d'un laboratoire en France (le laboratoire d'ELYSE à Orsay Paris XI) pour y faire cette caractérisation, et pour aussi faire la connaissance d'une des applications les plus répandue du laser femtoseconde, qui est la spectroscopie « pompe-sonde ».

Chapitre 1

Faisceau laser par l'équation d'Helmholtz

1.1 Introduction

D'une manière générale, le laser se compose de trois éléments essentiels : La cavité, le milieu amplificateur et le système de pompage.

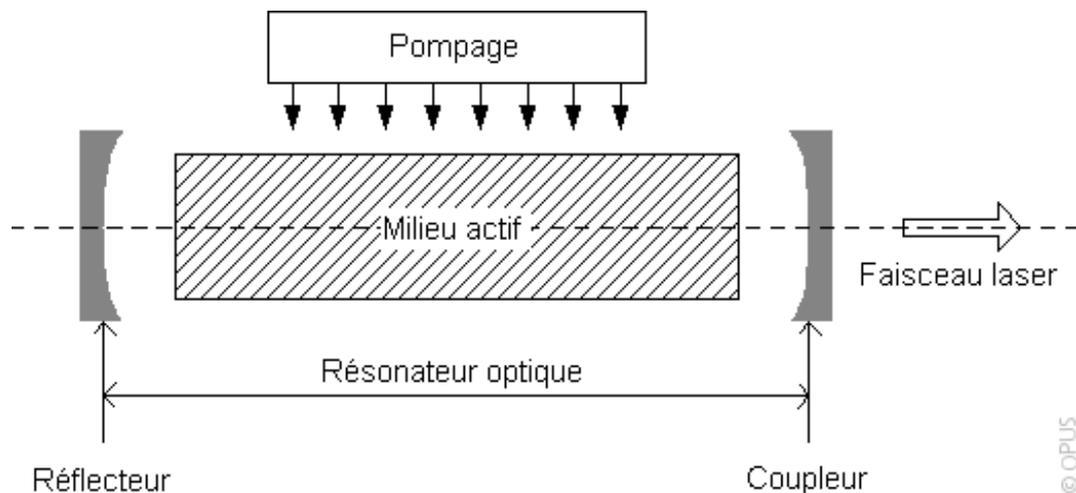


Figure (I.1). Schéma de principe d'un laser.

L'un des constituants essentiels du laser qui détermine le mode d'oscillation, en plus du milieu actif, c'est la cavité optique. Afin d'obtenir l'oscillation laser, il est nécessaire d'assurer par une inversion de population du milieu actif, une amplification supérieure aux pertes totales dans la cavité. Ainsi le processus d'oscillation est contrôlé par le niveau et le caractère des pertes dans la cavité. Suivant les caractéristiques spécifiques de la cavité utilisée, le laser émet un rayonnement dont le champ possède une structure spectrale et spatio-temporelle déterminée.

Notre première étude se portera sur le premier élément.

1.2 Principes physiques de fonctionnement du laser

Le laser est une source de rayonnement dans laquelle un photon émis par un atome excité est contraint d'extraire de l'énergie des autres atomes excités, créant par là même d'autres photons et augmentant ainsi l'amplitude du champ électromagnétique originel. Il faut donc disposer d'un grand nombre d'atomes excités qui soient susceptibles d'être stimulés.

Comme dans tout oscillateur, trois éléments sont donc simultanément nécessaires :

- Un milieu actif,
- Un pompage produisant l'inversion de population,
- Une cavité résonante.

Précisons la nature de ces éléments.

1.2.1 Le milieu actif : base atomique du système

C'est un milieu qui possède une structure appropriée de niveaux d'énergie discrets s'excitant facilement et possédant la capacité de stocker l'énergie reçue de l'extérieur.

L'émission laser se fait à une longueur d'onde déterminée par deux états d'énergie de cette structure, sur une transition où le système présente une émission spontanée correspondant à une durée de vie relativement longue du niveau supérieur (état métastable).

Dans les spectres discrets d'absorption ou d'émission, les raies ne sont jamais stric-

tement monochromatiques. La raie utilisée dans un laser possède une certaine ‘largeur spectrale’ $\Delta\nu$ déterminée par différents mécanismes atomiques ‘d’élargissement’, et mesurant la distribution en fréquence autour de la fréquence centrale.

La probabilité qu’un groupe donné d’atomes puisse interagir par absorption ou émission stimulée avec un champ électromagnétique donné, ou la probabilité de produire un champ par émission spontanée sur une largeur $d\nu$, sont notées $g(\nu) d\nu$, la fonction étant appelée profil de la raie, cette fonction incorpore tous les mécanismes d’élargissement de la transition. Autour de la fréquence centrale ν_0 de la raie, la fonction $g(\nu)$ est étalée sur une largeur de l’ordre de $\Delta\nu$.

Afin de distinguer différents profils de raie, les élargissements sont classés en homogènes et inhomogènes. Dans une raie homogène, tous les atomes possèdent la même fréquence centrale ν_0 et le même profil de raie de résonance, l’élargissement d’une raie d’un atome gazeux par les collisions est un exemple d’élargissement homogène, en revanche, si le milieu contient des classes d’atomes présentant différentes fréquences de résonance ou différents profils de raie pour la même transition, l’élargissement est dit inhomogène. Dans ce cas, le milieu présente une réponse spectrale plus large que celle de chaque classe atomique prise séparément. La raie résultant de l’agitation thermique des atomes (par rapport à une onde incidente le milieu comprend des classes d’atomes absorbant différemment en raison de l’effet Doppler), celle provenant des dislocations d’un cristal, ou la raie observée dans un mélange d’isotopes sont autant de raies élargies de façon inhomogène.

1.2.2 Le pompage : Création d’une inversion de population

Au niveau des atomes individuels, on sait que pour une densité spectrale d’énergie suffisante, l’émission stimulée pouvait l’emporter sur l’émission spontanée. Mais, au niveau des atomes pris collectivement, en vertu de la relation de Boltzmann, à l’équilibre, la population du niveau inférieur de la transition est de loin la plus élevée et l’absorption domine l’émission stimulée. Pour que l’émission stimulée l’emporte sur l’absorption dont l’effet est de diminuer le nombre de photons résonants disponibles, il est donc nécessaire

de réaliser une situation inexistante naturellement : il faut détruire l'équilibre thermodynamique et faire en sorte que le niveau supérieur de la transition soit le plus peuplé. La thermodynamique nous enseigne que pour réaliser cette condition, il faudra fournir de l'énergie au milieu actif par l'intermédiaire d'une source extérieure d'énergie : c'est le pompage.

1.2.3 Le résonateur : "réaction" optique

le rôle de la cavité est de donner aux ondes lumineuses créées par l'effet laser, dans le milieu amplificateur, une forme et une structure de modes déterminés par les multiples réflexions sur les miroirs. elle affine la largeur spectrale du signal laser ainsi créé et participe à son amplification par son renvoi dans le milieu amplificateur.

Définition

Un résonateur optique est la cavité résonnante qui assure à un rayon lumineux les multiples allers et retours entre deux miroirs parfaitement alignés qui le composent, et qu'une certaine distance sépare.

Il détermine les propriétés de base du faisceau laser ; à savoir, la fréquence, la puissance de sortie, le profil du champ et la divergence, qui sont décisives pour les différentes applications du laser.

Un résonateur assure aux ondes lumineuses émises par le laser une forme bien déterminée. Il assure la formation d'états particuliers du champ du rayonnement que l'on appelle modes d'oscillation. Le champ ainsi formé peut osciller suivant un ou plusieurs modes.

Dans la génération du laser, le rayonnement optique prend naissance par suite des très nombreux processus de désexcitation des atomes et des molécules composant le milieu amplificateur et qui effectuent des transitions quantiques d'un état à un autre par émission de photons. Les photons ainsi émis lors de ces transitions sont réfléchis entre les miroirs du résonateur, et un processus d'amplification s'établit à chaque traversée du milieu actif.

Finalement, le rayonnement laser peut s'échapper du résonateur par l'un de ses miroirs (miroir semi transparent) lorsque le seuil d'oscillation est atteint (où le gain égale les pertes).

Différents types de résonateurs

il y a deux types de résonateurs, et cette différence se juge par la présence ou l'absence du milieu actif, résonateurs *stables* et résonateurs *instables*.

Un résonateur est dit passif s'il n'est pas rempli d'un milieu actif ou amplificateur. S'il y a amplification de lumière par la présence d'un milieu (solide, liquide ou gaz), on dit que le résonateur est actif.

Résonateurs stables Certainement les plus couramment utilisés, car ils offrent expérimentalement une assez grande facilité de réglage.

Résonateurs instables Contrairement à ce qui se passe dans un résonateur stable, ici la lumière suit des parcours divergents et l'énergie quitte le résonateur après seulement quelques réflexions sur les miroirs dont les coefficients de réflexion

Modes propres et valeurs propres

Supposons qu'une onde fasse un aller et retour dans le résonateur constitué de deux miroirs M_1 et M_2 , de rayons de courbures R_1 et R_2 , de diamètres $2a_1$ et $2a_2$, et séparés de la distance L .

Après un premier aller et retour, le champ transverse en un point sur le miroir M_1 , d'amplitude $\tilde{E}^{(1)}(x, y)$ qui revient vers son point de départ, sera en général différent de celui de $\tilde{E}^{(0)}(x, y)$ avant cet aller et retour, à cause des pertes dues à la diffraction en raison des effets de bord des ouvertures, et de la réflexion. Après un second aller et retour, le champ $\tilde{E}^{(2)}(x, y)$ sera encore différent du précédent.

Le rayonnement doit retourner après ses trajets avec la même forme transverse, mais avec la possibilité d'avoir une amplitude qui se réduit à cause de la diffraction et des

autres pertes durant le trajet. L'onde retourne en général aussi avec un déphasage arbitraire, à cause de la distance de propagation dans le résonateur et la fréquence angulaire ω du front d'onde.

MODES D'OSCILLATION DU RESONATEUR OPTIQUE

Structure des modes Les cavités laser emploient souvent des miroirs incurvés plutôt que plans, dans le but de donner aux modes transverses de la cavité une forme confinée et contrôler les pertes par diffraction. Il y a une large classe de ces résonateurs à miroirs incurvés, dits *résonateurs stables*, dans lesquels les pertes par diffraction sont généralement très faibles, et les modes d'ordres les plus élevés possèdent la forme des fonctions d'Hermite Gauss, avec le mode le plus bas ayant un profil transverse Gaussien, [1].

Ces modes d'Hermite Gauss s'avèrent avoir de très faibles diamètres, de sorte qu'ils ne remplissent pas efficacement tout le volume du barreau (laser à solide) ou du tube laser (laser à gaz). Le laser doit alors osciller dans une mixture de modes d'ordres bas et élevés afin de remplir le volume laser et en extraire toute la puissance disponible.

Il existe aussi une classe de résonateurs dits *instables*, qui utilisent des fronts d'onde laser divergents. Ces résonateurs possèdent des modes transverses qui remplissent bien les volumes laser, mais qui suppriment les modes transverses des ordres élevés. Ces résonateurs optiques instables peuvent générer un faisceau de sortie de grand diamètre.

Le rayonnement à l'intérieur du résonateur ne peut pas être caractérisé par un faisceau à allure Gaussienne. Les propriétés des modes de tels résonateurs instables sont plus complexes que les simples modes stables de Hermite Gauss.

Les distributions du champ stationnaire ne sont pas données par les polynômes de Hermite Gauss (distributions à symétrie rectangulaire) ou Laguerre Gauss (distributions à symétrie circulaire), qui caractérisent les distributions du champ rayonnant pour les modes des ordres supérieurs de la configuration stable.

Intégrale de propagation par aller et retour :

La propagation du champ optique à travers un aller et retour dans un résonateur

optique peut être décrite mathématiquement par l'intégrale de propagation [2], de forme générale :

$$\tilde{E}^{(1)}(x, y) = \exp(-2jkL) \int \int_{\text{plan d'entrée}} \tilde{K}(x, y; x_0, y_0) \tilde{E}^{(0)}(x_0, y_0) dx_0 dy_0 \quad (1.1)$$

Où k : constante de propagation à la fréquence du signal optique, ou vecteur d'onde
 \tilde{K} : fonction de propagation (le champ $\tilde{E}^{(1)}(x, y)$ après une étape de propagation peut être obtenue à partir du champ initial $\tilde{E}^{(0)}(x_0, y_0)$ à travers l'opération du propagateur linéaire K).

L'intégrale se calcule sur les coordonnées transverses au plan d'entrée de référence.

1.3 Faisceau gaussien et équation de Helmholtz

En général, la recherche des modes transverses d'une cavité est un problème. Heureusement, pour les cavités habituellement utilisées dans les lasers, en particulier dans le cas d'une cavité linéaire de type Fabry-Perot, il existe une classe de solutions simples, les modes gaussiens, qui sont une excellente approximation pour la plupart des lasers.

L'évaluation de la propagation de l'onde laser au bout d'un aller-retour le long du résonateur, à l'aide des modèles mathématiques appropriés, et évidemment le premier pas vers la détermination des modes propres, de leurs pertes et de leurs fréquences de résonance.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées. Elles sont basées sur les trois idées suivantes :

- Rechercher une solution simple des équations de Maxwell qui prend la forme d'un faisceau paraxial et faire en sorte que les deux miroirs intercepteurs soient localement perpendiculaires à sa direction de propagation. Ceci assure que l'onde se réfléchit exactement sur elle-même.
- Utiliser la formulation scalaire du principe de Huygens pour calculer le champ sur les miroirs (Fox-Li)

- Ecrire le champ sous la forme d'une combinaison des modes de la cavité (Hermite-Gauss, ou Laguerre-Gauss).

Toutes ces méthodes ont été déjà utilisées dans les études précédentes, où elles ont donné des résultats satisfaisants mais leur traitement était limité à l'espace libre.

1.3.1 Propagation d'un faisceau gaussien monomode

Equation de Helmholtz

Précisons, tout d'abord qu'une référence internationale existe concernant la théorie des lasers.

C'est l'ouvrage de A.E. Siegman [2], dans lequel une partie importante de ce qui va suivre peut être retrouvée.

La lumière émise par un laser contient une ou plusieurs fréquences que l'on associe aux modes propres de la cavité. On distingue généralement deux types de modes : les modes longitudinaux et les modes transverses. Les modes longitudinaux diffèrent par leur fréquence d'oscillation tandis que les modes transverses diffèrent, non seulement par leur fréquence d'oscillation mais aussi par la répartition de leurs champs, électrique et magnétique, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

La propagation d'une onde électromagnétique est décrite à l'aide des équations de Maxwell.

Celles-ci s'expriment, pour un milieu homogène, non chargé et sans courant. comme suit :

$$\nabla \wedge H = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

$$\nabla \wedge E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot (\varepsilon E) = 0 \tag{1.2}$$

Où : E et H sont respectivement le champ électrique et le champ magnétique,
 ε et μ sont respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique,
indépendantes du temps, et considérées constantes.

Si on suppose une variation temporelle harmonique du champ

$$E(x, y, z, t) = \text{Re} [\mathbf{E}(x, y, z) \exp(i\omega t)] \quad (1.3)$$

nous déduisons l'équation d'Helmholtz :

$$\Delta^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.4)$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde qui obéit à la relation

$k = \omega \sqrt{\mu\varepsilon}$ avec $\nabla\varepsilon = 0$ et $\mu_0\varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$ (dans le vide), c est la vitesse de la lumière.

L'équation d'onde (1.3) est une équation vectorielle qui se ramène en un système de trois équations scalaires aux dérivées partielles impliquant chacune une dimension, ce qui est très difficile à résoudre. Pour cela on va écrire[1] :

$$\mathbf{E}(r, r_0) \longrightarrow E(r, r_0) \quad (1.5)$$

une solution exacte de l'équation d'onde est l'onde sphérique divergeant d'un point source de vecteur de position r_0 au point d'observation r . Son expression est :

$$E(r, r_0) = \frac{1}{\rho(r, r_0)} \exp [ik\rho(r, r_0)] \quad (1.6)$$

Où

$$\rho(r, r_0) = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2}$$

est la distance entre le point source $r_0 = x_0u_x + y_0u_y + z_0u_z$ et le point d'observation $r = xu_x + yu_y + zu_z$ dans un repère cartésien $Oxyz$.

Cependant, nous savons que le faisceau laser n'est pas une onde sphérique qui se propage dans toute les direction mais possède une direction de propagation bien définie notée Oz . On peut traduire cela en écrivant le champs sous la forme[1]

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \Psi(r, \varphi, z) \exp(ikz) \quad (1.7)$$

pour nous conformer à la réalité, nous devons supposer que ce profil varie plus lentement avec z que le facteur d'onde plane $\exp(ikz)$ dont la période spatiale (λ) est bien plus petite que la largeur du faisceau. L'autre dépendance en z qui reste dans $\Psi(r, \varphi, z)$ est elle aussi beaucoup plus lente par rapport à celle de $\exp(ikz)$ et par rapport à sa variation transversale.[2] ainsi :

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right| \text{ ou } \left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right| \text{ ou } \left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right| \quad (1.8)$$

qui est essentiellement l'approximation paraxiale.

L'équation d'Helmholtz se transforme en l'équation d'onde paraxiale :

$$\nabla_T^2 \Psi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad (1.9)$$

Où ∇_T est la partie transverse (les deux premiers termes) de l'opérateur différentiel ∇ . Son expression est :

$$\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (1.10)$$

L'équation paraxiale (1.9) est la base de description de presque tous les problèmes de propagation des faisceaux lasers. Son domaine de validité s'étale jusqu'à 30 degrés d'après Siegman[2]. Elle peut être utilisée même pour des faisceau plus divergents[3], comme c'est le cas dans les lasers à semi-conducteurs.

Notons aussi que la direction de polarisation du champs est souvent choisie dans le plan transverse, d'où son appellation *TEM*, qui signifie transverse électromagnétique.

Le mode fondamental gaussien

Le faisceau gaussien est aussi appelé mode fondamental ou *TEM*₀₀ correspond à un champ dont seules les variations selon l'axe de propagation sont prises en compte (avec la possibilité d'une variation radiale monotone de l'amplitude). Il existe bien entendu

d'autres modes transverses d'ordre supérieur désignés par TEM_{pq} , ayant une dépendance transverse en intensité plus compliquée [4].

Comme cela a été déjà fait pour l'équation (I,9) on va essayer de faire la même approximation pour la solution (I,6) de l'équation d'Helmholtz (I,4) où la distance ρ s'exprime en géométrie cylindrique comme suit :

$$\rho(r, r_0) = \sqrt{(r \cos \varphi - r_0 \cos \varphi)^2 + (r \sin \varphi - r_0 \sin \varphi)^2 + (z - z_0)^2} \quad (1.11)$$

pour s'implifier, nous prenons le point source à l'origine des coordonnées :

$$r_0 = x_0 = y_0 = z_0 = 0 \quad \text{et} \quad \varphi_0 = 0$$

Ainsi (I,6) devient :

$$\mathbf{E}(r) = \frac{1}{\rho(r)} \exp [ik\rho(r)] \quad (1.12)$$

avec

$$\rho(r) = \sqrt{r^2 + z^2} \quad (1.13)$$

qui peut être développé comme suit

$$\rho = z + \frac{r^2}{2z} - \frac{r^4}{8z^3} + \dots \quad (1.14)$$

l'approximation paraxiale consiste à considérer la distance axiale z entre le point source et le point d'observation très grande devant la distance transverse qui les sépare, soit, $r \ll z$.

Ainsi on ne va retenir du développement de ρ que le terme d'ordre 2 dans l'exposant de (I.12). Dans l'amplitude, nous ne garderons que le premier terme, c'est à dire : $\rho = z$. Par conséquent, (I.12) devient :

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z) = \Psi_1(r, z) \exp(ikz) \quad (1.15)$$

Où

$$\Psi_1(r, z) = \frac{1}{z} \exp(ikr^2/2z) \quad (1.16)$$

qui est aussi une solution exacte de l'équation (I.9). Cependant, en examinant l'amplitude de Ψ_1 , nous constatons qu'elle ne s'affaiblit pas dans la direction transverse loin de l'axe à z donné. Par conséquent, elle porte en elle une énergie à l'infini dans cette direction. Ce qui est contraire à la physique de notre problème où le faisceau est bien délimité dans le plans transverse.

Une solution à ce problème peut être recherchée en essayant de créer dans l'exposant de (I.16) une partie réelle qui tombe à zéro dans la direction transverse. pour avoir là un terme réel, il faut ajouter un terme imaginaire qui ne doit pas contenir z comme variable, ni d'ailleurs r -qui n'existe pas dans l'amplitude- et conserver toujours son caractère de solution de (I.9). Cet ajout doit être une constante complexe à l'une des variables r ou z . Mais comme nous avons pris l'origine des r et des z en zéro, ajouter une constante complexe revient à décaler l'origine d'une distance complexe ou à considérer une source ponctuelle complexe pour notre rayonnement. Ajoutons alors une constante complexe, soit q_0 , à z telle que

$$z \longrightarrow z + q_0 \quad (1.17)$$

Nous notons cette constante par un indice zéro pour montrer que c'est l'origine qui est décalée dans la direction axiale d'une distance complexe.

Pour une écriture plus simple, écrivons :

$$q(z) = z + q_0 \quad (1.18)$$

il apparaît donc que :

$$q_0 = q(z = 0) \quad (1.19)$$

avec cela, (I.16) devient :

$$\Psi = \frac{1}{q(z)} \exp \left[ik \frac{r^2}{2q(z)} \right] \quad (1.20)$$

ou encore, après quelques manipulations algébriques :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left[i \left(kz - \tan^{-1} \left(\frac{2z}{z_R} \right) + \frac{kr^2}{2R(z)} \right) \right] \quad (1.21)$$

Avec :

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{2z}{z_R} \right)^2 \right] \quad (1.22)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{2z} \right)^2 \right] \quad (1.23)$$

Où

$$z_R = kw_0^2 \text{ est la distance de Rayleigh} \quad (1.24)$$

$w(z)$ et $R(z)$ sont les paramètres d'un faisceau laser obtenus par la résolution de l'équation de Helmholtz; où $w(z)$ représente la largeur du faisceau et $R(z)$ le rayon de courbure du front d'onde.

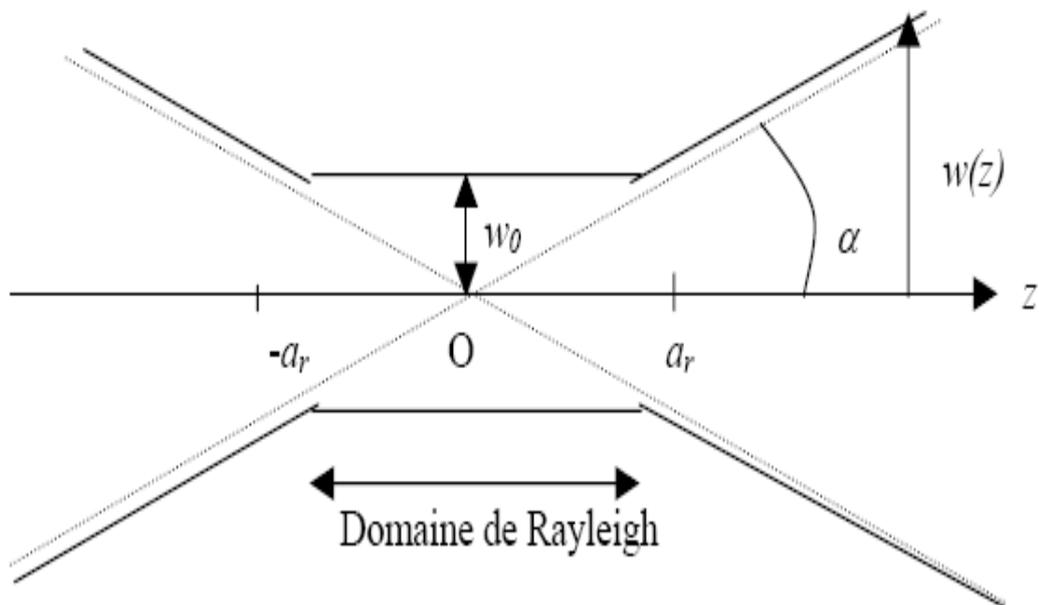


Figure (I.2). Rayon caractéristique du faisceau laser en fonction de la distance z .

La quantité $w(z)$ est la distance transverse à l'axe optique Oz à la quelle l'amplitude

diminue à un facteur $1/e$ de sa valeur sur l'axe. elle est dite largeur du faisceau. L'équation (I.22) montre que la largeur minimale est w_0 la taille du faisceau. Le facteur $w_0/w(z)$ qui est inférieur à 1, dénote ici la décroissance de l'amplitude du fait de l'expansion du faisceau au fur et à mesure que l'onde se propage. Le déphasage $\tan^{-1}\left(\frac{2z}{z_R}\right)$ est dû à la propagation, quant à la quantité \mathbf{E}_0 , elle est une constante qui caractérise le point source du rayonnement.

Récrivons (I.22) sous la forme :

$$\frac{w^2}{w_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2/4} = 1 \quad (1.25)$$

Cette expression est celle d'un hyperboloïde de rayon transverse $w(z)$ et l'axe de révolution Oz . Son petit demi-axe étant w_0 (figure(I.2)). elle montre que $z_0/2$ est la distance à laquelle la section du faisceau est deux fois la section minimale au point d'étranglement. Sur la figure (I.2), on remarque une divergence du faisceau qu'on peut évaluer, pour z grand, à l'aide de l'équation (I.22) comme suit :

$$\theta = \frac{w(z)}{z} \approx \frac{2}{kw_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (1.26)$$

On peut aussi calculer le déphasage complexe loin de la taille pour trouver :

$$P' = \frac{-i}{q} \quad (1.27)$$

Donc

$$P' = \frac{-i}{z + i\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)} \quad (1.28)$$

En intégrant par rapport à z ;

$$\int P'(z)dz = \int \frac{-idz}{z + i\left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)} \quad (1.29)$$

nous allons trouver :

$$\begin{aligned}
iP(z) &= \ln \left[1 - i \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \right] \\
&= \ln \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} - i \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)
\end{aligned} \tag{1.30}$$

Donc

$$P(z) = -i \ln \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} - i \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \tag{1.31}$$

Et l'équation (I, 20) devient :

$$\Psi = \exp \left\{ -i \left(P + \frac{k}{2q} r^2 \right) \right\} \tag{1.32}$$

Et

$$\begin{aligned}
E &= \exp \left[-i \left(P + \frac{k}{2q} r^2 \right) - ikz \right] \\
&= \exp \left[-iP - i \frac{k}{2q} r^2 - ikz \right]
\end{aligned} \tag{1.33}$$

Où

$$iP = \ln \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} - i \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)$$

Et

$$q = z + i \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

Donc

$$\begin{aligned}
E &= \exp \left[-\ln \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} - i \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) - i \frac{k}{2} \left(\frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \right) r^2 - ikz \right] \\
&= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}} \exp \left[-i \left(kz - \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \right) \right] - \frac{k\lambda}{2\pi} \\
&= \frac{w_0}{w} \exp \left[-i \left(kz - \arctan \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right) \right) \right] - \frac{k\lambda}{2\pi} \tag{1.34}
\end{aligned}$$

A la fin il nous a paru indispensable de voir la variation de ces paramètres par rapport à la distance de propagation z , de ce fait on a fait une petite expérience au sein du laboratoire de science de notre faculté avec le laser $He - Ne$ et les résultats sont donnés dans le dernier chapitre.

Chapitre 2

Faisceau laser par la méthode de Kirchhoff

2.1 Introduction

Il nous a semblé intéressant de rappeler, dans ce chapitre le lien entre les équations de Maxwell en électromagnétisme et les solutions intégrales utilisées par Kirchhoff, qui nous servirons dans les démonstrations relatives aux faisceau gaussiens. Nous allons admettre directement la'équation de Kirchhoff

$$4\pi f(P) = \int \int_s \frac{\exp(ikr)}{r} f(M) iK(\cos \beta - \cos \alpha) ds \quad (2.1)$$

Nous appliquons la méthode de kirchhoff à un mince faisceau lumineux paraxial, d'axe moyen Oz .

Nous supposons que les sources d'onde sont du côté des z négatifs et nous choisissons le plan $z = 0$ comme surface S pour appliquer les formules de Kirchhoff. Nous supposons connue l'amplitude complexe $\varepsilon(M) = \varepsilon(x, y, 0)$ du champ créé dans ce plan par les sources. Nous utilisons la méthode de Kirchhoff pour calculer le champ électrique dans le plan transversal à la distance z . Nous appelons a et b les coordonnées x et y du point courant P dans ce plan . Pour une onde paraxiale, les angles α et β de la formule de Kirchhoff restent toujours voisins respectivement de 0 et de π , ce qui nous permet

d'écrire :

$$\cos \alpha \simeq 1 \text{ et } \cos \beta \simeq -1$$

L'application de la formule de Kirchhoff permet le calcul de l'amplitude complexe du champ en P :

$$\varepsilon(P) = -\frac{iK}{2\pi} \iint \frac{\exp(iKr)}{r} \varepsilon(M) dx dy \text{ avec } r = PM \quad (2.2)$$

L'approximation de l'onde sphérique paraxiale, appliquée avec $r = PM$, nous permet d'écrire :

$$\frac{\exp(iKr)}{r} \simeq \frac{1}{z} \exp(iKz) \exp\left(\frac{iK}{2z}\right) [(x-a)^2 + (y-b)^2] \quad (2.3)$$

En reportant cette expression (III.4) dans (III.3), on obtient la relation fondamentale de l'optique paraxiale :

$$\varepsilon(a, b, z) = \left(-\frac{iK}{2\pi z}\right) \exp(iKz) \iint \varepsilon(x, y, 0) \exp\left(\frac{iK}{2z}\right) [(x-a)^2 + (y-b)^2] dx dy \quad (2.4)$$

En faisant référence à la théorie de la diffraction, ce résultat relève de ce qui est appelé la « diffraction de Fresnel » ; il est donc valable pour des points proches de M .

Nous appliquons ce résultat en prenant comme hypothèse de départ que dans le plan $z = 0$ l'onde est plane (c'est-à-dire que la phase du champ électrique est indépendante de x et y) mais qu'en revanche la distribution d'amplitude est gaussienne :

Pour $z = 0$:

$$\begin{aligned} E(M, t) &= E(x, y, 0, t) \\ &= \left(\varepsilon_0 = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right) \right) \exp(-i\omega t) \\ &= \varepsilon(M) \exp(-i\omega t) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Nous appelons ω_0 le rayon gaussien de cette distribution pour rappeler qu'elle est valide dans le plan $z = 0$.

Nous posons :

$$\varepsilon = \frac{K}{2z} \text{ et } \gamma_0 = \frac{1}{\omega_0^2} \quad (2.6)$$

pour faciliter le calcul sur l'intégrale donnant $\varepsilon(P)$

$$\varepsilon(P) = -\varepsilon_0 \frac{i\varepsilon}{\pi} \exp(iKz) \iint \exp[-\gamma_0(x^2 + y^2) + i\varepsilon[(x-a)^2 + (y-b)^2]] dx dy$$

Nous transformons d'abord l'exposant de l'exponentielle :

$$-\gamma_0(x^2 + y^2) + i\varepsilon[(x-a)^2 + (y-b)^2] = -(\gamma_0 - i\varepsilon)(x^2 + y^2) - i2\varepsilon(ax + by) + i\varepsilon(a^2 + b^2)$$

Nous pouvons sortir de l'intégrale le facteur exponentielle qui ne dépend pas de x ni de y , soit :

$$\begin{aligned} \varepsilon(P) &= -\varepsilon_0 \frac{i\varepsilon}{\pi} \exp(iKz) \exp(i\varepsilon(a^2 + b^2)) * \\ &\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-(\gamma_0 - i\varepsilon)(x^2 + y^2)] \exp[-i2\varepsilon(ax + by)] dx dy \quad (2.7) \end{aligned}$$

Nous reconnaissons dans l'intégrale la transformée de Fourier à deux dimensions d'une gaussienne. On utilise le résultat d'analyse mathématique valable pour β complexe à condition que la partie réelle de β soit positive (pour assurer la convergence de l'intégrale de l'infini) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\beta x^2) \exp(-iux) dx = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \exp\left(\frac{-u^2}{4\beta}\right) \quad (\text{Re } \beta > 0) \quad (2.8)$$

En posant $u = 2\varepsilon a$, $v = 2\varepsilon b$, et $\beta = \gamma_0 - i\varepsilon$ on obtient alors pour l'intégral double l'expression :

$$\frac{\pi}{\beta} \exp\left(\frac{-u^2}{4\beta}\right) \exp\left(\frac{-v^2}{4\beta}\right) = \frac{\pi}{\gamma_0 - i\varepsilon} \exp\left[-\frac{\varepsilon^2 (a^2 + b^2)}{\gamma_0 - i\varepsilon}\right]$$

On regroupe dans (II.7) les deux exponentielles en $(a^2 + b^2)$:

$$\varepsilon(P) = \varepsilon_0 \frac{-i\varepsilon}{\gamma_0 - i\varepsilon} \exp(iKz) \exp\left[\left(i\varepsilon - \frac{\varepsilon^2}{\gamma_0 - i\varepsilon}\right) (a^2 + b^2)\right]$$

En définissant $\gamma(z) = \frac{\varepsilon^2}{\gamma_0 - i\varepsilon} - i\varepsilon = \frac{i\varepsilon\gamma_0}{i\varepsilon - \gamma_0}$ on a :

$$\begin{aligned} \varepsilon(P) &= \varepsilon_0 \frac{\gamma(z)}{\gamma_0} \exp(iKz) \exp[-\gamma(z) (a^2 + b^2)] \\ \text{avec } \gamma(z) &= \frac{i\varepsilon\gamma_0}{i\varepsilon - \gamma_0} \quad \text{soit } \frac{1}{\gamma(z)} = \frac{1}{\gamma_0} + \frac{i}{\varepsilon} = \omega_0^2 + i\frac{2z}{k} \end{aligned} \quad (2.9)$$

La solution obtenue à la distance z est encore une solution gaussienne en fonction des coordonnées a et b du point P . Sans doute le coefficient $\gamma(z)$ de l'exponentielle est complexe ; et il faudra séparer la partie imaginaire qui représente un déphasage variable dans le plan d'onde (ce n'est plus une onde plane) et la partie réelle qui représente la variation d'amplitude. Mais nous sommes assurés que la partie réelle de $\gamma(z)$ est positive.

2.2 L'onde gaussienne et ses paramètres

Nous partons des formules (II.9), en les transcrivant en un point $M(x, y, z)$ quelconque :

$$\begin{aligned} \varepsilon(M) &= \varepsilon_0 \frac{\gamma(z)}{\gamma_0} \exp(iKz) \exp[-\gamma(z) (x^2 + y^2)] \\ \text{avec } \frac{1}{\gamma(z)} &= \omega_0^2 + i\frac{2z}{k} = \omega_0^2 \left(1 + i\frac{z}{L}\right) \end{aligned} \quad (2.10)$$

En définissant

$$L = \frac{k\omega_0^2}{2} = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad \text{Longueur de Rayleigh } (z_R) \quad (2.11)$$

2.2.1 Le rayon gaussien du profil transversal

L'important est de séparer la partie réelle et la partie imaginaire de $\gamma(z)$ puisque c'est la partie réelle qui détermine la répartition spatiale de l'amplitude.

$$\gamma(z) = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{1}{1 + i\frac{z}{L}} = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{1 - i\frac{z}{L}}{1 + i\frac{z^2}{L^2}} = \frac{1}{\omega(z)^2} \left(1 - i\frac{z}{L}\right) \quad (2.12)$$

En appelant $\omega(z)^2$ l'inverse de la partie réelle ; ce qui fait apparaître le rayon gaussien de la nouvelle répartition spatiale dans le plan z .

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L}\right)^2} \quad (2.13)$$

On voit que la longueur de Rayleigh sert d'échelle à la variation du rayon gaussien $\omega(z)$ en fonction de z ; et lorsqu'on s'écarte de l'origine O d'une longueur de Rayleigh, le rayon gaussien est multiplié par $\sqrt{2}$, c'est-à-dire que la section du pinceau lumineux a sa surface multipliée par 2.

2.2.2 Rayon de courbure du front d'onde

Dans le calcul du paragraphe précédent, nous avons choisi comme point de départ dans le plan $z = 0$ une onde gaussienne plane, c'est-à-dire que la phase de l'onde dans ce plan ne dépendait pas de x et y . Ce plan $z = 0$ est en fait le seul où l'onde soit plane. Dès que z est différent de zéro le paramètre $\gamma(z)$ est complexe et l'exponentielle imaginaire en $x^2 + y^2$ représente un déphasage dépendant de x et y . Ce déphasage dans le plan d'onde peut être comparé avec celui d'une onde sphérique paraxiale. Cette comparaison permet de définir un rayon de courbure $R(z)$ de l'onde, tel que les termes imaginaires en $x^2 + y^2$ des deux expressions du déphasage soient égaux :

$$\exp \left[i \frac{z}{L\omega(z)^2} (x^2 + y^2) \right] = \exp \left[ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right]$$

soit

$$R(z) = \frac{kL\omega(z)^2}{2z} = \frac{kL\omega_0^2}{2z} \left(1 + \frac{z^2}{L^2} \right) \quad (2.14)$$

ou

$$R(z) = \frac{L^2}{z} \left(1 + \frac{z^2}{L^2} \right) = z + \frac{L^2}{z} = L \left(\frac{z}{L} + \frac{L}{z} \right) \quad (2.15)$$

L'avant dernière expression nous montre que le rayon de courbure équivalent devient très voisin de z lorsque $z \gg L$; c'est-à-dire que le faisceau gaussien réalise véritablement pour z très grand une onde sphérique paraxiale limitée transversalement. En revanche, la dernière expression est plus commode pour étudier la variation de $R(z)$ aux valeurs de z ; on se rappelle que la somme d'une variable et de son inverse $\left(\frac{z}{L} + \frac{L}{z} \right)$ passe par un minimum lorsque ces deux quantités sont égales à l'unité ; c'est-à-dire que $R(z)$ est minimum égal à $2L$, lorsque $z = L$, juste à la longueur de Rayleigh. Lorsque $z \rightarrow 0$, $R(z) \rightarrow \infty$ de manière à retrouver l'onde plane (de rayon de courbure infini) lorsque $z = 0$. Tout ceci est représenté aussi sur la figure (II.1).

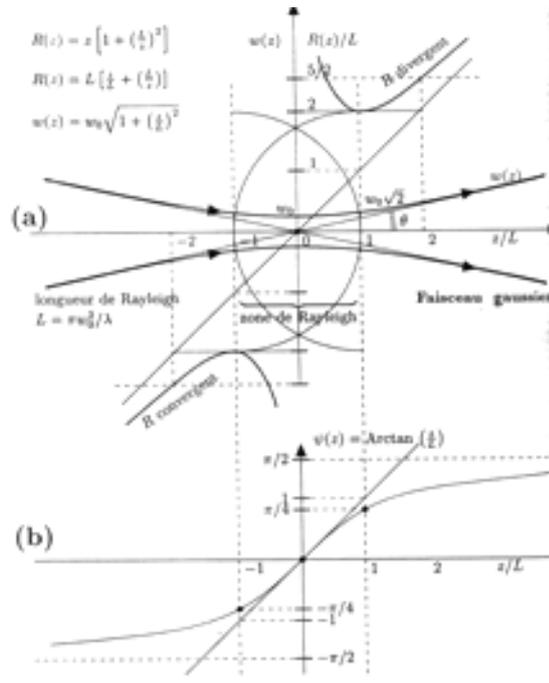


Figure (II.1). Evolution du faisceau gaussien en fonction de la distance z le long de l'axe de révolution.

2.2.3 Amplitude et phase de l'onde

$\gamma(z)$ n'intervient pas seulement dans l'exponentielle de la formule (II.12), on le trouve aussi en facteur de ε_0 , où il détermine l'amplitude du champ. Il faut donc calculer d'après (II.14) le module du nombre complexe $\gamma(z)$:

$$|\gamma(z)| = \frac{1}{\omega_0^2} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{z^2}{L^2}}} = \frac{1}{\omega_0 \omega(z)} \quad (2.16)$$

L'argument du nombre complexe $\gamma(z)$ ressort aussi facilement de la dernière expression (II.14) où l'on trouve le rapport de la partie imaginaire à la partie réelle égal à $\frac{z}{L}$. On en déduit l'expression suivante de ce nombre complexe :

$$\gamma(z) = \frac{1}{\omega_0 \omega(z)} \exp(-i\psi(z)) \text{ avec } \tan \psi(z) = \frac{z}{L} \quad (2.17)$$

La courbe de variation de l'angle $\psi(z)$ est également tracée sur la figure (II.1). Tenant compte de $\gamma_0 = \frac{1}{\omega_0^2}$, tout ceci nous permet de réécrire l'amplitude complexe du champ de l'onde dans le plan z en séparant le module et les termes de phase :

$$\varepsilon(x, y, z) = \left(\varepsilon_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega(z)^2}\right) \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \exp(ikz - i\psi(z)) \quad (2.18)$$

avec

- $\left(\varepsilon_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)$ l'amplitude au centre ;
- $\exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega(z)^2}\right)$ profil transversal de l'amplitude avec le rayon $\omega(z)$;
- $\exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right)$ déphasage dans le plan d'onde équivalent à une onde sphérique de rayon de courbure $R(z)$;
- $\exp(ikz - i\psi(z))$ déphasage de propagation selon l'axe z : du déphasage kz de l'onde plane il faut retrancher le déphasage $\psi(z)$ donné par (II.19) qui varie de π quand z varie entre $-\infty$ et $+\infty$.

Le signe des termes imaginaires est lié à la convention choisie $\exp(-i\omega t)$ pour représenter le champ électrique (cf. (15-3) ou (15-21)). Par comparaison avec d'autres auteurs, il peut y avoir un changement de i en $-i$ qui n'a aucune conséquence pratique.

On vérifie que l'amplitude sur l'axe en $\frac{1}{\omega(z)}$ donne une densité d'énergie en $\frac{1}{\omega(z)^2}$, qui compense exactement l'accroissement de surface de la section du faisceau en $\omega(z)^2$: cela assure la conservation de l'énergie transportée dans le faisceau.

En résumé, la modification du faisceau gaussien sur une très grande distance (beaucoup plus grande que la longueur de Rayleigh) ressemble à celle d'une onde sphérique convergente qui devient une onde sphérique divergente après passage par un foyer. Mais le foyer ponctuel de l'optique géométrique est remplacé par le waist de dimension finie. La variation de π du déphasage $\psi(z)$ n'est autre que le classique déphasage de π dans le passage par un foyer (phase de Gouy) ; ceci peut être considéré comme une autre manière

de le démontrer.

2.2.4 Directivité de Heisenberg

L'hyperbole qui représente la variation de $\omega(z)$ peut être aussi caractérisée par l'angle $\theta = \frac{\omega_0}{L}$ des asymptotes avec l'axe Oz (figure(II.1)). Compte tenu de la relation (II.13) entre les deux paramètres ω_0 et L qui définissent le faisceau, on en déduit les expressions de cet angle :

$$L = \pi \frac{\omega_0^2}{\lambda} \text{ ou } \omega_0 = \sqrt{\frac{L\lambda}{\pi}}$$
$$\theta = \frac{\omega_0}{L} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi L}} \quad (2.19)$$

L'angle θ varie donc en raison inverse du rayon minimum ω_0 ou « waist » du faisceau.

Le faisceau gaussien réalise une autolimitation transversale d'un faisceau lumineux sans diaphragme ; mais la formule (II.24) qui détermine son ouverture angulaire, sous la forme $\frac{\lambda}{\pi\omega_0}$ est très semblable à la formule calculée pour la diffraction par un diaphragme circulaire de diamètre $2\omega_0$.

Dans le cas du faisceau gaussien, cette relation entre l'ouverture angulaire θ et le rayon minimum ω_0 reflète très exactement le cas limite des inégalités de Heisenberg appliquées aux photons.

Chapitre 3

Faisceau laser : applications

Il existe un grand nombre de types de lasers avec des puissances très variables, un fonctionnement continu ou impulsionnel et, avant d'envisager une application, il est nécessaire d'effectuer un choix qui sera dicté d'abord par des motivations techniques, mais également par des raisons économiques, la diffusion d'un produit étant toujours liée à son prix de revient et à sa complexité.

3.1 Le laser $He - Ne$

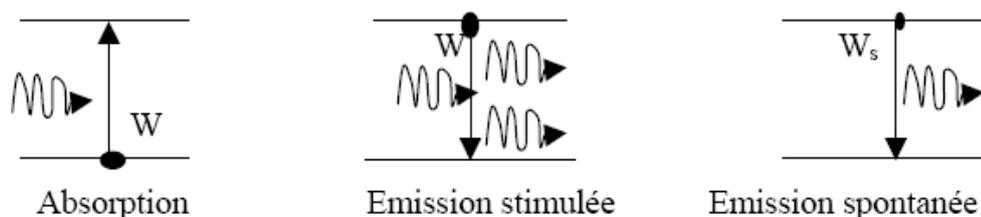
Un laser est composé de trois éléments : un résonateur (Fabry-Pérot), un milieu actif dans le résonateur et qui fonctionne en amplificateur de lumière, et une source d'énergie pour exciter le milieu actif. L'ensemble constitue un oscillateur auto-entretenu, le résonateur déterminant les fréquences de la lumière émise.

L'excitation de l'Hélium se fait au moyen d'électrodes, comme dans les tubes fluorescents pour exciter le Mercure.

La relation lumière - matière peut se traduire de 3 manières : absorption, émission stimulée ou émission spontanée. Nous supposons que deux états d'un atome, d'énergies E_1 et E_2 interviennent dans ces interactions.

Lors de l'absorption, un photon d'énergie $h\nu$ rencontre un atome du matériau laser d'énergie E_1 , et disparaît. Son énergie sert à faire passer le système atomique dans l'état

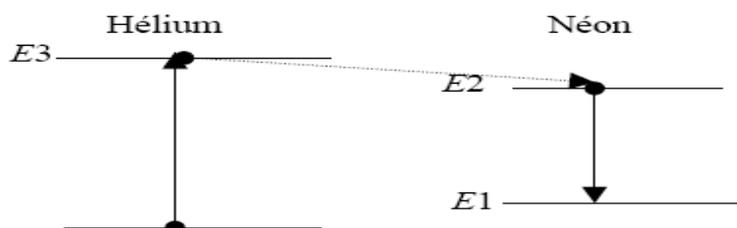
d'énergie E_2 plus élevé. Bien entendu le photon ne peut être absorbé que si E_2 est tel que $E_2 - E_1 = h\nu$, afin de vérifier la loi de conservation de l'énergie. S'il n'existe pas de niveau E_2 approprié, il ne se produit pas d'absorption et le matériau est transparent pour cette énergie de photon.



Figure(III.1). Illustration des processus pour le fonctionnement du laser.

Si l'atome est déjà dans son niveau d'énergie supérieur E_2 , alors il peut se désexciter en restituant l'énergie $h\nu$, et en émettant un deuxième photon de même état quantique, c'est-à-dire de même énergie, de même impulsion et de même phase que le photon incident. Ce processus s'appelle l'émission stimulée. Dans ce cas, deux photons ayant les mêmes propriétés, ressortent de l'atome. Il y a amplification de lumière.

Dans le laser $He - Ne$, le milieu actif fonctionne essentiellement avec trois niveaux d'énergie. La transition radiative se produit entre les niveaux E_2 et E_1 du Néon dans le rouge, à $\lambda = 680nm$. Le niveau d'énergie E_3 de l'Hélium a une durée de vie très faible, car il transfère rapidement son énergie après un choc avec un atome de Néon.

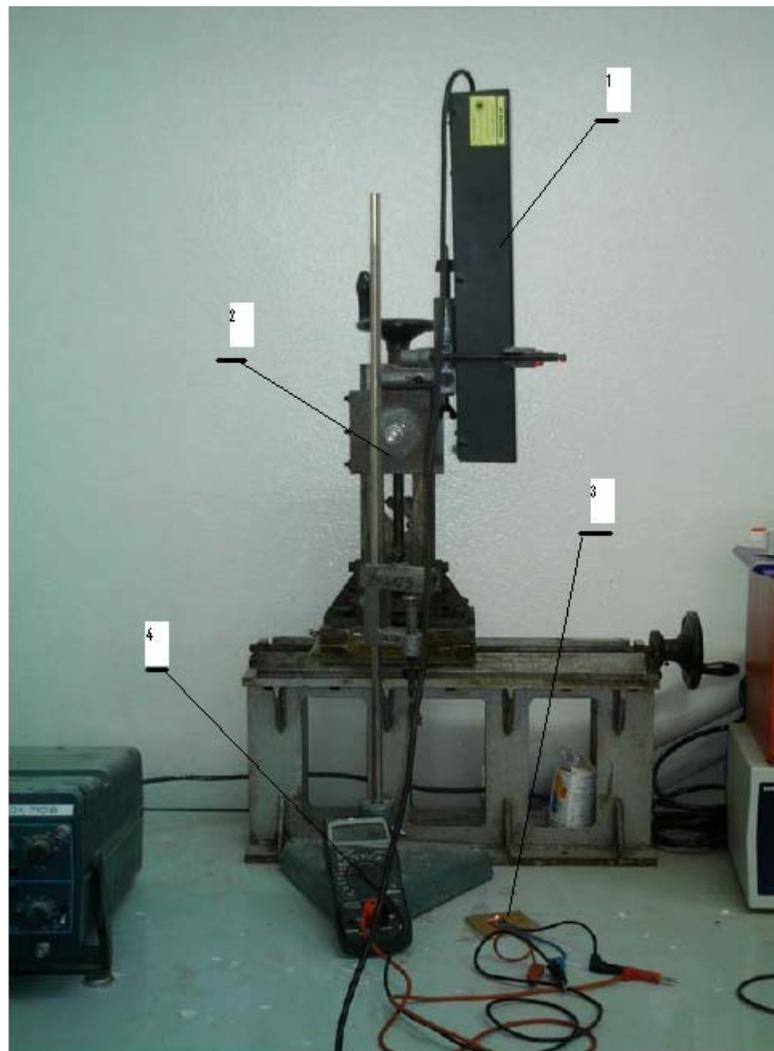


Figure(III.2). Schéma de principe du laser à gaz hélium néon

Les applications des lasers sont fondées sur l'exceptionnelle cohérence temporelle et spatiale de l'émission induite, et plus exactement sur sa faculté de condenser toute la puissance lumineuse disponible dans un seul mode optique, spatial et temporel.

3.1.1 But expérimental

Dans notre expérience, on a utilisé un laser $He - Ne$, dont la puissance est de $2mW$.



Figure(III.3). Montage expérimental fait par l'équipe de Mr Nouiri.

Où :

- (1)- Laser He-Ne
- (2)- Support
- (3)- Photodiode
- (4)- Ampèremètre

Le but de cette expérience est de vérifier les résultats théoriques obtenus auparavant, c'est-à-dire voir la variation des paramètres du faisceau laser par rapport à la distance de propagation z , pour cela, et sachant bien que lors de la propagation d'un faisceau laser de petite intensité, le faisceau se défocalise, on a choisi plusieurs distances pour lesquelles on a mesuré le diamètre du faisceau (d) et son intensité (I). les résultats sont représentés dans le tableau (III.1)

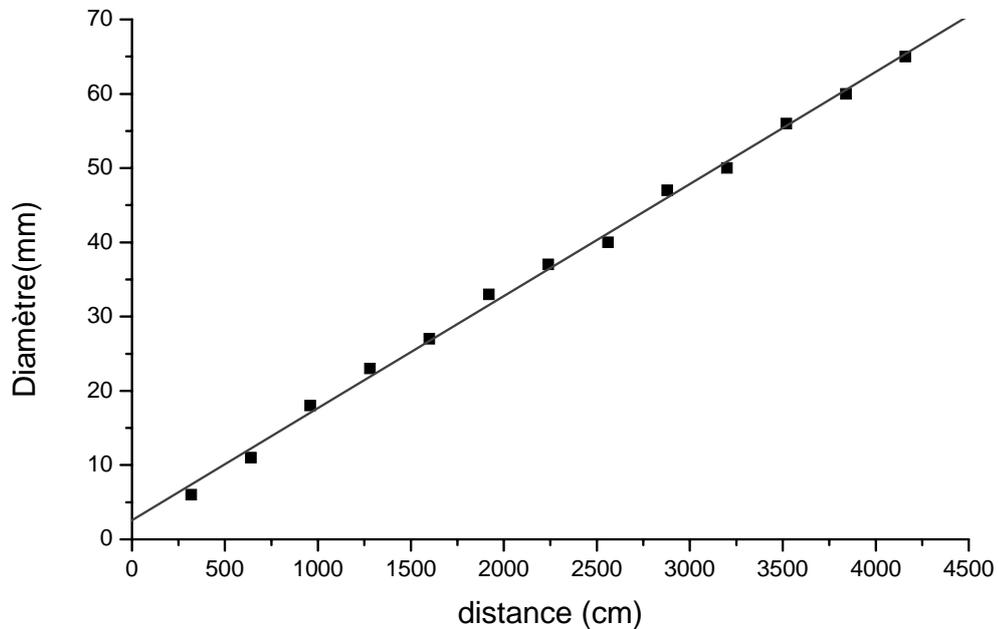
$z(cm)$	320	640	960	1280	1600		
$d(mm)$	6	11	18	23	27		
$surf(mm^2)$	28.27	95.03	254.47	415.48	572.56		
$I(\mu A)$	1030	475	248	148	92		
$I^2(\mu A^2)$	$1.06*10^6$	225625	61504	21904	8464		
$P(\mu W)$	1060.9	225.63	61.5	21.9	8.46		
$Fluence(\mu W/mm^2)$	$3752.74*10^{-2}$	$237.43*10^{-2}$	$241.68*10^{-3}$	$52.71*10^{-3}$	$14.78*10^{-3}$		
1920	2240	2560	2880	3200	3520	3840	4160
33	37	40	47	50	56	60	65
855.30	1075.21	1256.64	1734.94	1963.50	2463.01	2827.43	3318.31
70	52	37.7	32.5	26.1	21.7	19.0	16.2
4900	2704	1421.29	1056.25	681.21	470.89	361.00	262.44
4.9	2.70	1.42	1.06	0.68	0.47	0.36	0.26
$5.73*10^{-3}$	$2.51*10^{-3}$	$1.13*10^{-3}$	$6.11*10^{-4}$	$3.46*10^{-4}$	$1.91*10^{-4}$	$1.27*10^{-4}$	$7.84*10^{-5}$

Tableau(III.1). variation du diamètre (d) et de l'intensité (I) en fonction de la distance z

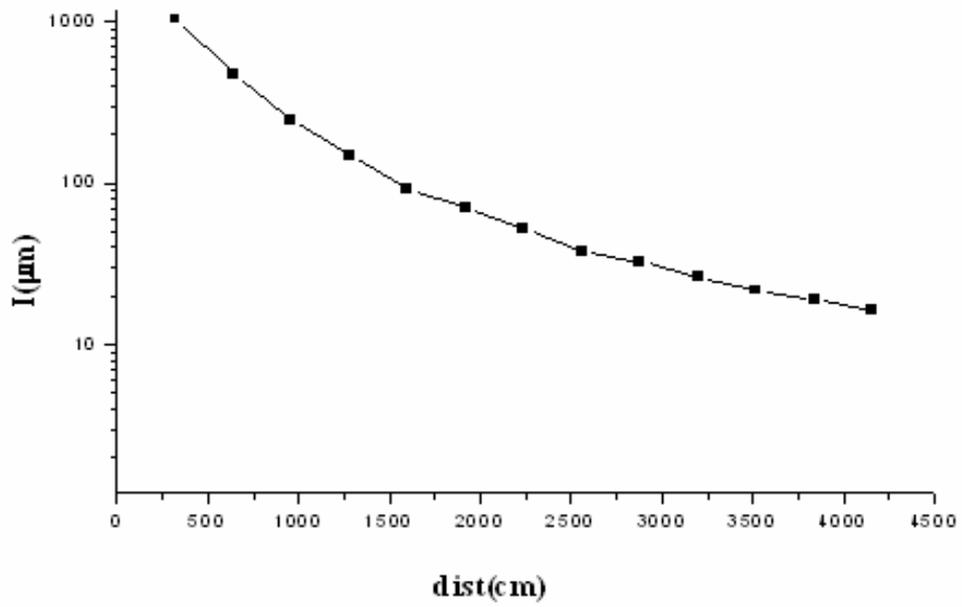
avec : $R=1k\Omega$ ($P=RI^2$)

3.1.2 Paramètres du laser

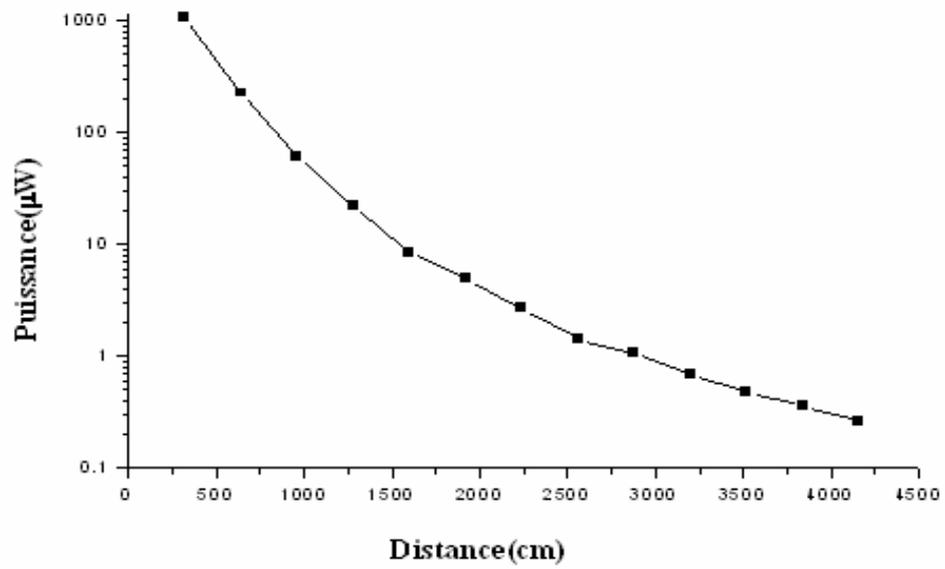
Un faisceau laser correspond au mode d'émission TEM₀₀, dont le front d'onde (ou surface de phase) est sphérique et qui présente en même temps une variation gaussienne de l'amplitude du champ électrique associé, est donc un faisceau gaussien. Etant donné le rôle joué par la cavité, on comprend que les principaux paramètres qui caractérisent le faisceau ont des valeurs qui dépendent de la position d'observation par rapport à cette cavité. Nous considérons de ce fait deux situations distinctes : celle du faisceau à l'intérieur de la cavité et celle du faisceau à l'extérieur.



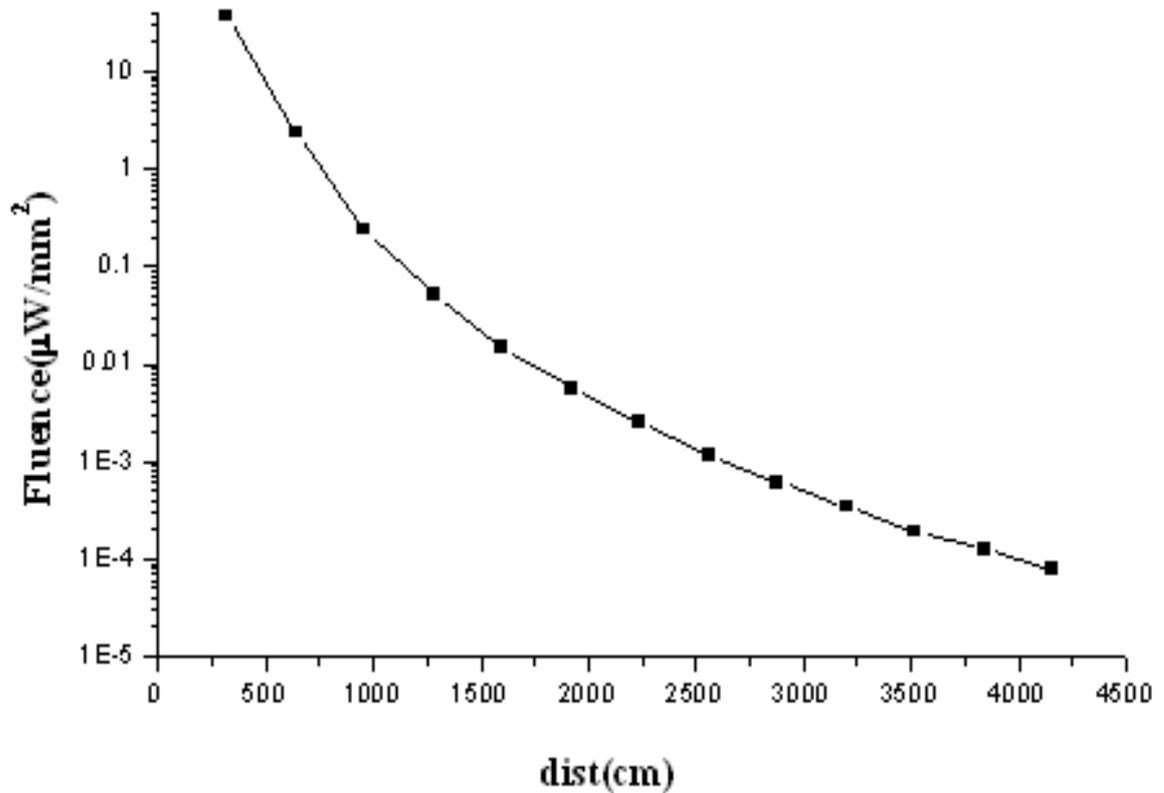
Figure(II.5). Evolution du diamètre du laser He – Ne en fonction de la distance de propagation.



Figure(II.6). Evolution de l'intensité en fonction de la distance de propagation.



Figure(III.6). Evolution de la puissance en fonction de la distance de propagation.



Figure(III.7). Evolution de la fluence en fonction de la distance de propagation.

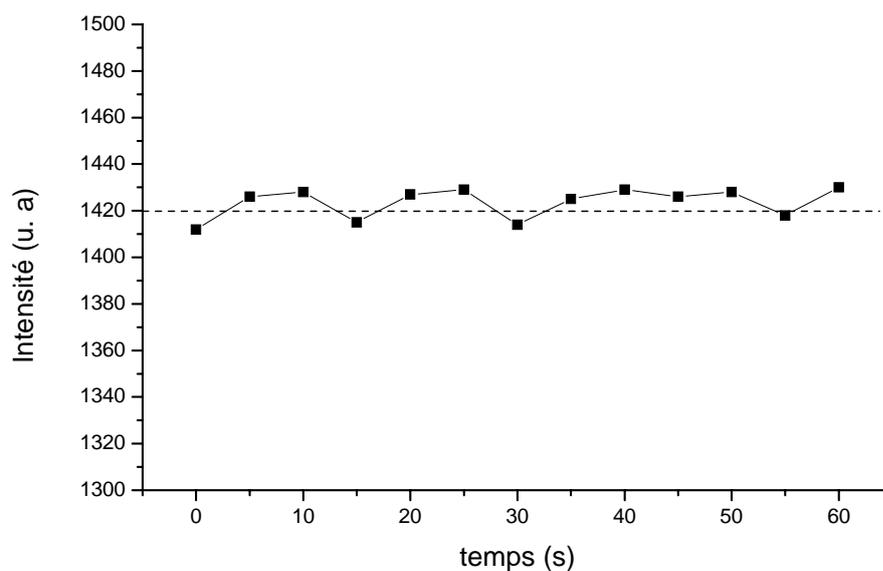
On peut admettre que, pour cette cavité émettant au spectre visible (avec $\lambda = 680\text{nm}$), son champ lointain commence au-delà d'une vingtaine de mètres, ce que certains opticiens résument par l'expression suivante : Pour cette cavité, "l'infini est au bout du couloir" !

Un autre phénomène qui peut influencer directement sur les applications du faisceau laser est l'instabilité par rapport au temps, c'est pour cela que son étude s'avère très importante , donc il faut connaître ses avantages s'il y en a , et ses désavantages pour enfin y remédier aux problèmes que ça peut induire.

Nous avons essayé de mesurer l'intensité du même laser, et nous avons trouvé les résultats suivants :

$t(s)$	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
$I(mA)$	1412	1426	1428	1415	1427	1429	1414	1425	1429	1426
$t(s)$	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100
$I(mA)$	1428	1418	1430	1433	1455	1465	1452	1444	1457	1455
$t(s)$	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150
$I(mA)$	1456	1458	1445	1455	1457	1457	1459	1449	1450	1459
$t(s)$	155	160	165	170	175	180	185	190	195	200
$I(mA)$	1443	1449	1456	1458	1457	1458	1459	1461	1456	1447

Tableau(III.2). variation de l'intensité (I) en fonction du temps (t)



Figure(III.8). Evolution de l'intensité en fonction du temps.

Selon la figure (III.8) on voit bien que l'intensité du laser, même dans des conditions fixes, varie avec le temps ; ce qui peut, comme on a dit auparavant, influencer sur les appli-

cations du faisceau laser. A titre d'exemple, si on veut bombarder un échantillon par un faisceau laser et avec une intensité bien précise on est sûr de ne pas y arriver et ça peut sûrement endommager notre échantillon, et si ce dernier serait l'oeil d'un être humain ça serait un tout petit peu grave?!!

3.2 La chaîne femtoseconde

3.2.1 La femtoseconde

Dès leur apparition au début des années 1960, les lasers ont suscité l'intérêt de la communauté scientifique qui s'est très vite attelée à développer ces nouveaux instruments afin d'accroître les connaissances relatives à de nombreux processus initiés par la lumière.

Le premier laser, réalisé par T.H.Maiman en 1960 [5, 4], était basé sur un cristal de rubis pompé par l'éclair d'une lampe au xénon. L'impulsion fluctuante alors obtenue avait une durée comprise entre la micro- et la milliseconde. Les premières impulsions laser dont la durée est plus courte que le temps nécessaire à la lumière pour réaliser un aller-retour dans la cavité ont été obtenues en 1964 [6]. La méthode utilisée était celle de blocage des modes longitudinaux de la cavité. Le développement des sources laser accordables à base de matériaux à l'état solide a débuté dès 1963 par la mise au point du premier laser à base de fluorure de magnésium (MgF_2) dopé au nickel [7]. Mais à l'époque, les possibilités offertes par l'utilisation des colorants comme milieu actif [8] et l'apparition des lasers à centres « f » [9] ont partiellement détourné l'attention des chercheurs des lasers à base de métaux de transition comme milieux actifs. Par ailleurs, au milieu des années 1970, l'observation des premières impulsions sub-picoseconde ($300fs$) issue de lasers à colorant [10, 11] a maintenu la popularité de ce type de milieu.

Le seuil de la nanoseconde a ainsi été franchi en 1966 [12], et de la picoseconde en 1974 [10].

En 1981, l'invention de la méthode de synchronisation de modes par collision d'impulsions (Colliding-Pulse Modelocking ou CPM) a rendu possible, avec ces mêmes lasers à colorant, la génération d'impulsions ayant une durée inférieure à $100fs$ [13]. La seconde

innovation importante a eu lieu au milieu des années 1980 quand il a été démontré que la dispersion de la vitesse de groupe (DVG ou GVD pour Group Velocity Dispersion en anglais) dans le laser pouvait être ajustée continûment et optimisée, permettant à l'époque d'obtenir des impulsions allant jusqu'à 27fs [13, 14]

Malgré ces avancées spectaculaires, ces lasers se sont révélés assez peu stables et relativement délicats à utiliser : un système de circulation est par exemple nécessaire pour renouveler le milieu actif, le faisceau de sortie ne peut être accordée que sur une mince gamme de longueurs d'onde et ces lasers ne peuvent pas supporter de très hautes densités d'énergie. C'est en grande partie pour ces raisons que l'intérêt pour les milieux actifs solides est resté soutenu et a été relancé dans le but d'obtenir des impulsions laser toujours plus courtes et très énergétiques.

Les premiers essais dans des cristaux d'alexandrite ($Cr : BeAl_2O_2$) ont été effectués en 1979 [15]. Mais les études suivantes ont montré que le milieu le plus prometteur était le cristal de saphir dopé au titane ($Ti : Al_2O_3$) . Et c'est en 1982 que le premier laser à base de titane – saphir a été élaboré [16].

D'une manière générale, la durée d'impulsion la plus courte qu'on peut obtenir avec un laser est inversement proportionnelle à la largeur de la bande de gain dans le milieu actif. Le tableau (III.3) présente des comparaisons entre quelques-uns des milieux actifs les plus couramment utilisés pour les sources laser. Les durées d'impulsions données dans ce tableau sont des valeurs théoriques et représentent une limite inférieure qui n'est pas atteinte en réalité.

Milieu actif	Largeur de bande de gain (cm^{-1})	Durée théorique des impulsions (fs)
<i>Nd : YAG</i>	4	8340
<i>Nd : YLF</i>	12	2800
<i>Nd : Glass</i>	200	170
<i>Alexandrite</i>	1700	20
<i>Cr : LiCAF</i>	2000	17
<i>Ti : Saphir</i>	3200	10
<i>Rh6G</i>	1500	22

Tableau (III.3). Exemples des milieux actifs les plus utilisés dans les sources laser pico-et femtosecondes.

L'apparition et l'essor des sources à milieux solides comme le titane-saphir n'ont pas définitivement scellé le sort des lasers à colorant. En effet, ceux-ci ont permis de produire des impulsions encore plus courtes grâce à la possibilité de compenser, par un système de prismes dans la cavité, l'élargissement temporel des impulsions laser dû à la dispersion de la vitesse de groupe.

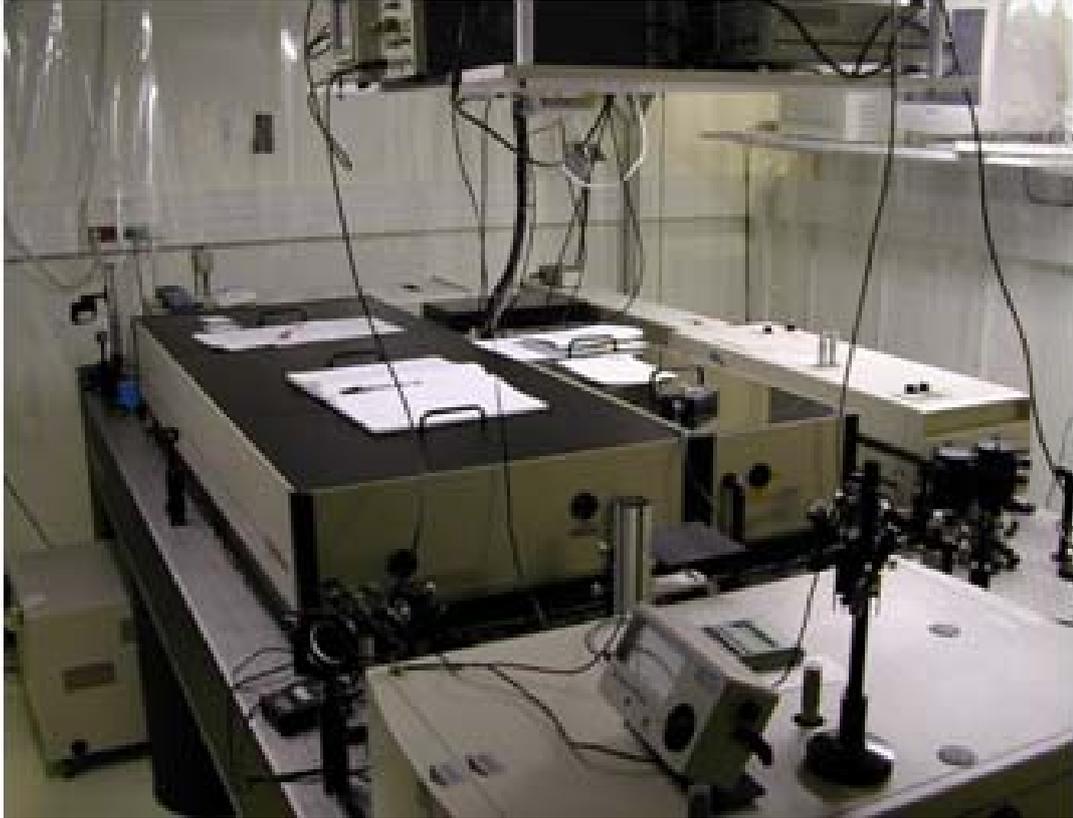


Figure (III.9). Ensemble général de la chaîne laser femtoseconde ELYSE.

Les développements ultérieurs sur les systèmes à base de titane-saphir ont été l'utilisation de modulateurs acousto-optique et l'introduction d'absorbants saturables pour synchroniser les modes de la cavité [17]. Mais le développement le plus important est l'auto blocage des modes de la cavité par effet *Kerr*, ce qui permet de ne plus avoir besoin d'introduire un élément extérieur pour le provoquer [18, 19]. Le blocage des modes par cette méthode est fiable, d'une grande stabilité et peu coûteux. Le développement des sources laser à titane-saphir ainsi que des méthodes d'extra compression des impulsions avec des dispersions supplémentaires de vitesse de groupe a permis d'obtenir des impulsions ultracourtes, atteignant aujourd'hui des durées de $4,5 fs$ pour une impulsion *IR* et même $0,7 fs$ pour une impulsion *X* [20].

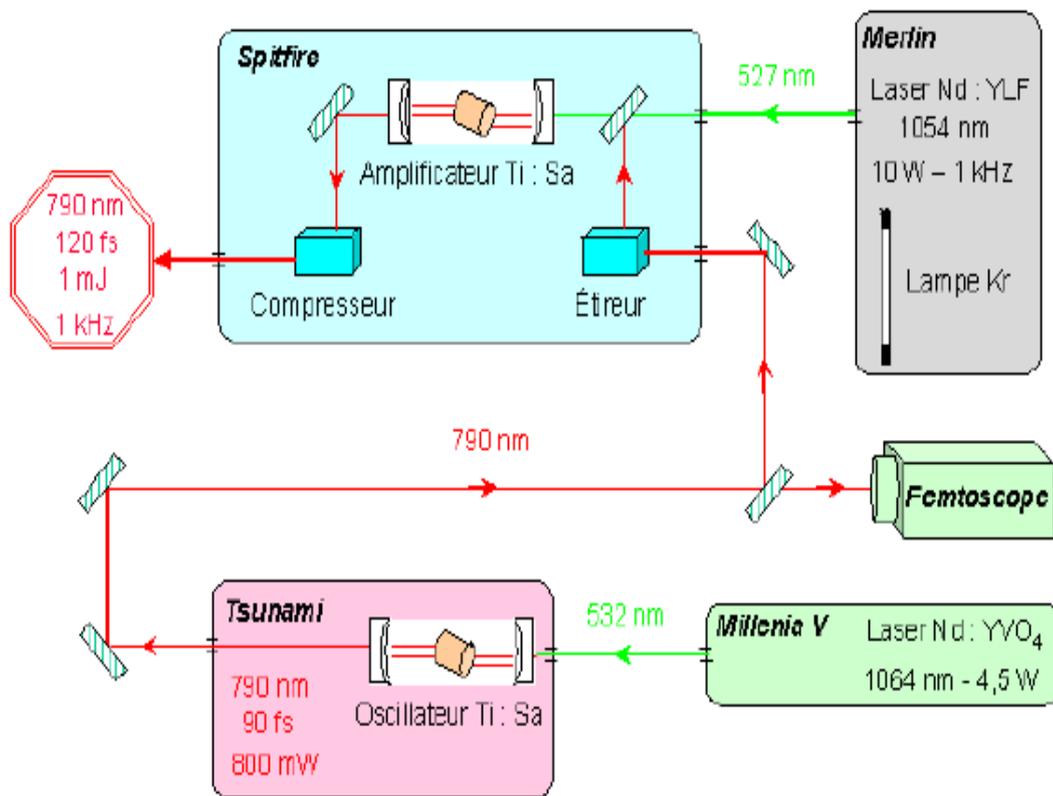


Figure (III.10). Schéma général de la chaîne laser femtoseconde ELYSE.

La chaîne laser du Centre de Cinétique Rapide ELYSE au Laboratoire de Chimie Physique, dont j'ai fait la visite, comprend plusieurs oscillateurs / amplificateurs laser à base de matériaux solides pour générer des impulsions courtes et intenses. La figure (III.10) donne un schéma général de cette chaîne amplificatrice.

3.2.2 Le générateur d'impulsions

Les impulsions à la fréquence fondamentale de la chaîne laser d'ELYSE sont produites par un oscillateur femtoseconde titane-saphir (« *Tsunami* », *Spectra Physics*), présentant l'avantage d'être compact (les composantes de l'oscillateur sont superposées), et stable. Le schéma interne du *Tsunami* est présenté dans la figure (III.11).

La bande de gain des cristaux de titane-saphir est située entre 690 et 1080nm avec un maximum autour de 800nm , et la bande d'absorption se situe entre 400 et 600nm . Dans le cas du *Tsunami*, le pompage s'effectue par un faisceau laser continu à 532nm obtenu par doublement de la fréquence principale (à 1064nm) d'un laser $Nd : YVO_4$ (« *Millenia V* », *Spectra Physics*) à une puissance de $4,5\text{W}$ (figure (III.12)).

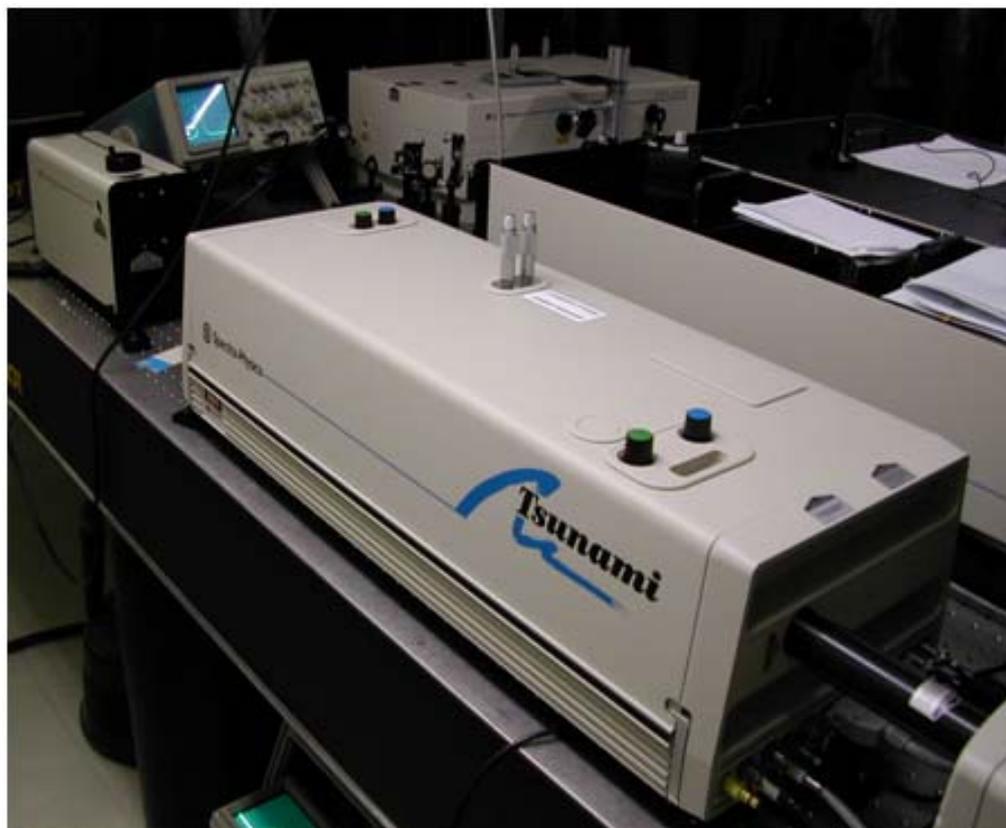


Figure (III.11).Schéma de l'oscillateur $Ti : Saphir$ "Tsunami" .

L'oscillateur $Ti : Saphir$ est équipé d'un modulateur acousto-optique qui sert au déclenchement et à la conservation de la synchronisation entre les modes. Les modes sont auto bloqués par effet *Kerr* et, une fois verrouillés, ils restent synchronisés même si le mécanisme de modulation externe s'arrête. Par ailleurs, grâce à la rétroaction entre une photodiode rapide et le modulateur acousto-optique, on peut améliorer la stabilité du blocage des modes qui est conservé même en cas de changement des conditions de

l'environnement. Cette quête de stabilité est primordiale lorsque l'on souhaite réaliser des expériences pendant de longues durées (typiquement plusieurs heures).

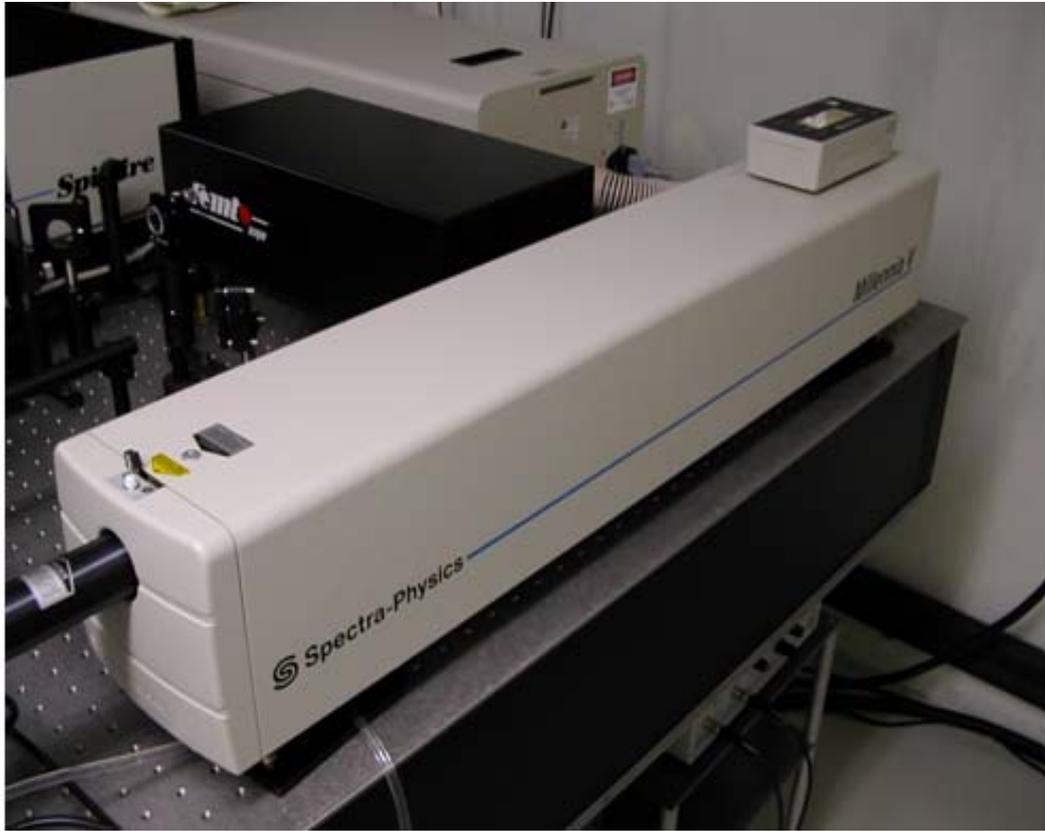


Figure (III.12).Schéma du laser de pompage à diode.

La longueur d'onde centrale des impulsions produites par l'oscillateur peut, selon le modèle, être ajustée entre 700 et 1000nm au moyen d'une fente et la largeur temporelle peut être optimisée en réglant des prismes (éléments compensateurs de la dispersion de la vitesse de groupe situés dans la cavité) à l'aide de vis micrométriques externes. Dans ce système, la longueur d'onde centrale des impulsions produites par l'oscillateur est fixée à 790nm. A la sortie, ces impulsions ont une énergie d'environ 2nJ, une durée d'environ 90fs et un taux de répétition d'environ 80MHz.

3.2.3 Amplification des impulsions

Les impulsions produites par l'oscillateur n'étant pas assez puissantes pour ioniser ou même exciter des molécules, il est nécessaire de les amplifier. Ceci va être réalisé par passages de ces impulsions à travers un milieu actif, lui-même pompé, présentant une inversion de population entre ses niveaux d'énergie. Dans le cas d'impulsions ultracourtes, la bande spectrale de gain de ce milieu doit être assez large. C'est pour cette raison, mais également en considérant les grands avantages des milieux actifs solides que, dans la chaîne laser d'ELYSE, l'amplification des impulsions sortant du *Tsunami* est effectuée par un amplificateur régénératif à l'état solide (« *Spitfire* », *Spectra Physics*). La figure (III.12) présente un schéma général de l'amplificateur incluant l'étireur et le compresseur d'impulsions.

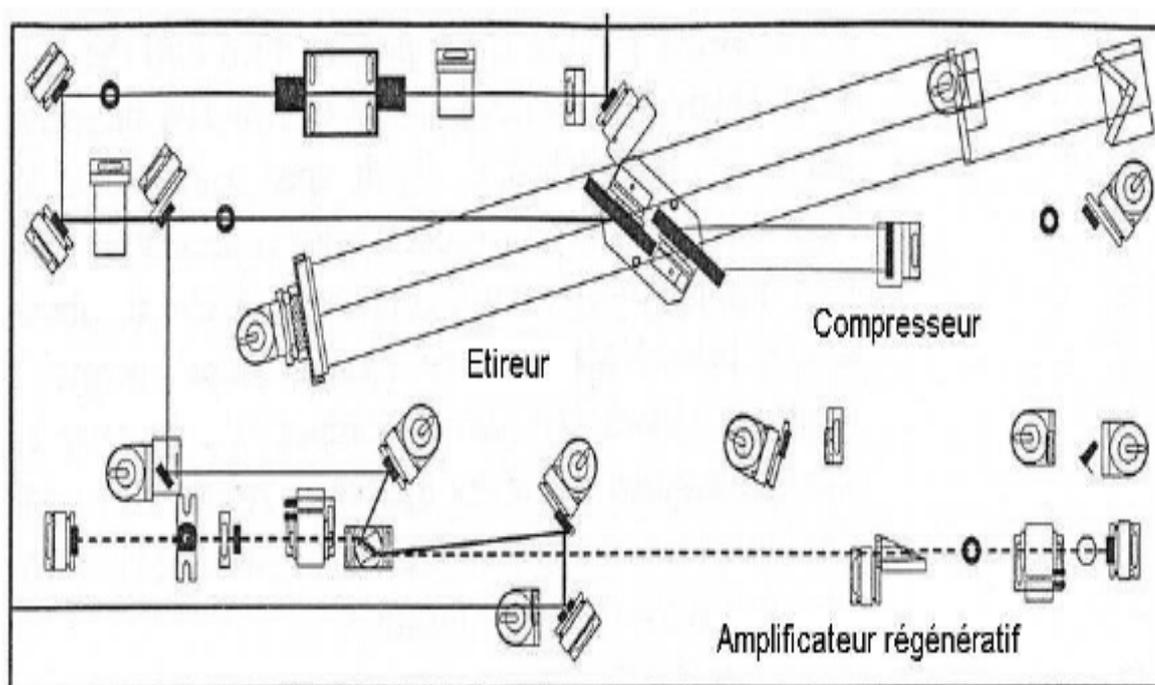


Figure (III.13). Schéma général de l'amplificateur régénératif "spitfire".

Un amplificateur régénératif comprend un système électro-optique qui permet de piéger une impulsion dans le résonateur laser. Une fois, piégée, cette impulsion va s'amplifier par passages successifs dans le milieu à gain. Lorsqu'elle a complètement dépeuplé la gain, elle est extraite de la cavité par le même système électro-optique. Il faut donc un nombre de « passages » suffisant pour extraire la totalité de l'énergie stockée dans le milieu amplificateur.

Dans la partie amplificatrice du Spitfire, le cristal Ti : Saphir est pompé par un faisceau laser à $527nm$ issu d'un laser Nd : YLF (« Merlin », *Spectra Physics*, figure (III.13)) délivrant des impulsions d'une durée de $350ns$, ayant une énergie de l'ordre de $10mJ$ et une fréquence de répétition de $1kHz$. Les impulsions venant de l'oscillateur et étirées temporellement sont piégées dans le résonateur à l'aide de deux cellules de Pockels. A l'entrée, la première cellule piège l'impulsion injectée dans le résonateur en changeant sa polarisation, et la deuxième ouvre ou non la voie de sortie. Le déclenchement de la première cellule de Pockels est synchronisé avec la radiofréquence du mécanisme qui bloque les modes de l'oscillateur. La deuxième cellule est déclenchée après un délai de l'ordre de $200ns$ par rapport à la première cellule pour permettre suffisamment d'allers et retours de l'impulsion piégée dans le résonateur. La détection par une photodiode d'une partie des impulsions dans l'amplificateur permet de contrôler le bon fonctionnement de l'amplificateur.

3.2.4 Etirement et compression des impulsions

La puissance crête des impulsions sub-picosecondes peut rapidement atteindre des valeurs très grandes, de l'ordre de 10 à $100GW$. Une telle puissance risquant d'endommager le milieu actif, les impulsions sont, avant la partie amplificatrice, allongées temporellement (on parle d'« étirement »). Elles sont ensuite amplifiées puis compressées pour revenir à une durée proche de celle de l'entrée. En utilisant des systèmes dispersifs, on peut faire parcourir aux différentes longueurs d'onde des chemins optiques différents. Rappelons que la durée d'une impulsion laser est inversement proportionnelle à sa largeur spectrale. Pour une impulsion de forme gaussienne on a :

$$\Delta\nu\Delta t > 0,441$$

Où $\Delta\nu$ est la largeur spectrale (en Hz) et Δt est la durée d'impulsion (en s). Une impulsion femtoseconde possède donc une large gamme de longueurs d'onde. A l'aide d'un système dispersif (comme des réseaux de diffraction par exemple), on peut produire des décalages temporels suffisamment importants entre ces différentes composantes spectrales, ce qui se traduit par un allongement de l'impulsion en durée lorsque les longueurs d'onde plus courtes sont retardées par rapport aux longueurs d'onde plus longues (on parle alors de dispersion « positive »). Après l'étireur, on obtient alors des impulsions d'une durée d'environ $250ps$. Après amplification, ces impulsions sont recomprimées en introduisant une dispersion « négative » dans le système (les composants avec les longueurs d'onde plus grandes parcourent des chemins optiques plus longs).

Une des particularités de la chaîne d'ELYSE est la présence, par conception, de deux compresseurs : le premier reçoit les impulsions amplifiées avec une fréquence de 1 à $50Hz$ et les comprime pour obtenir des impulsions picosecondes destinées à l'accélérateur d'électrons et aux expériences de radiolyse. Le second reçoit les impulsions restantes (de 950 à 999 par seconde) et les comprime pour produire des impulsions femtosecondes pour les expériences de photolyse.

3.2.5 Caractérisation des impulsions

La durée des impulsions obtenues par l'oscillateur *Tsunami* et l'amplificateur *Spitfire* étant trop courtes pour être directement mesurées par des moyens électroniques classiques (comme des détecteurs à photodiodes) ou des caméras à balayage de fente), elles sont mesurées et caractérisées par d'autres moyens en deux points : avant l'entrée de l'amplificateur et à sa sortie.

Après la sortie de l'oscillateur *Tsunami* et avant l'entrée de l'amplificateur, une partie du faisceau est dirigée vers un auto corrélateur double en temps réel « *Femtoscope* ». Cet auto corrélateur à balayage utilise une configuration analogue à celle d'un interféromètre de Michelson. Le faisceau d'entrée est divisé au moyen d'une lame séparatrice en deux

deux faisceaux pour chacun des deux bras de l'interféromètre. Un des deux bras est mobile et le coin de cube CC1 est relié à un élément vibrant qui permet de balayer une distance définie à une fréquence faible d'environ 30Hz . En passant une deuxième fois la lame séparatrice, les deux faisceaux sont soit parallèles dans le cas de l'auto corrélation intensimétrique (auto corrélation en intensité ou auto corrélation sans fond). Les deux demi faisceaux sont ensuite focalisés sur un cristal non linéaire. Un filtre permet d'éliminer la fréquence fondamentale et de détecter le flux émis à la deuxième harmonique sur un photomultiplicateur.

Dans la configuration de l'auto corrélation intensimétrique, le cristal non linéaire est orienté de telle sorte que le doublage ne puisse pas se produire avec un seul des deux faisceaux : la superposition spatiale et temporelle de deux demi faisceaux est en effet nécessaire pour que la deuxième harmonique soit produite. L'intensité de la deuxième harmonique est proportionnelle au recouvrement entre les profils des deux impulsions, et elle est donc nulle quand il n'y a pas de recouvrement. Le maximum d'intensité du doublage se produit lorsque le recouvrement entre les deux impulsions est total (c'est-à-dire quand il n'y a pas de délai entre les arrivées des deux impulsions sur le cristal non linéaire). La translation d'un des bras change le délai et entraîne un profil d'intensité correspondant à la convolution des profils temporels des deux impulsions. La durée réelle de l'impulsion s'obtient donc par déconvolution de ce profil d'intensité. Le facteur de la déconvolution est 1,41 pour un profil gaussien.

Dans la configuration de l'auto corrélation interférométrique, les deux demi faisceaux sont superposés à la sortie de l'interféromètre et vont interférer avant le doublage de fréquence. En l'absence de recouvrement temporel, chacun des deux demi faisceaux va produire un signal de deuxième harmonique proportionnel à son intensité. Par conséquent, le signal total de seconde harmonique mesuré est proportionnel à $2I$ (où I est l'intensité de chacun des deux demi faisceaux). En revanche, quand les deux demi faisceaux interfèrent totalement et sans décalage temporel, ils s'ajoutent en phase, et l'intensité à la fréquence fondamentale sera $4I$ et à la fréquence double $16I$ soit 8 fois supérieur au cas précédent. Les autres cas donneront une intensité de doublage entre ces deux valeurs

extrêmes.

Les méthodes qui viennent d'être décrites sont utilisées dans les situations où les impulsions à mesurer ont un taux de répétition élevée et ne possèdent pas de fortes énergies comme c'est le cas aux premières étapes de la chaîne laser (après l'oscillateur et avant l'amplificateur). La détection donne alors une valeur moyenne sur le grand nombre d'impulsions. Pour caractériser les impulsions à la sortie de l'amplificateur, où le taux de répétition est moins élevé, il faut utiliser des méthodes d'auto corrélation monocoup[21].

Dans ce système, la caractérisation des impulsions issues de l'amplificateur se réalise donc par un autocorrélateur monocoup.

Le principe de son fonctionnement est simple : le faisceau est divisé en deux parties qui sont envoyées vers un cristal non linéaire doubleur selon un petit angle. La petite inclinaison ainsi induite entre les fronts d'onde des deux demi faisceaux se traduit par un délai temporel et la forme du signal à fréquence double généré dans le cristal sera une trace d'auto corrélation entre ces deux demi faisceaux.

Les caractérisations réalisées par les méthodes que je viens de présenter permettent donc de caractériser les impulsions en sortie de chaîne laser. Les impulsions sont d'une durée de $110fs$, à une longueur d'onde centrée à $790nm$ et possèdent une énergie proche de $1mJ$.

3.3 Sécurité laser

3.3.1 Introduction

L'existence d'un laser dans une pièce implique la présence de multiples risques combinés. En effet, si le risque laser demeure le risque le plus important, il est nécessaire de garder à l'esprit que le risque électrique dû à la haute tension, aggravé par le risque d'inondation dû à l'eau des circuits de refroidissement, ainsi que les risques d'incendie et de chute sont également à prendre en compte. De fait, seule une personne ayant reçue une information sur les risques encourus est habilitée à travailler dans une pièce laser.

3.3.2 L'entrée de la pièce laser

La salle laser est à accès restreint (clé, carte, code) pour empêcher une personne non avertie d'être exposée, par inadvertance, aux risques lasers. De même, un sas équipe toujours une salle laser pour ne pas risquer d'entrer directement au contact des éventuels faisceaux présents dans la pièce. Enfin, il y a dans le sas des lunettes de protection laser. Il est primordial de veiller à porter les lunettes de protection laser **adaptées à la longueur d'onde** responsable du risque laser.

A tous les points d'accès d'une salle laser, un triangle de signalisation « danger laser » (Figure (III.14)) est apposé de façon visible et une verrine clignotante est présente. Cette dernière est allumée lorsque le faisceau laser est présent dans la salle. Sinon, elle est éteinte.

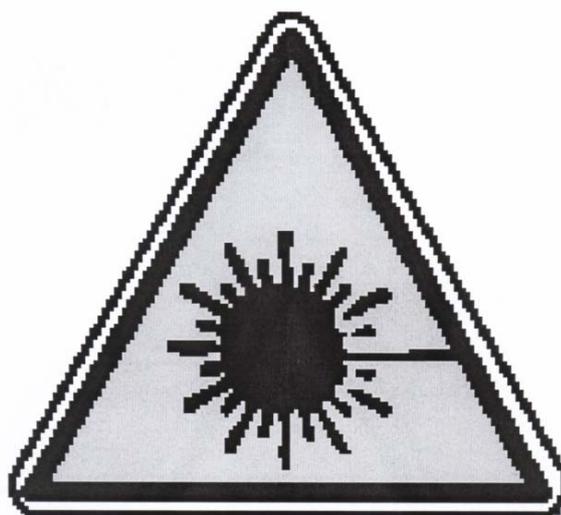


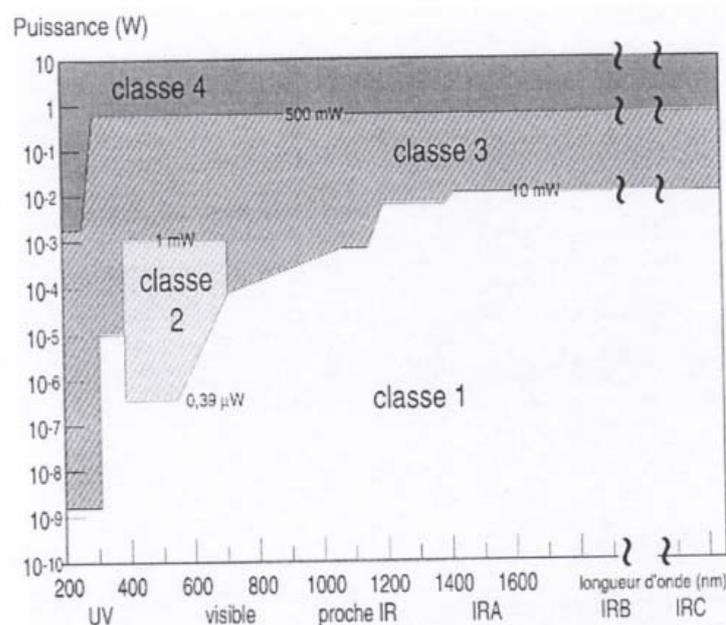
Figure (III.14). Triangle de signalisation "danger laser".

3.3.3 Risques liés au faisceau laser

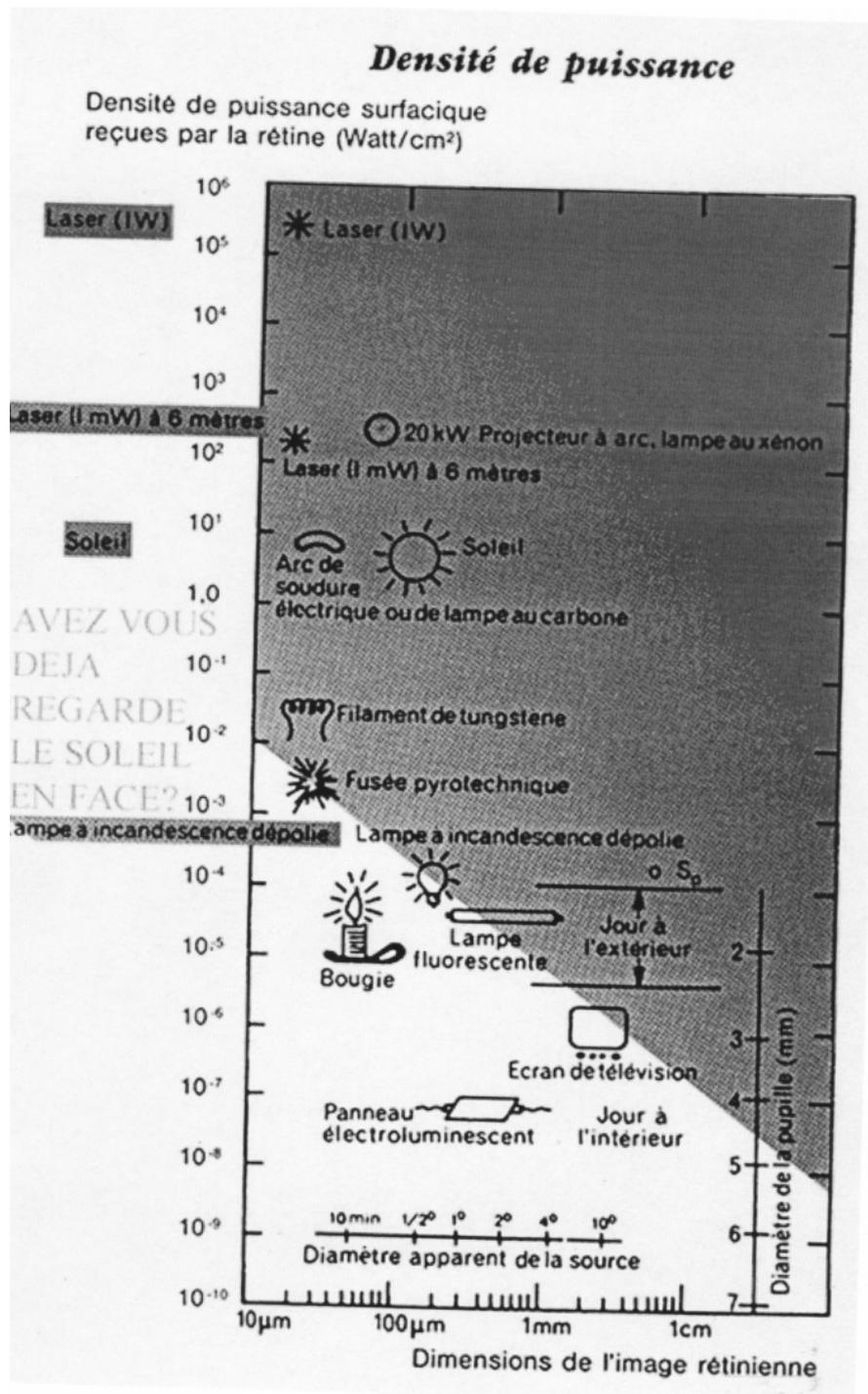
selon la nature des matériaux qu'il rencontre, le faisceau laser peut être réfléchi, les traverser avec de faibles pertes ou y être absorbé. Lors de son absorption, l'énergie lumineuse est essentiellement transformée en énergie vibrationnelle. La proportion de ses

effets varie avec la longueur d'onde. Dans le proche infrarouge, le visible et l'ultraviolet, l'énergie cédée aux molécules peut entraîner leur transformation ou leur dégradation par ionisation ou rupture de liaison chimique. Cette absorption et conversion d'énergie sont à l'origine de l'intérêt mais aussi des dangers du rayonnement laser.

La plupart des lasers utilisés aux laboratoires sont des lasers de classe IV (figure (III.15)) et une grande partie d'entre eux sont des lasers à durée d'impulsion courte. Enfin, un faisceau laser est intrinsequement directive et le diametre du faisceau de l'ordre du centimètre. C'est pourquoi même avec une puissance moyenne faible de l'ordre du *Watt*, il est possible d'atteindre des densités de puissance (énergie par unité de temps et par unité de surface) très importantes, de l'ordre de $10GW/cm^{-2}$. En comparaison, la densité de puissance reçue par la rétine lorsque l'on regarde le soleil en face est un milliard de fois plus faible (figure (III.15))



Figure(III.15). Classification des lasers en fonction de la longueur d'onde et de leur puissance



Figure(III.16).Densités de puissance reçues par la rétine suivant diverses sources lumineuses.

Risques d'échauffement et d'incendie

Un faisceau laser d'une densité de puissance suffisante est susceptible de faire fondre, de volatiliser, de brûler ou d'enflammer un matériau absorbant qu'il rencontre. Le faisceau laser peut donc être à l'origine de dégâts matériels, directement par brûlure ou indirectement par déclenchement d'incendie.

Risques pour les tissus humains

L'œil est l'organe le plus sensible

La nature des dommages induits par le faisceau laser et leurs seuils de lésion varient en fonction des propriétés optiques des tissus exposés mais aussi des paramètres de l'émission, qui caractérisent le mécanisme d'interaction entre le rayonnement et la matière vivante. Si l'œil demeure l'organe le plus sensible, il n'est pas le seul.

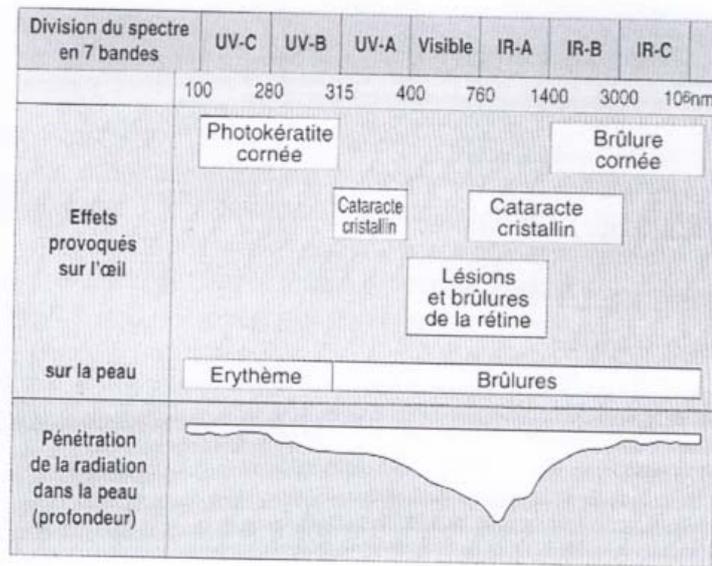
Risques pour le l'oeil La cornée et le cristallin sont transparents aux longueurs d'onde visible ($400 - 780nm$) et infrarouge A ($780 - 1400nm$). Ces rayonnements atteignent donc la rétine avec très peu d'atténuation. De plus, le système optique de l'œil concentre le rayonnement sur une très petite surface de la rétine (tâche d'environ $10\mu m$ de diamètre) et le gain de l'œil, qui est proportionnel au carré du diamètre de la pupille, peut atteindre $5 \cdot 10^5$ en ambiance obscure (c'est pourquoi il faut toujours travailler avec un maximum de lumière ambiante). Comme la rétine absorbe une très grande partie de l'énergie lumineuse qu'elle reçoit, elle peut être endommagée par des faisceaux laser de puissance relativement faible. Même un faisceau laser qui ne donne aucune sensation de chaleur sur la peau peut mettre en danger la rétine. Un impact laser sur la rétine conduit à la destruction d'une zone bien supérieure aux $10\mu m$ de focalisation, par suite de la diffusion thermique sur les bords de la tâche et des mouvements imperceptibles de l'œil avant que n'intervienne le réflexe palpébral ($0,25s$) en réponse à la sensation d'éblouissement. Une destruction de la rétine peut avoir des conséquences variées, suivant la zone touchée. Si la zone centrale de la rétine est atteinte, les effets se traduisent par la présence d'une zone sans vision, tâche noire qui couvre une surface plus ou moins

importante de ce que l'on regarde. Un impact en zone périphérique de la rétine induira la perte d'une partie de la vision périphérique, où les images sont habituellement floues. Il faut noter que la zone centrale de la rétine ne peut être lésée que si le faisceau laser vient de l'endroit que l'œil est en train de fixer. Il conviendra donc d'éviter de regarder le faisceau laser en face et de se protéger au maximum d'un impact laser direct ou réfléchi.

Des pertes de transparence du cristallin peuvent apparaître pour des expositions prolongées et répétées aux rayonnements infrarouge A (780 – 1400nm). De (1400nm à 3000nm) infrarouge B, les lésions de l'œil sont surtout cornéennes, de type brûlure. Le rayonnement ultraviolet B et C (200 – 315nm) peut induire des irritations de la conjonctive et de la cornée, analogues aux « coups d'arc » du soudeur. Les UV A (315 – 400nm) conduisent à des pertes de transparence du cristallin en cas d'expositions prolongées et répétées.

Risques pour la peau Des lésions de la peau de type rougeur, sensation de picotements, brûlure, carbonisation profonde peuvent être induites par un rayonnement visible et infrarouge. Ce phénomène implique des expositions beaucoup plus importantes que celles qui créent des lésions pour l'œil, mais cette différence est moindre pour l'infrarouge lointain et l'ultraviolet. Le rayonnement infrarouge lointain peut induire des brûlures. L'exposition de la peau aux rayonnements ultraviolets entraîne des rougeurs et des brûlures qui peuvent se manifester avec un certain retard, comme les coups de soleil. Ce sont les longueurs d'onde de 250 à 315 nm qui sont les plus actives. De plus, de 315 à 400nm, la pigmentation de la peau est excitée. Le risque cancérogène du rayonnement ultraviolet n'est pas négligeable. Les effets du rayonnement laser sur l'œil et sur la peau sont résumés dans la figure (III.16) : et dans le tableau .

Une brûlure inexplicquée ou une irritation de l'œil peuvent résulter d'une exposition à une réflexion du faisceau laser non contrôlée. Il convient donc de signaler toutes anomalies pour analyser le poste de travail et remédier rapidement au problème éventuel.



Figure(III.17).Effets biologiques sur l'œil et la peau dus au rayonnement laser.

Région du spectre	Oeil	Peau
Ultraviolet C (200-280 nm) Ultraviolet B (280-315 nm)	Photo kératite (irritation Conjonctivite et cornée)	Erythème, accélération du processus de vieillissement de la peau, augmentation de la pigmentation
Ultraviolet A (315-400 nm) Visible (400-780 nm) Infrarouge A (780-1400 nm) Infrarouge B(1400-3000 nm)	Cataracte photochimique Lésion photochimique et thermique de la rétine Cataracte, brûlure de la rétine Inflammation aqueuse, cataracte, brûlure de la cornée	Brunissement du pigment Réaction photo sensitive Brûlure de la peau

Tableau(III.4).Effets pathologiques associés à une exposition excessive du rayonnement électromagnétique.

3.3.4 Analyse du risque dû au faisceau laser

La protection de l'œil et de la peau passe par l'absence d'exposition à un rayonnement susceptible de les endommager. Seule une maîtrise complète du faisceau peut donner cette assurance. Le danger ne se limite pas au faisceau direct. Les autres causes principales de danger sont :

- Le faisceau volontairement focalisé par un dispositif optique : la densité d'énergie surfacique est supérieure à celle du faisceau direct sur le double de la distance focale (idem pour les réflexions sur des surfaces polies concaves) ;
- Un faisceau divergent, après passage dans un dispositif optique, réduit la densité surfacique d'énergie mais augmente la probabilité de rencontre entre le faisceau et l'œil (idem pour les réflexions sur des surfaces polies convexes) ;
- Les réflexions spéculaires du faisceau sur des objets réfléchissants et plans (miroirs plans, réseaux, montures polies des optiques, outils, montres, chevalières...) placés ou déplacés accidentellement sur le trajet parfaitement connu donc relativement facile à éviter, ces réflexions sont souvent accidentelles et le faisceau réfléchi suit alors un trajet imprévisible ;
- Les réflexions sur des surfaces non polies donnent naissance à des faisceaux diffusés dans un grand angle solide. Ainsi, la densité surfacique du rayonnement diffusé est plus faible que celle du faisceau incident, mais la probabilité pour qu'un œil se trouve dans ce volume est plus importante. Il convient donc d'y être attentif.

3.3.5 La protection laser

Une bonne protection laser se traduit par la maîtrise du faisceau principal et de ses réflexions éventuelles.

La protection collective

Dans la mesure du possible, cette protection est à privilégier. Elle se compose principalement par la mise en place de capots ou écrans de protection. Ils peuvent être transparents, sauf à la longueur d'onde utilisée ou opaques peints en noir mat. Dans

tous les cas, les protections mises en place devront être adaptées à la puissance de la source laser. Les capots peuvent être munis de trappes de visite permettant l'accès aux composants optiques pour les opérations de réglage et de maintenance. Tous les opérateurs qui gravitent autour de l'aire expérimentale sont alors protégés.

Si le trajet du faisceau laser n'est pas protégé par un capotage efficace, il est nécessaire de mettre en place un système de tubage du faisceau laser, particulièrement lorsque celui-ci doit passer d'une table à une autre.

Dans ELYSE, la source laser est placée sous une hotte à flux laminaire pour limiter autant que possible la présence de poussière au voisinage immédiat de la source laser. Les lames plastiques transparentes autour de la hotte sont doublées par des lames noires et opaques pour protéger les utilisateurs d'un éventuel faisceau laser. Il ne s'agit cependant en aucun cas d'un obturateur de faisceau laser puisque le faisceau infrarouge direct fait fondre les lames de plastiques assez rapidement.

La protection individuelle

Le faisceau laser représente un danger essentiellement pour l'œil : la protection individuelle se composera de lunettes de protection. Le but de ces lunettes est d'atténuer suffisamment le faisceau pour que l'exposition de l'œil soit sans danger à la longueur d'onde considérée. Chaque type de laser exige des lunettes appropriées. Le port des lunettes n'est pas indispensable si le faisceau laser et ses réflexions sont totalement canalisés par les écrans de protection pendant le fonctionnement. En revanche, lors de réglages ou d'opérations de maintenance nécessitant de retirer les capots de protection laser, le port de lunettes de protection est obligatoire. Il est recommandé que les lunettes de protection laser aient des écrans latéraux, des filtres optiques efficaces et appropriés aux lasers mis en œuvre. De plus, elles doivent être en nombre suffisant et rangées dans le sas laser.

Les lunettes idéales :

- Ne transmettent pas la (ou les) longueur(s) d'onde du laser ;
- Ont une transparence aussi grande que possible dans le visible pour discerner l'environnement de l'expérience ;

- N'ont pas de risque d'altération des qualités optiques suite à un éclairage violent ;
- Gardent leur efficacité même pour un faisceau laser d'incidence oblique ;
- Ont des montures compatibles avec le port de lunettes correctrices (ou il y a la possibilité d'adapter des verres correcteurs) ;
- Ont des montures aérées pour éviter la formation de buée ;
- Portent sur la monture ou sur les verres leur identification (durée d'impulsion, numéro d'échelon et longueurs d'onde atténuée).

La transparence des lunettes destinées à se garantir des longueurs d'onde visibles est en général faible sur l'ensemble du spectre visible. Par suite, le port de lunettes dans ce domaine empêche la visualisation du trajet du faisceau laser dans l'air, d'où des risques de brûlures, par interposition de la main par exemple. Dans le cas d'un laser accordable sur l'ensemble du spectre visible (et même au-delà!), le choix de lunettes appropriées peut s'avérer difficile. Par conséquent, le problème des lunettes de protection n'est pas simple et les lunettes idéales n'existent pas encore. Ce n'est pas une raison pour ne pas en porter !

Même avec des lunettes de protection, il ne faut en aucun cas regarder volontairement le faisceau laser direct ou une de ses réflexions.

Maîtrise du faisceau

Même dans le cas où les lunettes de protection seraient utilisables, la sécurité laser repose essentiellement sur la maîtrise du faisceau laser. La façon la plus sûre de l'obtenir est d'entourer le faisceau laser d'un barrage matériel (capotage, tubage...) qui l'empêche de toucher quoi que ce soit d'en dommageable. Il est également recommandé de diminuer l'intensité du faisceau en dessous du seuil de lésion lorsque la chose est possible. Dans les deux cas, il est nécessaire de faire suivre au faisceau et à ses réflexions un cheminement prévu et connu. Il convient donc d'être particulièrement vigilant lors de l'élaboration ou de la modification d'une expérience.

La maîtrise du faisceau ne peut être obtenue que si toutes les personnes en contact

avec le laser connaissent les risques, les moyens pour y pallier et les consignes de sécurité. La discipline des différents utilisateurs dans le suivi de ces consignes est indispensable.

Enfin, une augmentation des risques apparaît avec :

- L'accoutumance de l'expérimentateur qui tend à diminuer la prise de conscience du risque au cours du temps ;
- L'arrivée d'un nouvel expérimentateur tant qu'il n'a pas reçu une information suffisante sur le matériel utilisé, sur les risques qui lui sont associés, sur les consignes de sécurité et qu'il n'a pas acquis l'automatisme nécessaire au suivi de ces consignes.

3.3.6 Mesures de sécurité

1. **Ne jamais travailler seul ;**
2. Travailler avec un maximum de luminosité ;
3. Dans la mesure du possible, porter les lunettes de sécurité laser appropriées ;
4. Avant de permettre au faisceau laser de se propager dans la salle (en retirant un bloqueur de faisceau par exemple), prévenir la ou les personnes présentes ;
5. La salle laser est à accès restreint pour protéger le public. Il faut donc veiller **à la fermeture des deux portes du sas laser ;**
6. Il est nécessaire de porter les lunettes de protection laser, dès que cela est possible. Il faut bien sûr penser à vérifier qu'elles correspondent aux longueurs d'onde présentes dans la salle et que le numéro d'échelon est adapté ;
7. Pour limiter les réflexions parasites, le port de bijoux (montres, gourmettes, alliances, chevalières, bracelets...) est prohibé dans la salle laser. Il convient de les enlever au plus tard dans le sas laser. De même, les lunettes de soleil ou de vue dans la poche de chemise ou pendantes autour du cou avec un cordon ainsi que les badges sur la chemise ou à la ceinture sont interdites.
8. Les capots de protection et le tubage du faisceau sont là pour votre protection : **il ne faut pas les enlever ! ;**
9. La hauteur de la nappe laser se situe en moyenne à la hauteur du nombril. Se baisser implique donc la traversée de cette nappe et le danger d'un impact faisceau au

niveau de l'œil augmente. Pour limiter les risques d'accident, il est recommandé de se baisser en fléchissant les jambes, après s'être tourné dos aux faisceaux lasers. Il est aussi possible de fermer les yeux avant de se baisser et de ne les rouvrir qu'au niveau du sol ;

10. De même, la station debout est à privilégier dans la salle laser. Un poste assis est interdit ;

11. Une réflexion sur un outil tel que tournevis ou pinces peut être dangereuse, il faut y prendre garde ;

12. Lors des opérations de réglage des expériences, il est souhaitable que les capots de sécurité retirés se limitent au strict minimum. Toute modification optique sur l'expérience (mise en place d'un miroir, d'une densité optique...) doit obligatoirement se faire **après avoir coupé le faisceau laser** ;

13. La mise en place d'optique réfléchissante (comme une densité optique) ou d'une carte de visualisation infra rouge doit se faire en prenant garde à la réflexion. Cette dernière doit être orientée vers le bas ;

14. Il est nécessaire de fixer toutes les optiques.

Dans tous les cas, l'idée directrice est de réfléchir avant d'intervenir, directement ou indirectement, sur le faisceau. Il est nécessaire de garder à l'esprit que même une réflexion de quelque pour cent peut être dangereuse pour l'œil.

3.4 Applications du faisceau laser

Depuis des années, le laser n'a cessé de connaître une évolution fulgurante grâce à la multiplication de ses domaines d'applications, à l'augmentation de la fiabilité de sa fabrication et au développement de ses techniques.

Instrument polyvalent, le laser offre des solutions originales et compétitives, et continue de stimuler le développement d'applications nouvelles, certaines comme le recuit de semi-conducteurs, la fabrication d'alliages ou la microtrempe. Il couvre ainsi une multitude de secteurs très variés : le secteur industriel avec tout particulièrement la transformation des matériaux, la micro-électronique, les télécommunications, l'instrumentation, ou encore la photochimie, et aussi le secteur médico-chirurgical, sans oublier les appli-

cations à la technologie militaire ou renouvellement des filières énergétiques.

Les méthodes de type « pompe-sonde » se sont développées à partir du moment où les lasers ont eu des durées d'impulsions significativement plus courtes que la résolution temporelle des détecteurs optiques et des méthodes classiques de détection. Le principe de cette méthode est de perturber un système par une première impulsion excitatrice (la « pompe ») et d'observer ensuite l'évolution du système avec une deuxième impulsion observatrice (la « sonde »); en faisant varier le retard temporel entre les deux impulsions, on peut reconstituer le « film » de l'évolution du système.

Ces notions ont pour la première fois été utilisées en 1899 dans une expérience réalisée par H. Abraham et T. Lemoine [22] afin d'étudier l'effet Kerr dans le disulfure de carbone (CS_2), un éclair de lumière initié par un arc électrique passait à travers la cellule de CS_2 après avoir parcouru un trajet ajustable. Le changement de la polarisation de la lumière a ainsi montré l'existence de l'effet Kerr. Ces travaux ont par ailleurs permis de constater que la transmission de la lumière au travers de la cellule était nulle pour des trajets optiques supérieurs à 4 mètres. Bien qu'il n'ait pas été possible de déterminer la durée exacte de l'effet Kerr, il en a été déduit que celle-ci devait être inférieure à $10ns$ (aujourd'hui les études femtosecondes ont montré que la durée de l'effet Kerr est de l'ordre de $2ps$).

Dans les années 1950, R. G. W. Norrish et G. Porter utilisèrent des techniques de photolyse éclair pour induire des réactions photochimiques et les étudier par des méthodes spectrographiques en introduisant un délai allant de quelques microsecondes à quelques millisecondes entre le déclenchement du processus et la détection spectrale ;[23, 24] ces travaux ont été récompensés par le prix Nobel de Chimie en 1967.

Mais c'est l'invention du laser qui révolutionna le domaine de la spectroscopie résolue en temps. En l'espace de 30 ans (entre les années 1960 et 1990), l'observation des phénomènes dits « rapides » s'est améliorée de 6 ordres de grandeur, de la nanoseconde ($10^{-9}s$) à la femtoseconde ($10^{-15}s$).[25]

Pour être complet sur la génération d'impulsions lumineuses, il conviendrait de discuter un troisième type de milieu permettant l'amplification optique : les semi-conducteurs.

Ce domaine n'a cependant pas atteint la maturité des deux autres, et il n'existe pas de générateur d'impulsions ultra-courtes. Les progrès les plus récents portent essentiellement sur le pompage direct de milieux de gain résonnant par des diodes lasers à semi-conducteur qui permettent d'entrer dans le domaine subpicoseconde. Les premières applications commerciales viennent de faire leur apparition. Il ne fait pas de doute que de nombreux progrès sont devant nous qui permettront de produire de manière toujours plus efficace et versatile des impulsions ultra-courtes.

L'utilisation de lasers intenses a permis de produire des champs électriques extrêmes.

Ces champs, de l'ordre du TV /m, sont efficaces pour l'accélération et la production de faisceaux de particules aux propriétés particulièrement intéressantes. Le développement rapide des performances laser, la réduction de leurs coûts et la compréhension de plus en plus aigüe des processus mis en jeu lors l'interaction d'un faisceau laser dans le régime relativiste permettront encore d'augmenter les performances de ces nouvelles sources. Un double effort sur l'utilisation de ces sources innovatrices pour la science fondamentale et pour les applications en médecine, en physique des accélérateurs et en physique des matériaux devrait conduire dans un avenir proche à un changement du paysage scientifique. La mise en place à un niveau européen de projets ambitieux permettra de promouvoir ces nouvelles sources et de réunir les efforts de tout les acteurs intéressés par ces développements.

Conclusion

Parmi tous les modes possibles d'une cavité il y en a un en particulier ; le mode TEM_{00} qui se caractérise par des propriétés de symétrie et une distribution gaussienne du champ électrique. Du point de vue de la théorie de la diffraction ceci signifie que l'amplitude du champ qui se propage dans la cavité suit une loi d'évolution gaussienne.

La raison physique fondamentale est la suivante : à chaque réflexion sur un des miroirs du résonateur l'onde réfléchie n'est autre que la transformée de Fourier de l'onde incidente, tandis qu'au cours de sa propagation libre l'onde conserve ses propriétés. La transformée de Fourier d'une distribution gaussienne étant une distribution gaussienne, l'onde qui se propage dans la cavité est donc gaussienne. C'est pour cette raison que l'on assimile souvent l'optique des faisceaux laser à l'optique gaussienne.

La génération d'impulsions lumineuses ultra-courtes repose sur l'utilisation de lasers.

Une vingtaine d'années seulement auront suffi pour mener la durée des impulsions lumineuses du domaine des nanosecondes à celui des femtosecondes, c'est-à-dire pour gagner six ordres de grandeur.

L'objet de ce mémoire a été de présenter de façon pédagogique les différentes approches expérimentales et théoriques concernant le faisceau laser ; le mode de fonctionnement, ses caractéristiques et ses applications.

pour cela , nous avons divisé notre mémoire en trois volets principaux :

En premier lieu nous avons consacré toute une partie pour une analyse théorique dans laquelle nous avons pu :

- Démontrer le mode de fonctionnement d'une cavité laser ; car le rôle de celle-ci est de donner aux ondes lumineuses créées par l'effet laser, dans le milieu amplificateur, une forme et une structure de modes déterminés par les multiples réflexions sur les miroirs. Elle affine la largeur spectrale du signal laser ainsi créé et participe à son amplification par son renvoi dans le milieu amplificateur ;

- Résoudre l'équation d'Helmholtz ; déterminer les paramètres du faisceau laser ; c'est-à-dire la largeur du faisceau $\omega(z)$, le rayon de courbure de l'onde $R(z)$ et la divergence du faisceau θ . La technique utilisée, pour établir l'expression de l'onde laser, est celle

dite technique de la source ponctuelle. Elle est utilisée dans la littérature pour obtenir la solution qui correspond à la géométrie rectangulaire. Son mérite est quelle est beaucoup plus physique que celle, mathématique et abstraite, utilisée dans le cas de la géométrie cylindrique. Ceci apparaît bien dans la mesure où le formalisme littéral obéit, directement à la physique du faisceau laser dans ses deux aspects : paraxialité de propagation et délimitation de l'énergie dans le plan transverse ;

- Déterminer les caractéristiques d'un type particulier de mode de résonance, dont la répartition énergétique transversale est dite "Gaussienne" (le mode fondamental TEM) ; pour avoir une description complète du faisceau produit par un laser ;

- Rappeler la résolution des équations d'onde par une autre méthode, qui est la méthode de Kirchhoff, et avec laquelle nous avons trouvé les mêmes résultats que ceux trouvés en résolvant l'équation d'Helmholtz.

Une autre partie a été faite dans ce mémoire, c'est la partie expérimentale dans laquelle nous avons pu démontrer quelques résultats théoriques cités plus haut, entre autre les paramètres du faisceau laser.

Cette expérience nous a permis de voir comment varient ces derniers en fonction de la distance de propagation, comme nous avons pu voir deux phénomènes courants chez le laser comme la défocalisation du faisceau et l'instabilité de son intensité par rapport au temps, pour cela nous avons mesuré l'intensité du laser pour différents points et pour des temps variés.

Et pour terminer on a consacré le dernier volet à un type particulier de laser et qui est très puissant ; le laser Femtoseconde, donc nous avons :

- Fait une caractérisation de ce laser au sein d'un laboratoire en France
- Donné les différents modes de sécurité adoptés aux laboratoires
- Discuté de l'une des applications les plus utilisées de nos jours dans le domaine de la détection ; et qui est la spectroscopie "Pompe-Sonde".

Cela nous a ramené à tirer les conclusions suivantes, d'une part que les faisceaux laser se différencient entre eux par leurs modes d'oscillation, comme ils peuvent se départager par leurs puissance ; ce qui influe directement sur le genre d'applications susceptibles

d'utiliser des laser, c'est pour cela, une caractérisation complète des lasers s'impose afin de prévoir les domaines d'application

Références

- [1] H. Kogelnik and T. Li, Proc. IEEE,54, 1312 (1966).
- [2] A.E. Siegman, "Lasers", University Science Books, Mill Valley, California (1986).
- [3] Q. Cao and X. Deng, J. Opt. Soc. Am. A 15, 1144 (1998).
- [4] T. H. Maiman et al., Phys. Rev. 123, 1145 (1961).
- [5] T. H. Maiman et al., Nature 187, 493 (1960).
- [6] L. E. Hargrove, R. L. Fork and M. A. Pollock, Appl. Phys. Lett. 5, 4 (1964).
- [7] L. F. Johnson, R. E. Dietz and H. J. Guggenheim, Phys. Rev. Lett. 11, 318 (1963).
- [8] F. P. Schafer, W. Schmidt and J. Volze, Appl. Phys. Lett. 9, 306 (1966).
- [9] L. F. Mollenauer and J. C. White, Top. Appl. Phys. 59, 404 (1987).
- [10] C. V. Shank and E. P. Ippen, Appl. Phys. Lett. 24, 373 (1974).
- [11] I. S. Ruddock and E. P. Ippen, Appl. Phys. Lett. 29, 296 (1976).
- [12] A. J. DeMaria, D. A. Stetser and H. Heynau, Appl. Phys. Lett. 8, 17463 (1966).
- [13] R. L. Fork, B. I. Greene and C. V. Shank, Appl. Phys. Lett. 38, 671 (1981).
- [14] J. A. Valdmanis, R. L. Fork and J. P. Gordon, Opt. Lett. 10, 131 (1985).
- [15] I. C. Walling et al., Opt. Lett. 4, 182 (1979).
- [16] P. F. Moulton, Proc. Intern. Conf. Lasers, 789 (1982).
- [17] N. Sarukura, Y. Ishida and H. Nakano, Opt. Lett. 16, 153 (1991).
- [18] D. E. Spence et al., Opt. Lett. 16, 1762 (1991).
- [19] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, Opt. Lett. 16, 42 (1991).
- [20] M. Hentschel et al., Nature 414 (6863), 509 (2001).
- [21] A. Brun et al., Appl. Phys. 24, 1225 (1991).
- [22] H. Abraham et T. Lemoine, C. R. Acad. Sc., Paris 129, 206 (1899).
- [24] G. Porter, Proc. Roy. Soc A 200, 284 (1950).
- [25] N. Bloembergen, Rev. Mod. Phys. 71, S283 (1999).

الملخص:

هذا العمل يتناول دراسة الليزر، مكوناته، انتشاره، خصائصه و تطبيقاته. خلال انتشار الليزر، يتبع هذا الأخير القوانين الغوسية و من الضروري أن نعرف كيف تختلف معاملات الحزمة الليزرية بالنسبة إلى مسافة النشر، لهذا يجب علينا أولاً أن نفهم الحزمة الغوسية و كيف تنتشر.

في هذا العمل، أولاً قمنا بدراسة تجويف الليزر و بعد ذلك حل معادلة Helmholtz لتحديد معاملات الحزمة الليزرية، وثانياً أردنا تعزيز النتائج بالنتائج التجريبية التي هي على توافق تام مع النظرية. وختاماً، فإننا أعطينا كنتائج المنحنيات الممثلة لتغير $R(z)$, $I(z)$, $W(z)$ و fluence هذه جد مهمة فضلاً عن النتائج النظرية.

الكلمات المفتاحية:

الحزمة الغوسية، تجويف الليزر، معادلة Helmholtz و fluence

Abstract.

This work deals with the study of lasers, their components, their propagation and their characteristics and applications. During its propagation, the laser follows the Gaussian laws and it is essential to know how to vary the parameters of the laser beam relative to the propagation distance, for this we must first understand the Gaussian beam and how it spreads.

In this work, first we have studied the laser cavity and then solve the Helmholtz equation for determining the laser beam parameters, and secondly we have wanted to strengthen its results and experimental results which are in perfect agreement with the theory. Finally, we have given as results of the speed curves representatives of the variation of $W(z)$, $R(z)$, $I(z)$ and the fluency. These results are of crucial interest as well as theoretical.

Key words

Gaussian beam, laser cavity, Helmholtz equation, Fluency

Résumé

Ce travail traite de l'étude des lasers, leurs composants, leurs propagation et leurs caractéristiques et applications. Pendant sa propagation le laser suit les lois gaussiennes et il est indispensable de savoir comment varient les paramètres du faisceau laser par rapport à la distance de propagation, pour cela il faut d'abord comprendre le faisceau gaussien et comment se propage-t-il.

Dans ce travail, en premier lieu nous avons fait l'étude de la cavité laser pour ensuite résoudre l'équation d'Helmholtz afin de déterminer les paramètres du faisceau laser, comme nous avons fait le même travail mais en utilisant une autre méthode, qui est dite, méthode de Kirchhoff, et en deuxième lieu nous avons voulu affirmer ses résultats par des résultats expérimentaux et qui se trouvent en parfait accord avec la théorie. Finalement, nous avons donné comme résultats des courbes représentant l'allure de la variation de $W(z)$, $R(z)$, $I(z)$ et la fluence.

Ces résultats sont d'un intérêt aussi bien fondamental que théorique.

Mots Clés :

Faisceau gaussien, Cavité laser, Equation d'Helmholtz, Méthode de Kirchhoff, Fluence