



**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE
ET POPULAIRE**



**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI OUZOU
FACULTE GENIE ELECTRIQUE ET INFORMATIQUE
DEPARTEMENT ELECTRONIQUE**

MEMOIRE DE FIN D'ETUDE

EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE

MASTER ELECTRONIQUE

Option : Micro-Electronique

THEME :

**Etude des lasers à semi-conducteurs et application au
micro-usinage de matériaux**

Proposé par :

M^{lle} A. SIDI SAID

Réalisé par :

AMMOUR Yazid

TAHRAOUI Fares

Promotion 2017/2018

Remerciements

Nous tenons à exprimer nos vifs remerciements à toutes les personnes qui

nous ont apportés de l'aide dans l'élaboration de ce Travail.

Nous tenons à remercier aussi notre promotrice M^{lle} A. SIDI SAID.

Que les membres du jury trouvent nos remerciements les plus vifs pour avoir accepté d'honorer par leur jugement notre travail.

Enfin, nous remercions toutes les personnes ayant contribué d'une façon ou d'une autre à réaliser ce projet de fin d'études.

Dédicaces

J e dédie ce travail :

En premier lieu à mes parents et ma famille qui m'ont soutenu.

Ainsi qu'à tous mes proches et à mes amis pour leurs encouragements et leurs soutiens qui se reconnaîtront.

Yazid

Dédicaces

C'est avec une profonde gratitude et en toute sincérité que je dédie ce modeste travail de fin d'études

A ma très chère famille, qui m'a apporté son soutien indéfectible et inconditionnel tout au long de mon parcours étudiant. Pour leur précieux et judicieux conseils, leur patience et compréhension, Je vous serai à tout jamais redevable.

A tous mes ami(e)s et camarades. Pour leurs encouragements et leurs soutiens qui m'ont été d'une aide précieuse.

A toute personne ayant contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

Fares

Table des matières

<i>Remerciements</i>	i
<i>Dédicaces</i>	ii
<i>Dédicaces</i>	iii
<i>Liste des figures</i>	vi
<i>Liste des tableaux</i>	viii
<i>Liste des abréviations</i>	ix
<i>Introduction</i>	1
Chapitre I. Généralités sur les lasers	1
I.1 Historique :	3
I.2 Principe de fonctionnement des lasers :	5
I.2.1 Les Interactions matière-lumière :	7
I.2.2 Les compétitions entre les 3 mécanismes :	7
I.2.3 Inversion de population et pompage :	8
I.3 Modes de pompage :	8
I.3.1 Pompage optique	9
I.3.2 Pompage électronique	10
I.3.3 Pompage Chimique :	11
I.4 Rôle de la cavité :	12
I.4.1 Spectre d'un oscillateur laser :	14
I.4.2 Conditions sur la cavité :	16
I.5 Les différents types de lasers :	19
I.5.1 Laser à gaz :	19
I.5.2 Laser a colorant :	20
I.5.3 Laser a solide :	21
I.6 Application des lasers :	24
Chapitre II. Diode laser	
II.1 Histoire de la diode laser :	26
II.2 Rappel sur les semi-conducteur :	26
II.2.1 Émission de rayonnement par les semi-conducteurs :	28
II.2.2 Matériaux utilisés pour les diodes laser :	29
II.3 Principe de fonctionnement d'une diode laser :	30
II.3.1 Description d'une diode laser.....	30
II.3.2 Inversion de population dans les lasers à semi-conducteurs :	32
II.3.3 Gain (amplification de la lumière) :	35
II.4 Caractéristiques des diodes lasers :	40
II.4.1 Distribution spectral du rayonnement :	40
II.4.2 Distribution spatiale du rayonnement :	42

II.4.3	Le courant de seuil :.....	43
Chapitre III. Application diode laser au micro-usinage des matériaux		
III.1	Introduction.....	45
III.2	Les différentes techniques de découpage :.....	45
III.2.1	Micro-usinage par ablation mécanique :.....	46
III.2.2	L'électroérosion :.....	48
III.2.3	L'attaque chimique ou "etching" :.....	49
III.2.4	Usinage par radiation	49
III.3	Le laser ND : YAG	51
III.3.1	Présentation des niveaux d'énergie de l'ion néodyme :	51
III.3.2	Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante :.....	53
III.3.3	Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm :.....	54
III.4	Le milieu amplificateur pompé par diode :	55
III.4.1	Description expérimentale	55
III.5	La mise en cavité du cristal de Nd : YAG	56
III.5.1	Puissance de pompe au seuil :.....	56
III.5.2	Sélection de la transition laser à 1064 nm :	58
III.5.3	Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité :	60
III.6	Puissance de sortie	60
III.6.1	Allure du grain :	61
III.6.2	Expression de la puissance de sortie :.....	61
III.7	Le Q-switching :	63
III.7.1	Principe de la commutation-Q (Qswitching) :.....	63
III.8	Mise en œuvre du laser :.....	64
III.8.1	La diode laser (A)	66
III.8.2	L'optique de pompage (B et C).....	66
III.8.3	La cavité optique du laser Nd : YAG (D et E).....	67
III.8.4	Le porte-filtres (F).....	67
III.8.5	La photodiode rapide (G)	67
III.8.6	Le cristal doubleur de fréquence (H).....	67
III.8.7	Le cristal de LiF, Q-switch passif (J)	68
III.8.8	Le contrôleur de la diode laser (LDC 01)	68
	<i>Conclusion générale</i>	69
	<i>Bibliographie</i>	70
	<i>Résumé</i>	72

Liste des figures

Figure I-1 : Schéma d'un cavité diode laser	6
Figure I-2 : Les processus physiques qui sous-tendent le laser. De gauche à droite : excitation d'un atome par absorption d'un photon, désexcitation d'un atome par émission spontanée d'un photon, désexcitation d'un atome par émission stimulée d'un photon	7
Figure I-3 : Principe de l'inversion de population.	9
Figure I-4 : Les deux types de cavité.	13
Figure I-5 : Comportement d'un rayon incliné par rapport à l'axe dans une cavité linéaire.....	13
Figure I-6 : Allure du spectre émis par le laser par rapport au spectre d'émission spontanée de la transition laser.	15
Figure I-7 : Puissance en entrée et en sortie du milieu amplificateur.	16
Figure I-8 : Milieu amplificateur mis en cavité ,effet des miroirs et du gain sur l'onde laser.....	17
Figure I-9 : Conditions sur le gain et la fréquence (dans le cas montré ici, deux fréquences sont susceptibles d'osciller dans le laser).	18
Figure I-10 : Cas extrême où la plage spectrale vérifiant la condition sur le gain est plus petite que l'intervalle spectral $c/2L$	19
Figure I-11 : : Schéma d'un laser au dioxyde de carbone CO_2	20
Figure I-12 : : Structure interne d'une diode laser	21
Figure I-13 : Effet non linéaire (fréquence en continue) avec un laser émettant des impulsions picosecondes focalisées dans l'eau a un diamètre de quelques microns.	22
Figure I-14 : Effet non linéaire dans une fibre optique.	23
Figure I-15 : Génération de fréquences visibles dans un cristal non linéaire.....	23
Figure II-1 : Schématisation des niveaux d'énergie pour un métal, un semi-conducteur et un isolant.	27
Figure II-2 : Transitions électroniques entre la bande de conduction et la bande de valence.....	29
Figure II-3 : Structure de base d'une diode laser.	31
Figure II-4: Cavité optique de la diode laser.	31
Figure II-5 : Diagramme énergétique d'une jonction p-n fortement dopée à l'équilibre thermodynamique, E_f dans la bande de conduction (n) et dans la bande de valence (p).	33
Figure II-6 : Diagramme énergétique de la jonction dégénérée sous polarisation direct.....	34
Figure II-7 : Création d'une zone active, avec inversion de population, par forte polarisation de la jonction dégénérée.	34

Figure II-8 : Effet Auger	36
Figure II-9 : Milieu amplificateur avec miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2	37
Figure II-10 : Distributions spectrales du gain et des pertes	39
Figure II-11 : Spectre d'émission d'une diode laser	40
Figure II-12 : Evolution du spectre d'émission d'une diode laser avec le courant de polarisation.....	41
Figure II-13 : Spectre de raies d'émission de la diode laser.	41
Figure II-14 : Structure de base de la diode laser.....	42
Figure II-15 : la variation du gain et de l'indice de réfraction.....	43
Figure II-16 : Régime d'émission de la diode laser : a) Spontané b) Amplification c) Oscillation.	44
Figure III-1 : Récapitulatif non exhaustif des principales techniques de découpe recensées dans la littérature.	46
Figure III-2 : Principe d'usinage par scie mécanique (SD). (a) Vue d'ensemble ; (b) Zoom sur la zone d'interaction entre l'abrasif et le matériau à usiner avec apparition de micro-défauts en régime non ductile.	47
Figure III-3 : Principe d'usinage par ultrason (USM). L'abrasif est propulsé sans contact sur le matériau par l'ultrason généré par l'outil sonotrode (ici de forme arbitraire).	47
Figure III-4 : Principe d'usinage par Electroérosion à fil (WEDM). (a) Vue d'ensemble ; (b) Zoom sur la zone d'interaction avec ablation par décharges électriques.....	49
Figure III-5 : Différents niveaux de l'ion néodyme. (Il existe également des niveaux d'énergie plus élevées non représentés qui ne participent pas à l'émission laser).	52
Figure III-6 : Schéma simplifiée pour la transition à 1064 nm.	54
Figure III-7 : Schéma de l'optique de pompage.	55
Figure III-8 : Schéma du montage complet avec le miroir de sortie.....	56
Figure III-9 : Photo d'un miroir hautement réfléchissant à 1064 nm et courbe de réflectivité associée.....	59
Figure III-10 : Allure du front de l'onde gaussienne se propageant indéfiniment dans la cavité. .	60
Figure III-11 : Allure du gain effectif G dans le cristal de Nd : YAG en fonction de la puissance de pompe.....	61
Figure III-12 : Sorties de la cavité laser.	62
Figure III-13 : Composants et modules du laser.	65
Figure III-14 : Photo de l'ensemble des composants du laser	66

Liste des tableaux

Tableau I-1 : Les types de lasers les plus courant et leurs applications.	25
--	----

Liste des abréviations

k	Constante de Boltzmann
T	Température
v	Fréquence unité Hertz
λ	Longueur d'onde
C	Vitesse de la lumière dans le vide
L	Longueur optique de la cavité
G	Gain effectif
Pe	Puissance d'entrée
Ps	Puissance de sortie
R	Coefficient de réflexion (en puissance optique)
UV	Ultraviolet
IR	Infrarouge
BC	Bande de conduction
BV	Bande de valence
EG	Bande interdite
p	Densité des trous
n	Densité des électrons
LED/DEL	Light Emitting Diode / Diode Electro Luminescent
d	La distance entre les miroirs
Ef	Énergie de fermi
h	Constante de Planck
ϕ	Variation du lux de photons
rst	Taux d'émission stimulée
A (E)	Coefficient net d'amplification
α_p	Coefficient d'absorption par porteur libre
ω	Vitesse angulaire
gs	Le gain de seuil de la cavité
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser
I	Courant de polarisation
Is	Courant de seuil
J	Densité des porteurs injecter
ND	Néodyme
σ	Nombre d'ondes
τ	Temps de vie
Go	Gain effectif
Ep	Eclairement de la pompe
Rc	Rayon de courbure
KTP	Titanyl Phosphate de Potassium
X	Fraction molaire
YAG	Yttrium Aluminium Grenat
In	Indium

Ga	Gallium
As	Arsenic
P	Phosphore
B	Bore
C	Carbone
N	Azote
Al	Aluminium
Si	Silicium
Ge	Germanium
Sb	Antimoine
LIF	Fluorure de lithium

Introduction

Cinquante ans après leur invention, les lasers continuent à nous étonner. Leurs performances sont toujours plus extraordinaires et le champ de leurs applications ne cesse de s'étendre. Ils sont omniprésents dans notre vie quotidienne et leurs utilisations s'étendent des lecteurs CD, DVD, code-barres jusqu'aux voitures, avions et satellites. Le monde actuel ne serait pas ce qu'il est sans les lasers puisqu'ils sont un des ingrédients essentiels des autoroutes de l'information, irremplaçables dans la recherche et les hôpitaux.

Évalué à 2 milliards de dollars, le deuxième marché des lasers est le micro-usinage : ce sont des lasers ultra puissants employés dans l'industrie, ils permettent de souder et de découper de la tôle avec une précision inégalée. Les constructeurs automobiles sont très friands de ces lasers qui concentrent une puissance de 20 à 100 watts sur une zone inférieure au diamètre d'un cheveu. Autres utilisateurs, les fabricants de panneaux solaires qui découpent leurs cellules photovoltaïques dans des plaques de silicium, ou encore les industriels de l'aéronautique qui percent certaines parties des moteurs d'avion afin que l'air vienne refroidir les pales. Le marquage d'objets, telles les lettres sur le clavier d'ordinateur ou l'inscription d'une marque sur un stylo, se fait également avec des lasers.

Dans ce contexte technologiques et au vue de l'ampleurs que les lasers prennent dans la société actuelle nous allons nous intéresser à une des applications qui se démocratise de jour en jour dans l'industrie de précision qui est le micro-usinage de surface, il permet de produire, fonctionnaliser ou d'améliorer des pièces de petites tailles, sans altération ou endommagement des matériaux. Cette technique est par exemple employée pour réaliser des gravures de moules, ou des modifications de textures sur des matériaux fragiles.

Ce travail s'articulera autour de trois chapitres :

Le premier chapitre introduira de façon générale les lasers, leur principe de fonctionnement, des modes de pompes, du rôle de la cavité, des différents types de laser et leurs application respective.

Le second chapitre présentera plus en détail des diodes laser, nous donnerons donc quelques rappels sur les semi-conducteurs, puis nous allons détailler le principe de fonctionnement et les caractéristiques des diodes lasers.

Le troisième et dernier chapitre se portera sur l'utilisation des lasers dans le micro-usinage, L'objectif de regarder concrètement comment construire un laser Nd : YAG pompé par diode émettant à 1064 nm. Cette étude permet de préciser et d'approfondir certaines notions dans le domaine de l'optoélectronique et des semi-conducteurs. Nous allons voir quels sont les ordres de grandeurs et quels sont les points clefs technologiques.

Chapitre I. Généralités sur les lasers

I.1 Historique :

On considère généralement que “la préhistoire” du laser commence en 1890 par la construction d’un résonateur optique par Alfred Pérot (1863-1925) et Charles Fabry (1867-1945) ; elle s’est poursuivie par la découverte de l’effet photoélectrique par Heinrich Hertz (1857-1894) en 1887 et par la prédiction de l’émission stimulée par Albert Einstein en 1917 et par R. C. Tolman en 1924 ; la mise en évidence expérimentale de l’émission stimulée dans une décharge de néon n’a été effectuée qu’en 1928 par R. W. Landenburg et Kopfermann. Assez curieusement, l’intérêt pour l’émission induite décrût ensuite parce que les physiciens ne virent aucune application possible à ce phénomène car ils ne croyaient pas qu’un système puisse s’éloigner suffisamment de l’équilibre thermodynamique pour qu’un gain notable puisse être obtenu. [9]

En 1950, Alfred Kastler (1902-1984 ; Prix Nobel de physique en 1966) et Jean Brossel découvrent le phénomène de pompage optique.

Le pompage optique à trois niveaux fut proposé par Nicolas Bloembergen (1920- 2017. Prix Nobel de Physique en 1981) en 1956.

Il a fallu attendre 1954 et la réalisation du premier maser à ammoniac par les Américains Charles Hard Townes (1915-2015. Prix Nobel en 1964) et deux de ses étudiants J. P. Gordon, H. J. Zeiger pour que la situation change. L’idée novatrice de Charles Townes et de ses collaborateurs est que si on place le milieu amplificateur dans une cavité résonante, une oscillation peut se produire même pour un gain faible ; le point fondamental est que le gain par émission stimulée doit être suffisant pour compenser les pertes de la cavité. Indépendamment des travaux des Américains et en même temps, les Soviétiques Nicolay G. Basov (1922-2001. Prix Nobel de Physique en 1964) et Aleksandr M. Prokhorov (1916-2002. Prix Nobel de Physique en 1964) ont mené des recherches sur la fabrication d’un maser. [12]

En 1957, Arthur Leonard Schawlow (1921-1999. Prix Nobel de Physique en 1981) rejoint l’équipe de Charles Hard Townes pour mener des recherches sur la fabrication d’un dispositif semblable au maser mais émettant dans l’infrarouge ou dans le visible ; en 1958, Charles Hard Townes et Arthur Leonard Schawlow publient un article dans lequel ils donnent les premières descriptions des masers optiques, appelés plus tard laser ; Ils déposèrent une demande de brevet en 1958. En 1960, ils obtinrent enfin le premier brevet de laser, mais celui-ci ne fut construit que plus tard. L’antériorité de l’invention du laser fut contestée par Gordon Gould (1920-2005) qui obtint gain de cause en 1977 pour l’une des composantes du système. [11]

Charles Hard Townes et Arthur Leonard Schawlow sont pris de vitesse par Theodore Maiman (1927- 2007.) qui réalise en 1960 le premier laser à solide impulsif émettant dans le rouge à 694,3 nm ; l'émission stimulée est produite dans un barreau de rubis rose, cristal d'alumine ou corindon (Al_2O_3) dopé avec 0,05 % environ d'ions chrome Cr^{3+} ; l'excitation des ions chrome a été effectuée au moyen d'une lampe flash hélicoïdale entourant le barreau de rubis.

En 1961, Ali Javan (1926- 2016.), élève de Charles Hard Townes, construit le premier laser à gaz continu émettant dans le rouge à 632,8 nm ; le milieu actif est constitué par des atomes de néon au sein d'un mélange gazeux d'hélium (85 %) et de néon (15 %) sous faible pression. L'inversion de population s'effectue au sein des atomes de néon par une décharge électrique dans le gaz qui porte une fraction des atomes d'hélium dans des états métastables ; les atomes d'hélium se désexcitent par collision avec les atomes de néon et leur transmettent leur excès d'énergie.

Le premier laser à semi-conducteurs (AsGa) émettant dans le proche infrarouge à 850 nm a été fabriqué en 1962 par Robert Hall (1919-2016.). [10]

Le laser Nd-YAG, acronyme de Néodyme (Nd^{3+}) Yttrium Aluminium Garnet ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) a été fabriqué en 1964 par J. E. Geusic, H. M. Markos et par et L. G. Van Uiteit ; il s'agit d'un laser émettant dans le proche infrarouge (1064 nm) et dans le vert (532 nm) lorsqu'il est doublé en fréquence. [16]

Le laser à gaz carbonique a été fabriqué en 1964 par C. Kumar N. Patel (1938-.) qui émet dans l'infrarouge (à 10,6 μm). Le milieu actif est formé par des molécules de gaz carbonique au sein d'un mélange gazeux constitué de gaz carbonique, d'azote et d'hélium. Le pompage s'effectue par une décharge électrique qui excite les molécules d'azote lesquelles se désexcitent par collisions avec les atomes de gaz carbonique et leur transfèrent leur excès d'énergie. L'une des toutes premières applications lasers industrielles, réalisée en 1965 par un laser à rubis, consistait à usiner un perçage de 4,7 mm de diamètre et de 2 mm de profondeur ; cette opération était réalisée en 15 min alors qu'une application classique prenait alors 24 h.

Le premier laser à excimères a été inventé en 1971 par Nikolai Basov, V. A. Danilychev et Yu. M. Popov en utilisant le dimère Xe_2 excité par un faisceau d'électron. [8]

La première application des diodes laser émettant dans le visible dans le domaine de l'électronique grand public a été réalisée en 1974 dans les lecteurs de code-barres. L'application des diodes laser dans les lecteurs de disques compacts a été réalisée en 1982. La première diode laser bleu-ultraviolet a été fabriquée par Shuji Nakamura (1954-.) en 1996. C'est grâce à cette diode laser bleu que les supports de stockage optique connaissent une augmentation considérable de leur capacité avec le Blu-ray Disk et le HD-DVD.

Un grand nombre de systèmes électroniques doivent leurs performances actuelles au développement de l'optoélectronique, et en particulier, à l'amélioration des caractéristiques des diodes laser. En effet, la diode laser (DL) est le composant de base de nombreux systèmes tels que (le lecteur de disque, DVD Blu-ray, télécommunication, etc...), dans les domaines tels que la santé (microchirurgie, chirurgie des yeux), l'industrie (découpe laser). De plus, des applications telles que la navigation inertielle et le positionnement par satellites sont des domaines à fort potentiel pour les diodes lasers. [18]

I.2 Principe de fonctionnement des lasers :

Un laser est un système photonique qu'on reconnaît du premier coup d'œil, car il est différent de la lumière ordinaire : c'est un faisceau de lumière cohérent, qui se distingue de la lumière émise par les lampes classiques (lampes à incandescence, tubes fluorescents, diodes électroluminescentes). Celles-ci émettent leur lumière dans des directions multiples, ce qui est bien adapté pour éclairer une pièce ou une région de l'espace. Au contraire, le faisceau émis par un laser est un fin pinceau se manifestant, lorsqu'il est arrêté par un obstacle tel qu'un mur, par une tache brillante et presque ponctuelle. Lorsqu'il se propage, même sur de grandes distances, le faisceau laser reste bien parallèle et localisé : cette propriété est la cohérence spatiale. Une autre caractéristique du faisceau laser, qui apparaît dans le domaine visible, est sa couleur bien souvent pure. Dans certains cas, il est quasi monochromatique, dans d'autres il n'est composé que de certaines longueurs d'onde particulières ; cette propriété est la cohérence temporelle. [16]

Les trois principaux composants d'un laser sont: un milieu actif, un mécanisme de pompage et un résonateur optique. Un system laser peut être schématisé de la façon suivante :

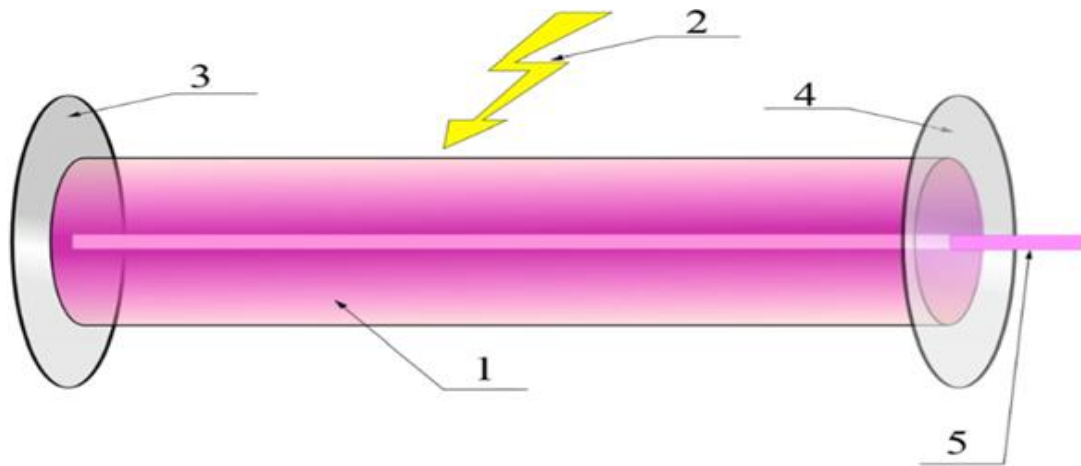


Figure I-1 : Schéma d'une cavité diode laser. [3]

1. Milieu excitable : celui-ci peut être de différents types (gaz, plasma, solide voire liquide). Dans ce milieu, on trouve des atomes, molécules, ions ou électrons dont les niveaux d'énergie sont utilisés pour accroître la puissance d'une onde lumineuse au cours de sa propagation. Le principe physique mis en jeu est l'émission stimulée.
2. Energie de pompage : il permet de créer les conditions d'une amplification lumineuse en apportant l'énergie nécessaire au milieu. Le système de pompage peut être de différente nature : pompage optique (lampes flash, lampes à arc continues ou lampes à filament de tungstène, diodes laser ou autres lasers ...), électrique (décharges dans des tubes de gaz, courant électrique dans des semi-conducteurs ...) ou même chimique.
3. Miroir totalement réfléchissant
4. Miroir semi réfléchissant
5. Faisceau laser

Le milieu amplificateur (et son système de pompage) peut être utilisé seul pour amplifier une lumière déjà existante. On parle alors d'amplificateur laser. Cependant, en général, l'amplificateur est inséré dans un résonateur optique (ou cavité) dont la fonction est de produire un rayonnement lumineux aux propriétés très particulières. On parle alors d'oscillateur laser. En général, un raccourci de langage consiste à appeler "lasers" les oscillateurs laser qui constituent l'immense majorité des dispositifs existants. Les oscillateurs laser ont pour particularité d'avoir des miroirs réfléchissants dont la fonction première est de confiner l'onde à l'intérieur de la cavité et d'augmenter son parcours dans le milieu amplificateur afin d'obtenir des niveaux d'amplification considérables. Ils ont également un miroir de sortie qui permet d'extraire une partie de l'onde lumineuse de la cavité afin de pouvoir utiliser le rayonnement. [3]

I.2.1 Les Interactions matière-lumière :

Il existe trois mécanismes d'interaction entre la matière et la lumière

a) **L'absorption** : un atome qui reçoit un photon de longueur d'onde adéquate, peut l'absorber. Il est alors dans un « état excité »

b) **L'émission spontanée** : l'atome excité peut revenir dans son état initial, appelé « état fondamental », en laissant partir un photon de même longueur d'onde que celui qu'il avait absorbé pour passer dans l'état excité.

c) **L'émission stimulée** : lorsqu'un atome excité reçoit un photon dont la longueur d'onde aurait permis de l'exciter s'il avait été dans son état fondamental, ce photon peut « déclencher » (ou « stimuler ») la désexcitation de l'atome. L'atome va alors émettre un deuxième photon, de même longueur d'onde que celui qu'il a reçu, mais aussi dans la même direction et avec la même phase que le premier. L'atome excité joue alors le rôle de « photocopieuse à photons ». La Figure I-2 ci-dessous illustre ces mécanismes.[21]

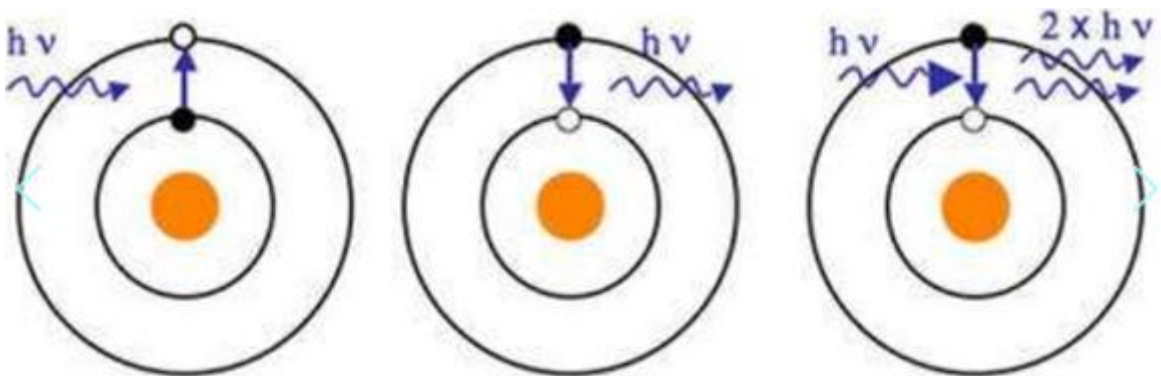


Figure I-2 : Les processus physiques qui sous-tendent le laser. De gauche à droite : excitation d'un atome par absorption d'un photon, désexcitation d'un atome par émission spontanée d'un photon, désexcitation d'un atome par émission stimulée d'un photon [21]

I.2.2 Les compétitions entre les 3 mécanismes :

Pour une transition radiative, les trois mécanismes sont toujours présents en même temps. Pour faire un milieu laser, il faut donc trouver des conditions qui permettent de privilégier l'émission stimulée au détriment de l'absorption et de l'émission spontanée. Il y a donc une nécessité de sélectionner dans la nature les milieux qui pourront effectivement servir en tant que milieux laser. Il faudra également veiller à mettre le milieu dans de bonnes conditions pour que l'effet laser ait lieu.

- Un photon incident d'énergie $h\nu$ a autant de chance d'être absorbé par un atome du niveau du bas que d'être dupliqué (ou amplifié) par interaction avec un atome du niveau du haut. L'absorption et l'émission stimulée sont vraiment deux processus réciproques soumis aux mêmes probabilités. Pour favoriser l'émission stimulée au détriment de l'absorption, la solution est de jouer sur les populations des niveaux : il faut s'arranger pour avoir plus d'atomes sur le niveau du haut que sur le niveau du bas.
- L'émission spontanée a tendance à vider naturellement le niveau du haut. Il faut donc trouver un moyen de vider le niveau du haut plus vite par émission stimulée que par émission spontanée. Or il se trouve que l'émission stimulée est d'autant plus probable que le milieu est éclairé avec un grand nombre de photons semblables. L'astuce va donc consister à éclairer fortement le milieu, un bon moyen pour cela est le confinement des photons dans une cavité. [6]

I.2.3 Inversion de population et pompage :

Avoir une population plus élevée dans le niveau du haut (N_2) que dans le niveau du bas (N_1) n'est pas une situation d'équilibre. En effet, à l'équilibre thermodynamique, la répartition des populations sur les niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N_2 = N_1 * \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{KT}\right) \quad (I-1)$$

Dans ce cas, N_2 est toujours inférieure à N_1 . Il faut donc créer une situation hors équilibre en apportant de l'énergie au système des atomes via un "pompage" dont l'objectif est d'amener suffisamment d'atomes sur le niveau du haut.

On parle alors d'inversion de population que l'on appelle $\Delta N = N_2 - N_1$. Il y aura amplification de lumière si l'inversion de population est positive. [2]

I.3 Modes de pompage :

Le pompage consiste à stocker des électrons sur le niveau supérieur, ce mécanisme de stockage se fait de plusieurs façons différentes :

I.3.1 Pompage optique

Mis au point en 1950 sur le plan théorique par l'équipe de A. Kastler, le pompage optique fut le premier à provoquer l'effet laser dans le rubis (T.H. Maiman, 1960) ; il est toujours utilisé aujourd'hui : une lampe à décharge impulsionnelle puissante délivre un intense flash de lumière dans un large spectre (lumière blanche et ultraviolette). Le plus souvent, le processus est répétitif avec une fréquence de quelques hertz à quelques dizaines de hertz, imposée par le fonctionnement de la lampe elle-même et par les phénomènes thermiques. Le mécanisme simplifié des systèmes à 3 ou 4 niveaux, présenté ci-dessous, exige un pompage très sélectif pour alimenter le niveau E_2 (Figure I-3b) ou E_3 (Figure I-3c). La fréquence correspondante étant prélevée dans le spectre large du flash, le rendement de l'opération serait très faible et conduirait à des lampes de puissance démesurée. En réalité, on peut mettre à profit l'existence de larges bandes d'absorption, quasi-continues, situées dans l'échelle énergétique au-dessus de E_2 ou E_3 : ces bandes se peuplent abondamment en prélevant l'énergie du flash sur une large partie de son spectre ; une série de désexcitations rapides alimente ensuite le niveau supérieur du processus à 3 ou 4 niveaux. Les matériaux adaptés à ce mode de pompage sont en fait des cristaux, dont la maille recèle des impuretés possédant les niveaux d'énergie spécifiques qui permettent d'obtenir la bonne configuration globale. [10]

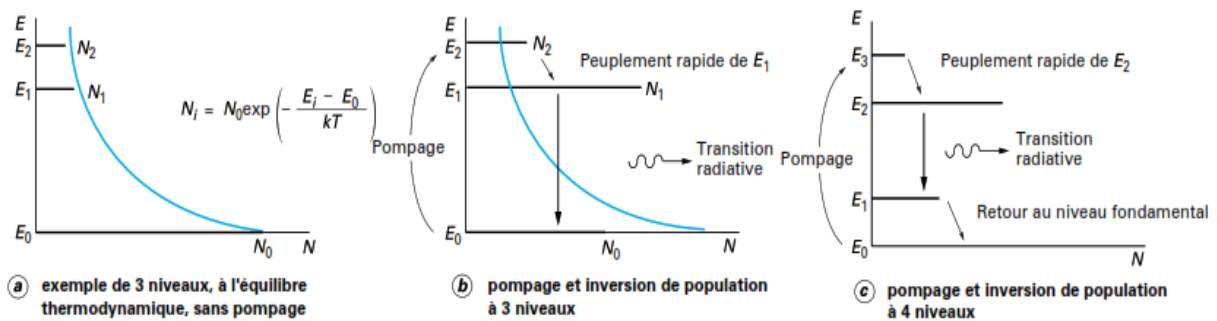


Figure I-3 : Principe de l'inversion de population..[10]

- Le pompage à trois niveaux alimente, à partir du niveau fondamental E_0 , un niveau supérieur E_2 qui doit présenter une durée de vie courte (état instable), afin de peupler rapidement « par le haut » le niveau intermédiaire E_1 ; celui-ci doit, au contraire, être de type métastable, c'est-à-dire de durée de vie supérieure, afin de servir de réservoir. La transition radiative a lieu entre E_1 et E_0 , par retour à l'état fondamental.

- Le pompage à quatre niveaux alimente, dans les mêmes conditions, le niveau intermédiaire métastable E_2 , mais la transition radiative se produit vers un autre niveau intermédiaire E_1 , instable, depuis lequel s'effectue le retour au niveau fondamental ; ce dernier peut demeurer plus fortement peuplé que dans le pompage à 3 niveaux. [10]

I.3.2 Pompage électronique

Le pompage optique n'est pas adapté pour exciter un gaz qui présente des raies d'absorption plus étroites en raison de la faible interaction entre atomes. La sélectivité évoquée précédemment conduit à une impasse : les sources de lumière présentant des raies intenses adaptées aux gaz susceptibles de produire une émission stimulée restent introuvables. Les lampes flash, même puissantes, fournissent une énergie beaucoup trop faible dans des domaines aussi étroits de longueurs d'onde.

La solution est apportée par le pompage électronique : les électrons fortement accélérés d'une décharge électrique cèdent une partie de leur énergie cinétique aux atomes ou molécules d'un gaz sous pression réduite. Ce transfert d'énergie, complexe et variable d'un gaz à l'autre, peut être schématisé par trois processus simplifiés :

— Excitation de certains niveaux d'énergie :

- Niveaux électroniques si le gaz concerné est atomique.
- Niveaux de rotation et vibration si le gaz est moléculaire.

— Ionisation éventuelle des atomes.

— Accroissement de l'énergie cinétique moyenne des atomes ou des molécules.

Dans le cas où le milieu émissif reste sous forme d'atomes excités, le laser correspondant est de type atomique. C'est le cas notamment du laser hélium-néon ; mais le mélange de gaz fait appel à un processus de pompage plus complexe, dans lequel l'un des gaz excités, transfère une partie de son énergie vers l'autre gaz.

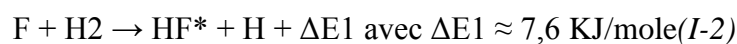
Dans le cas où le milieu émissif devient essentiellement ionisé, ce sont les niveaux d'énergie des ions ainsi formés qui interviennent dans le processus d'émission stimulée ; ils peuvent être sensiblement différents de ceux de l'atome à l'état neutre. Le laser correspondant est alors de type ionique (ou à gaz ionisé) ; c'est le cas du laser à argon. Une variante du pompage électronique est utilisée dans les semi-conducteurs : le déplacement d'électrons libres n'est pas envisageable dans les cristaux, qui constituent de bons isolants ; par contre, un semi-conducteur dopé est le siège de phénomènes de conduction bien maîtrisés.

Les vitesses moyennes de transit des électrons (et de leurs associés les « trous ») sont totalement différentes de celles rencontrées dans les décharges en milieu gazeux ; leurs faibles valeurs interdisent l'exploitation d'effets cinétiques importants. Cependant, les jonctions de deux semi-conducteurs différents sont le siège de phénomènes énergétiques non négligeables lorsqu'elles sont traversées par un courant électrique. L'excitation de bandes de niveaux d'énergie (conduction et valence) séparées par une bande interdite peut conduire à un phénomène d'inversion de population qui sera détaillé dans le chapitre 2 consacré aux lasers à semi-conducteurs.

Le terme de pompage électronique désigne donc un ensemble de processus variés, la majorité d'entre eux concernant les gaz en interaction avec une décharge électrique qui les maintient en état de conduction ; le seul cas d'utilisation dans les solides est celui des semi-conducteurs. [7]

I.3.3 Pompage Chimique :

Le stockage d'énergie sous forme de réactifs chimiques est très répandu ; il présente l'avantage de pouvoir libérer rapidement, et dans un volume réduit, une énergie élevée (les carburants en font quotidiennement la démonstration). Or, les réactions chimiques exothermiques (qui dégagent de la chaleur) peuvent aussi provoquer l'excitation des molécules ; ce procédé, dénommé pompage chimique, est utilisé pour exciter les niveaux d'énergie vibrationnels et rotationnels de molécules, essentiellement diatomiques : le domaine d'émission concerné est par conséquent celui de l'infrarouge. En pratique, peu de réactions conduisent à une inversion de population et à une émission stimulée exploitable ; on peut citer l'exemple du fluorure d'hydrogène HF, qui peut être produit sous forme excitée HF* par l'intermédiaire de deux réactions :



Souvent schématisées par :

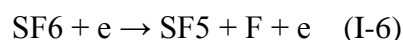


En fait, le rôle du fluor sous sa forme atomique F est prépondérant ; ce dernier doit donc être généré en quantité suffisante avant réaction avec l'hydrogène. Deux voies sont possibles :

— dissociation de la molécule F_2 par réaction à haute température avec un réactif A :



— ou, le plus souvent, dissociation de la molécule d'hexafluorure de soufre SF_6 par décharge électrique à haute tension :



Les raies d'émission de la molécule excitée HF^* se situent dans la bande infrarouge 2600 à 3300 μm , zone de forte absorption atmosphérique. Pour faciliter la transmission à grande distance, un décalage de longueur d'onde vers la fenêtre spectrale atmosphérique 3500 - 4200 nm est possible, en remplaçant les atomes d'hydrogène H par des atomes de deutérium D ; la formulation des réactions (I-3) reste identique, mais le prix de revient est fortement accru en raison de la rareté du deutérium.

D'une façon générale, le pompage chimique est peu utilisé en raison de sa complexité : chambre primaire de génération du réactif, chambre principale de mélange et de réaction, évacuation des gaz par pompe à vide... Cependant, il est incontournable pour obtenir de très hautes puissances en régime continu, domaine de prédilection des militaires. [18]

I.4 Rôle de la cavité :

La partie précédente montre comment favoriser une inversion de population en choisissant bien le système et les niveaux d'énergie. Cependant, avoir une inversion de population positive n'est pas suffisant pour générer un effet laser. En effet, il ne faut pas oublier que les mécanismes d'émission stimulée et d'émission spontanée sont en compétition. Ainsi, avant d'être un milieu amplificateur de lumière, un milieu laser pompé par une source d'énergie extérieure est d'abord une "lampe" (émission spontanée). C'est la cavité qui va créer les conditions favorables pour que l'émission stimulée devienne prédominante par rapport à l'émission spontanée. La cavité ou résonateur optique est composée de miroirs qui permettent à la lumière de passer de nombreuses fois dans le milieu amplificateur. On peut trouver deux types de cavités (Figure I-4) : des cavités dites "linéaires" (la lumière fait des allers et retour) ou des cavités en anneau (la lumière fait des tours).[17]

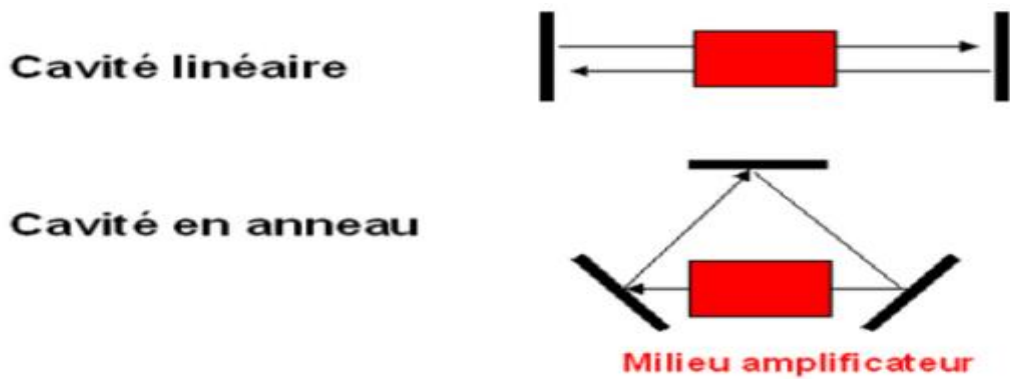


Figure I-4 : Les deux types de cavité. [17]

Au démarrage du laser, la “lampe-milieu amplificateur” émet spontanément dans toutes les directions. Cependant, il existe une petite partie de l'émission qui se trouve dans l'axe de la cavité laser. Ces photons spontanés peuvent donc y faire des allers et retours. Au fur et à mesure, le milieu amplificateur va jouer son rôle et la quantité de lumière présente dans la cavité va augmenter de façon considérable. Le confinement de la lumière va ainsi accroître la probabilité d'émission stimulée, au détriment de l'émission spontanée. En parallèle, la cavité va jouer le rôle de filtre à cause des multiples allers et retours : seule l'onde parfaitement perpendiculaire à l'axe de la cavité pourra se propager et certaines fréquences seront privilégiées (fréquences de résonance de la cavité). Ainsi, la cavité donne au rayonnement laser ses propriétés si particulières (directivité, finesse spectrale).

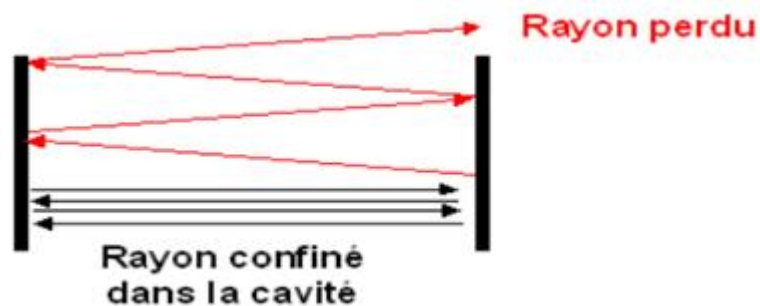


Figure I-5 : Comportement d'un rayon incliné par rapport à l'axe dans une cavité linéaire.[17]

Au bout de plusieurs dizaines de milliers d'allers et retours (en général), la quantité de photons générée dans l'axe de la cavité par émission stimulée va être devenue égale à celle qui est perdue (en particulier via le miroir de sortie). Il va donc y avoir un état stationnaire pour lequel un rayonnement (dit rayonnement laser) sort de façon continue par le miroir de sortie.

On dit alors que le laser oscille : c'est à dire que le laser émet en continu un rayonnement majoritairement issu de l'émission stimulée filtré par la cavité.

I.4.1 Spectre d'un oscillateur laser :

Comme citer précédemment la cavité a également un rôle de filtre sur le spectre émis par le laser. Une cavité linéaire est en fait un interféromètre de Fabry Péro. Seules des ondes de certaines fréquences peuvent s'y propager. Ces fréquences sont telles que :

$$\nu = \frac{kC}{2L} \quad (I-7)$$

Où k est un entier, C la vitesse de la lumière dans le vide et L la longueur optique de la cavité (supposée ici linéaire). Pour des fréquences optiques, l'entier k est très grand et peut atteindre plusieurs dizaines de milliers pour une cavité de quelques centimètres. Les ondes qui se propagent dans la cavité laser avec ces fréquences particulières sont appelées les modes longitudinaux de la cavité.

Dans le cas d'une cavité en anneau, les fréquences existant dans la cavité s'écrivent :

$$\nu = \frac{kC}{L} (I-8)$$

Ce filtre va s'appliquer au spectre de l'émission spontanée émise au démarrage du laser. Progressivement, les fréquences ne pouvant exister dans la cavité vont disparaître et seules vont rester des fréquences vérifiant l'équation ci-dessus.

Le spectre émis par un oscillateur laser est donc composé d'un peigne de fréquences régulièrement espacées ($C/2L$) en général centré sur le spectre d'émission spontanée (Figure I-6).

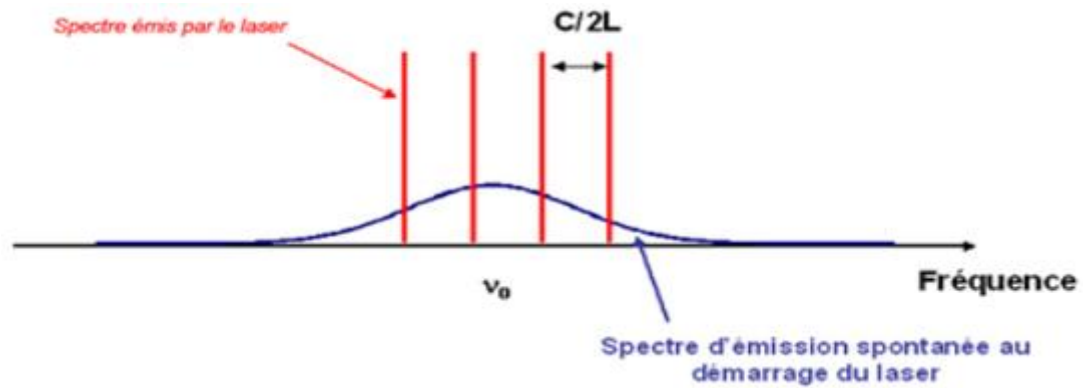


Figure I-6 : Allure du spectre émis par le laser par rapport au spectre d'émission spontanée de la transition laser.[14]

On dit souvent qu'un laser est monochromatique en parlant du laser hélium néon par exemple. Il faut bien en comprendre la définition. Ce n'est pas une généralité et de façon extrêmement schématique, la largeur spectrale d'un laser est d'abord donnée par la largeur de l'émission spontanée : si la transition est étroite entre le niveau du haut et celui du bas, l'émission spontanée se fait sur quelques fractions de nanomètre (c'est le cas pour la raie rouge dans le néon, avec une largeur spectrale d'un millième de nanomètre, 1GHz en fréquence). Le spectre du laser hélium néon est donc "monochromatique" dans le sens d'une seule couleur visible à l'œil parce que la raie est très fine. Mais il existe aussi des cas où la transition est très large (plusieurs centaines de nanomètres pour le saphir dopé au titane, par exemple avec un spectre d'émission spontanée qui s'étend de 700 nm à plus de 1000 nm) conduisant à un spectre émis par le laser qui n'est pas monochromatique.

Les propriétés spectrales des lasers deviennent intéressantes lorsqu'on est capable de sélectionner une seule fréquence parmi celles qui peuvent exister dans la cavité (moyennant des filtres insérés dans la cavité). On dit alors que le laser est mono-fréquence (on dit également monomode longitudinal). Dans ce cas la largeur spectrale peut être infiniment plus faible que le spectre d'émission spontanée. Par exemple, on arrive à concevoir des lasers hélium néon avec une largeur spectrale de 1Hz alors que la largeur de la raie est de l'ordre du GHz.

Pour résumer, la cavité est capable de filtrer l'émission spontanée sous la forme de fréquences discrètes (les modes longitudinaux de la cavité). Lorsqu'on arrive à sélectionner un seul mode longitudinal, le rayonnement laser a une qualité spectrale inégalable : un nombre considérable de photons est émis dans une bande spectrale très étroite qui peut être de l'ordre du Hz.

I.4.2 Conditions sur la cavité :

Les deux parties précédentes montrent que le rayonnement laser est finalement un “concentré de lumière” spatial et spectral et que la cavité y est pour beaucoup. Il y a cependant certaines conditions à respecter pour qu'un laser puisse effectivement fonctionner. On trouve une condition sur le gain et les pertes de la cavité et une condition sur la fréquence qui peut se reporter sur la longueur de la cavité. [14]

I.4.2.1 Condition sur le gain :

On peut définir le gain effectif d'un milieu amplificateur par le rapport entre la puissance de sortie P_s sur la puissance d'entrée P_e :

$$G = \left(\frac{P_s}{P_e} \right) \quad (I-9)$$

Ces deux puissances (exprimées en watt ou en photons par seconde) étant portées par le faisceau laser avant et après le passage du milieu amplificateur (Figure I-7).



Figure I-7 : Puissance en entrée et en sortie du milieu amplificateur.[6]

On peut également définir les coefficients de réflexion (en puissance optique) des miroirs de la cavité : R_1 et R_2 . On suppose qu'il n'y a pas d'autres pertes que les réflexions sur les miroirs (Figure I-8).

Lorsque le laser fonctionne en continu, il émet une puissance de sortie constante indépendante du fait que les photons circulant dans la cavité augmentent en nombre au passage du milieu amplificateur puis diminuent lors de la réflexion sur les miroirs. Ainsi, lorsque le laser fonctionne en continu, un aller et retour dans la cavité ne modifie pas la puissance portée par le faisceau laser (Le nombre de photons gagnés est égal au nombre de photons perdus).

En appelant P la puissance du laser juste avant le miroir M_1 .

La puissance après un aller et retour peut s'écrire : $P_{AR} = G + R_2 G \cdot R_1 P$.

G_+ et G_- étant les gains effectifs dans le sens "+" et le sens "-". Le sens "+" correspond par définition à la direction du faisceau laser en sortie. Le sens "-" est l'autre direction.

Il est nécessaire de différencier les gains effectifs selon le sens de propagation de l'onde car celui-ci dépend de la puissance incidente qui n'est pas là même dans un sens ou dans l'autre (les coefficients de réflexion sur les miroirs ont des valeurs différentes).

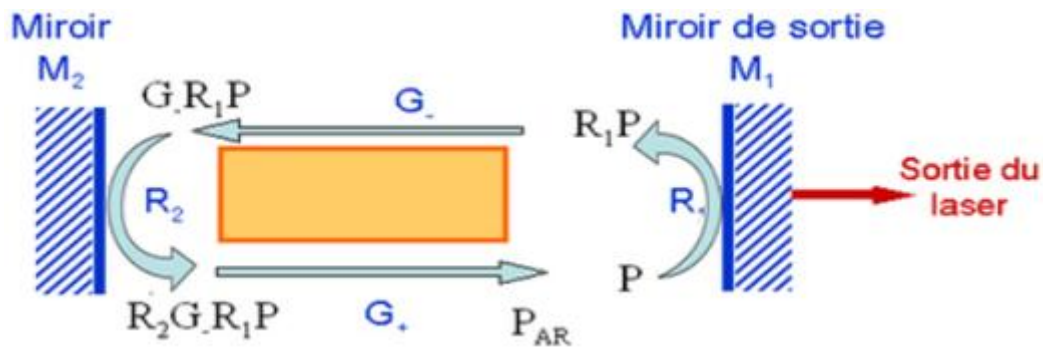


Figure I-8 : Milieu amplificateur mis en cavité ,effet des miroirs et du gain sur l'onde laser.[12]

Lorsque le laser émet en continu, on a $P=P_{AR}$. Le produit G_+G_- qui représente le gain sur un aller et retour et doit donc vérifier : $G_+G_-=1/(R_1R_2)$.

Si $G_+G_- < 1/(R_1R_2)$, le laser ne peut pas osciller.

Si $G_+G_- > 1/(R_1R_2)$, la puissance dans la cavité augmente à chaque tour. L'augmentation n'est pas infinie car le nombre d'atomes du niveau du haut étant donné par le pompage, le nombre de photons stimulés est fini. Ainsi, supposons le nombre maximal de photons qu'il est possible de récupérer de façon stimulée par seconde soit égal à N . Le gain effectif peut s'écrire : $G=(P_e+N)/P_e$ où P_e est la puissance juste avant le milieu amplificateur (en nombre de photons par seconde).

Si P_e augmente, le gain effectif diminue et tend vers l'unité. On appelle ce phénomène la saturation du gain. Ainsi, lorsque la puissance dans la cavité augmente de façon importante, le produit G_+G_- diminue et fini par se stabiliser à la valeur $G_+G_-=1/(R_1R_2)$.

Les miroirs de la cavité doivent donc être choisis de telle sorte que le gain par aller et retour G_+G_- soit supérieur à $1/R_1R_2$: on dit aussi que le gain doit être supérieur aux pertes de la cavité (représentées par les transmissions des miroirs).

I.4.2.2 Condition sur la fréquence :

Les fréquences pouvant exister dans la cavité s'écrivent $\nu = \frac{kc}{2L}$. Il faut également qu'elles se trouvent dans la bande de gain du milieu amplificateur. Le produit G_+G_- a en effet une certaine largeur spectrale donnée par la physique du milieu amplificateur (par exemple, cette largeur est de l'ordre de 1 GHz pour un laser hélium néon). La condition sur le gain peut donc se traduire par une certaine plage spectrale $\Delta\nu$ dans laquelle les fréquences vont pouvoir mener à une oscillation. On peut donc traduire les conditions sur le gain et sur la fréquence au niveau d'un même graphe (Figure I-9).

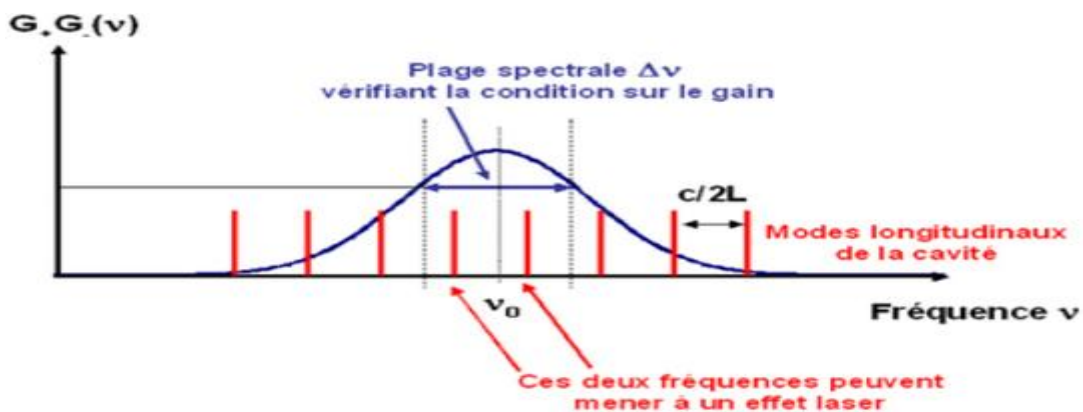


Figure I-9 : Conditions sur le gain et la fréquence (dans le cas montré ici, deux fréquences sont susceptibles d'osciller dans le laser).[15]

Dans le peigne de fréquences imposées par la cavité, seules celles qui vérifient la condition sur le gain ont une chance de mener à une oscillation laser. Les autres ne peuvent pas exister. En général, la plage spectrale $\Delta\nu$ est plus grande que $C/2L$. Ainsi, l'ensemble des fréquences qui peuvent osciller peut-être assez grand (quelques dizaines à quelques centaines de fréquences) : le nombre dépend de la largeur de la plage spectrale $\Delta\nu$ par rapport à l'intervalle spectral imposé par la cavité Fabry Pérot ($C/2L$).

Cependant, dans certains cas, la plage spectrale $\Delta\nu$ est plus petite que $C/2L$ (Figure I-10). Ce cas arrive lorsque le milieu amplificateur émet dans une bande très fine (par exemple avec des lasers CO_2) ou alors lorsque la cavité est très petite (par exemple avec des micro lasers dont la cavité a une longueur inférieure au millimètre). Il peut alors arriver qu'aucune fréquence ne soit capable d'osciller. Dans ce cas, il faut ajuster la longueur de la cavité pour permettre à une fréquence de se trouver dans la bande d'amplification.

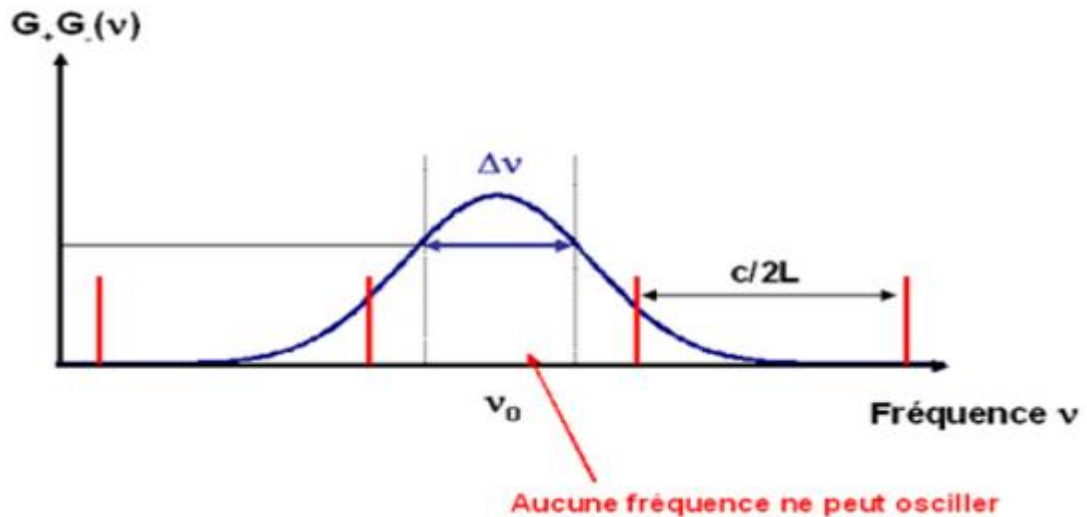


Figure I-10 : Cas extrême où la plage spectrale vérifiant la condition sur le gain est plus petite que l'intervalle spectral $c/2L$. [15]

I.5 Les différents types de lasers :

Les différents types de laser peuvent être classés en fonction de la nature du milieu amplificateur : gazeux, liquide (colorant) ou solide. Le but de cette partie est de faire un tour d'horizon rapide des principales familles de lasers dans une perspective d'utilisation.

I.5.1 Laser à gaz :

Les lasers à gaz ont pour point commun de partager la même source de pompage : l'électricité. Les espèces gazeuses sont portées dans l'état excité de façon directe par collision avec des électrons ou de façon indirecte par collision avec d'autres gaz, eux-mêmes excités électriquement. Les lasers à gaz couvrent tout le spectre optique, depuis l'ultraviolet jusqu'à l'infrarouge lointain. Cependant, le spectre n'est pas couvert en continu : les lasers à gaz émettent des raies très fines spectralement. Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve (de l'UV à l'IR lointain) :

- Les excimères (ArF : 193 nm, KrF : 249 nm, XeCl : 308 nm)
- Laser à argon ionisé (raies dans le bleu et le vert)
- Laser hélium néon (c'est le néon qui est utilisé pour l'effet laser) 632,8 nm, 543,3 nm, 1,15 μm , 3,39 μm .
- Laser CO₂ : très nombreuses raies autour de 9,6 μm et 10,6 μm

Les lasers à CO_2 sont les seuls à être vraiment efficaces (rendement de 15% à 20%). Ils sont utilisés dans l'industrie pour le traitement des matériaux. Quant aux autres, le rendement est largement inférieur à 1%. Les lasers à gaz sont souvent des lasers encombrants et nécessitant un refroidissement par eau important (quasiment toute l'énergie apportée par le pompage part en chaleur). Même si les lasers à gaz dans le visible (Argon, Hélium Néon) tendent à être remplacés par des lasers à solides, les lasers à excimères et les lasers CO_2 restent très utilisés (traitement des matériaux au sens large).

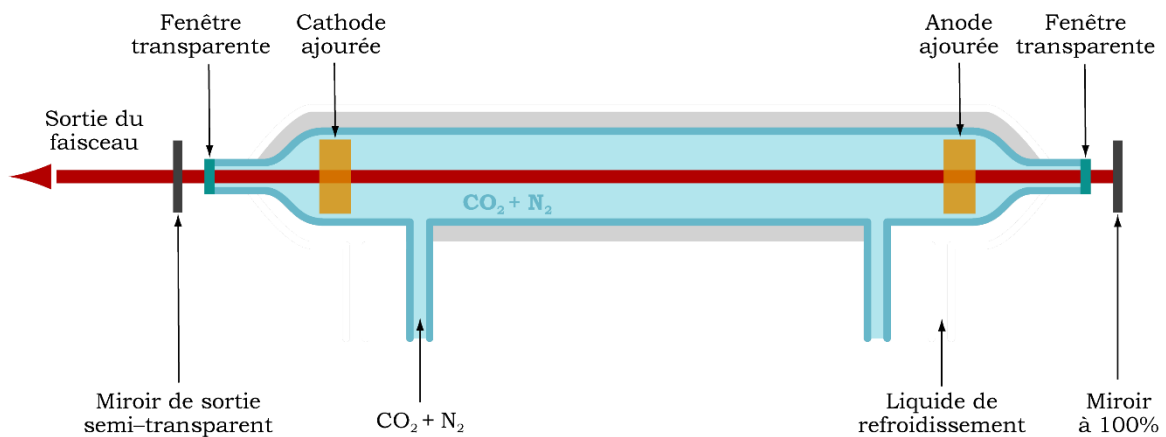


Figure I-11 : Schéma d'un laser au dioxyde de carbone CO_2 . [17]

I.5.2 Laser a colorant :

Les lasers à colorant utilisent des molécules organiques émettant en général dans le visible (d'où leur nom de colorant). Ces molécules sont diluées dans un solvant (en général alcoolique, comme l'éthylène glycol ou le méthanol). Le pompage des lasers à colorant est optique : soit par des lampes à arc, soit, dans la majorité des cas par d'autres lasers (lasers à gaz ou laser à solide). Le spectre couvert est l'intégralité du visible. En effet, les colorants sont des molécules organiques complexes qui possèdent une multitude de niveaux d'énergie. Les niveaux sont tellement serrés qu'on parle plutôt de bande d'énergie. Une molécule de colorant couvre en général en continue une région du visible de l'ordre d'une cinquantaine de nanomètres.

Les lasers à colorant sont les seuls lasers à couvrir entièrement le spectre visible. Malgré ces propriétés intéressantes, les lasers à colorant sont peu utilisés car leur mise en œuvre est lourde : pour éviter de détruire les molécules à cause du pompage, le colorant circule dans la zone de pompage à partir d'un réservoir. De plus, le mélange colorant + solvant se dégrade dans le temps et doit être changé régulièrement. [8]

I.5.3 Laser a solide :

Dans les lasers à solides, on distingue les lasers à semi-conducteur (ou diodes laser) pompées électriquement, des solides à matrice cristalline ou vitreuse, pompés optiquement. [14]

I.5.3.1 Diode laser :

Les diodes lasers utilisent les recombinaisons entre les paires "électron-trou" existant dans les semi-conducteurs pour émettre de la lumière sous forme d'émission stimulée. Le pompage est électrique avec un rendement qui peut atteindre 60%. Selon les matériaux choisis (GaN, GaAlInP, AlGaAs,) les longueurs d'onde peuvent couvrir du proche UV à l'infrarouge proche. Ce sont les lasers les plus compacts (la cavité utilise les faces clivées du semi-conducteur et mesure à peine 1mm de longueur) et les plus efficaces qui existent. La puissance peut maintenant atteindre plusieurs kilowatts en associant des centaines de diodes lasers et en les combinant dans une même fibre optique. Les seuls défauts des diodes laser sont la mauvaise qualité spatiale du faisceau émis et l'impossibilité de fonctionner en régime déclenché (à cause d'un débit d'émission spontanée trop important).

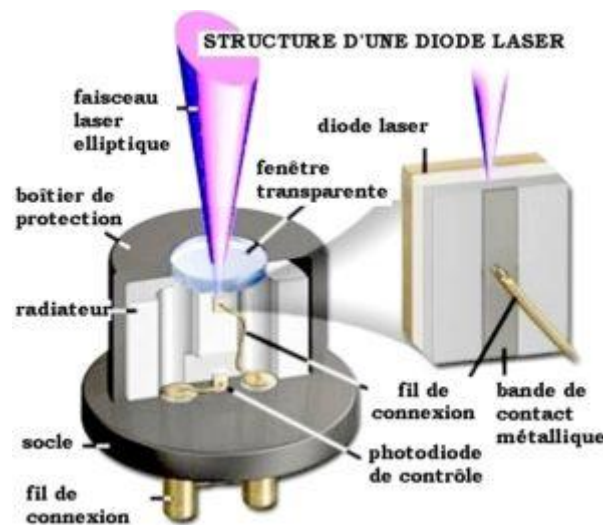


Figure I-12 : Structure interne d'une diode laser. [2]

I.5.3.2 Les autres lasers à solides :

Les autres lasers à solide vont pouvoir pallier les défauts des diodes lasers. Ils utilisent des matrices non conductrices de courant et ne peuvent donc pas être pompés électriquement. Ils sont pompés optiquement par des diodes lasers ou par des lampes à arc (flash). Les matrices sont

dopées avec des ions dont on utilise les transitions pour réaliser l'effet laser (Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} , Ti^{3+} ...).

Les lasers à solide émettent en général dans le rouge et l'infrarouge proche. On notera en particulier la longueur d'onde du Nd^{3+} : YAG ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) qui est un grenat d'aluminium et d'yttrium émettant principalement à 1064 nm. Suivant l'ion et la matrice utilisés, les bandes d'émissions peuvent être étroites ou larges. Le record appartenant au saphir dopé au titane (Ti^{3+} : Al_2O_3), pouvant émettre entre 700 nm et 1100 nm. Grâce à l'optique non linéaire, il est possible de convertir la longueur d'onde des lasers à solide dans le visible et dans l'ultraviolet. En fait, lorsque les champs électriques sont très intenses, comme c'est le cas pour les ondes lasers, la matière ne répond pas linéairement à l'excitation électromagnétique de la lumière. Elle répond en émettant de nouvelles fréquences. La Figure I-13 montre qu'il est possible de générer de nouvelles fréquences dans une cuve d'eau si le laser est suffisamment intense.

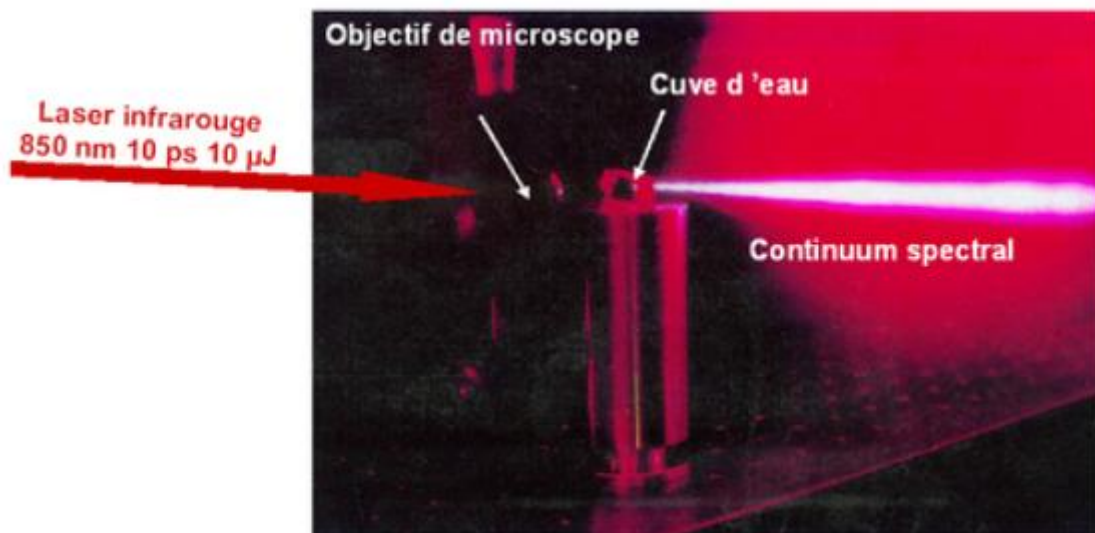


Figure I-13 : Effet non linéaire (fréquence en continue) avec un laser émettant des impulsions picosecondes focalisées dans l'eau à un diamètre de quelques microns.[13]

La Figure I-14 donne un autre exemple d'effet non linéaire créé dans une fibre optique standard lorsque la densité de puissance crête dépasse le GW/cm^2 : un faisceau de couleur verte (532 nm) est injecté dans la fibre. De nouvelles fréquences sont générées dans l'orange et dans le rouge par effet Raman.

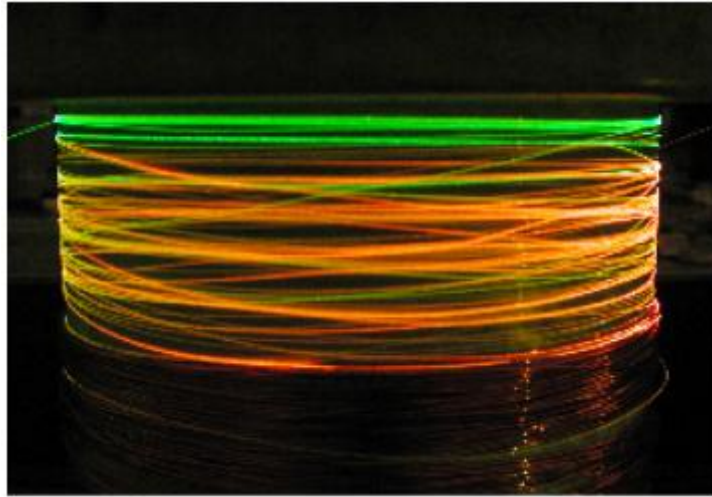


Figure I-14 : Effet non linéaire dans une fibre optique.[13]

Les effets non linéaires sont plus ou moins importants selon la nature des matériaux. Pour favoriser cet effet on utilise des cristaux dit non linéaires. La Figure I-15 donne un autre exemple de génération de fréquences dans le visible à partir cette fois d'un cristal non linéaire. L'effet non linéaire le plus utilisé est le doublement de fréquence, en particulier pour la conversion 1064 nm (laser Nd: YAG) \rightarrow 532 nm (émission dans le vert).



Figure I-15 : Génération de fréquences visibles dans un cristal non linéaire.[13]

Les lasers à solides se différencient entre eux par la géométrie du milieu amplificateur : on trouve des milieux massifs (en général des cristaux) de dimensions millimétriques et des fibres optiques dont la longueur peut atteindre quelques mètres. Les lasers à solides pompés par diode, et en particulier les lasers à fibre, sont extrêmement robustes et possèdent des durées de vie supérieures à 10 000 heures. Ils sont très appréciés pour les applications industrielles (soudure, marquage...). Leurs compacités sont un atout supplémentaire.

I.6 Application des lasers :

Les particularités de la lumière laser sont aujourd'hui utilisées pour des applications extrêmement variées. Par exemple dans le domaine de l'industrie, on utilise les lasers pour leur puissance et leur précision dans des opérations de marquage, soudage, découpage, perçage ou décapage. Contrairement à des outils classiques, ils ont pour avantage de ne pas s'user.

Ultra puissants et ultrarapides, les lasers sont utilisés par les chercheurs pour étudier la physique à très haute densité d'énergie ou pour étudier les phénomènes de physique à très haute intensité.

En informatique et dans le domaine audiovisuel, les diodes laser permettent la lecture et l'enregistrement des données sur des supports optiques numériques comme les DVD et les CD.

Les lasers sont également employés dans le domaine des Télécommunications via les réseaux de Fibre optique et dans l'imprimerie.

Enfin, les lasers ont de nombreuses applications médicales en ophtalmologie (traitement de la Myopie et de la cataracte), en dermatologie (épilation et dé-tatouage), en dentisterie (soins des gencives et traitement des caries) et en phlébologie (traitement des varices) Cette technique est généralement beaucoup moins traumatisante que les techniques chirurgicales classiques.

Dans le tableau ci dessous nous avons un aperçu des nombreuses applications des lasers et certaines de leurs caractéristiques, La dynamique de développement est telle que ces chiffres sont certainement dépassés.

Tableau I-1 : Les types de lasers les plus courants et leurs applications.[15]

Typedelaser	Longueur d'onde(nm)	Typed'émission	Applications
Lasers à milieu actif gazeux			
Argon(Ar)	488(bleu),514(vert)	Continu	Médecine, spectacles, photogravure
Krypton(Kr)	476(bleu),528(vert) 568(jaune),647 (rouge)	Continu	Holographie, spectroscopie, télémétrie
HéliumNéon(HeNe)	633(rouge)	Continu	Médecine, alignement, construction, pointeur laser, lecteur de code-barres
Dioxyde de carbone(CO ₂)	10600(infrarouge éloigné)	Continu ou impulsif	Découpage, perçage, marquage, soudage, traitement thermique
Lasers à milieu actif solide			
Rubis	694 (rouge)	Impulsif	Micro usinage, télémétrie, holographie
YAG: Nd YAG:Nd doublé	1064(infrarouge proche) 532(vert)	Impulsif ou continu	Soudage, perçage, nettoyage, gravure
Lasers à milieu actif semi-conducteur(Laser à diodes)			
GaAs	904(infrarouge)	Train d'impulsions	Communications(transmission de données), imprimante laser, lecteur CD, détecteur de fumée
GaAlAs	840(infrarouge proche)	Train d'impulsions	
Lasers à milieu actif liquide			
Rhodamine 6G	Ajustable 570-650	Continu	Spectroscopie, recherche biomédicale, étude des matériaux
Laser excimères			
Fluorure d'argon	193(ultraviolet)	Impulsif	Médecine, marquage
Chlorure d'argon	308(ultraviolet)	Impulsif	
Fluorure de xénon	351(ultraviolet)	Impulsif	

Chapitre II. Diode laser

II.1 Histoire de la diode laser :

Comme cité précédemment l'aventure du laser commence en 1917 quand Einstein découvre l'existence du processus d'émission stimulée, c'est-à-dire l'émission d'un photon commandée par un autre photon. En 1951 Weber et Twones aux Etats-Unis, et en 1954 Basov et Prokhorov en Union Soviétique, proposent d'utiliser l'émission stimulée pour amplifier les hyperfréquences. En 1954 Twones réalise le premier MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) en utilisant les propriétés d'inversion de la molécule d'ammoniac. En 1958 Shalow et Twones démontrent la possibilité d'étendre le MASER aux longueurs d'onde visibles, et en juillet 1960 Maiman, à la Hugues Aircraft Company, réalise le premier LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) en utilisant les niveaux de l'ion Cr^{3+} dans Al_2O_3 , c'est le laser à rubis). Dès lors de nombreuses recherches se développent et différents types de laser, solides, à gaz, à colorants, sont réalisés. En ce qui concerne les lasers à semi-conducteurs, dès 1958 Aigrain émet l'hypothèse de l'utilisation des semi-conducteurs pour obtenir l'effet laser, le premier laser est réalisé à GaAs, en 1962. [2]

II.2 Rappel sur les semi-conducteur :

Un semi-conducteur, comme le silicium est un matériau qui n'est ni tout à fait un conducteur d'électricité, ni tout à fait un isolant. Il peut être soit l'un, ou l'autre selon diverses conditions. Le caractère conducteur ou isolant prend sa source dans la structure même des atomes : chaque élément du tableau périodique possède un certain nombre d'électrons qui sont agencés autour d'un noyau. C'est cet agencement sous la forme de couches d'électrons, différent selon les éléments, qui est responsable de la conductivité électrique. Les électrons d'un atome peuvent avoir plusieurs rôles au sein d'une structure d'atomes :

- Électrons de cœur : ceux-ci sont proche du noyau et n'interagissent pas vraiment avec les autres atomes.
- Électrons de valence : ceux-ci sont sur les couches externes de l'atome et permettent de créer des liaisons interatomiques et de former les molécules.
- Électrons de conduction : ceux-ci sont responsables de la circulation du courant électrique.

On peut schématiser l'ensemble sous la forme de couches. Sur le schéma suivant, on a représenté les couches d'électrons de valence et d'électrons de conduction :

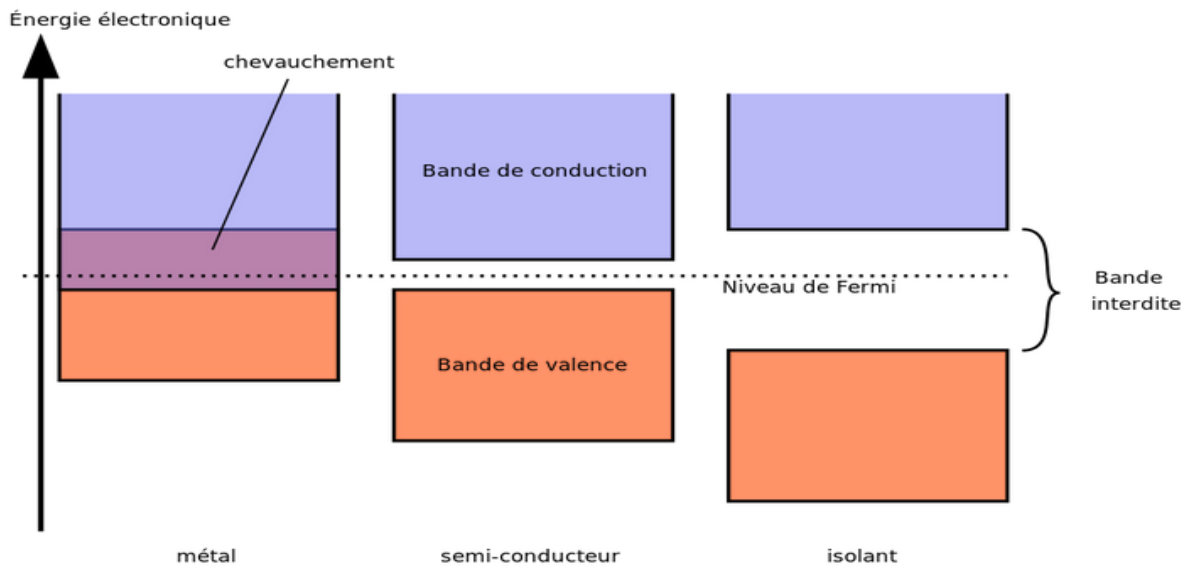


Figure II-1 : Schématisation des niveaux d'énergie pour un métal, un semi-conducteur et un isolant.[3]

On voit que dans un métal, certains électrons sont à la fois dans la bande de valence et dans la bande de conduction. Cela signifie qu'un métal peut conduire le courant sans autre forme de traitement physico-chimique. Dans un isolant, par contre, les deux bandes sont séparées par un espace appelé « **bande interdite** » : cela signifie que les électrons ne peuvent pas s'y trouver. Dans le cas des isolants, les électrons externes sont tous dans la bande de valence et aucun ne se trouve dans la bande de conduction : ces matériaux ne peuvent donc pas conduire l'électricité.

Enfin, dans le cas des semi-conducteurs, au milieu, il existe une bande interdite aussi, mais cette dernière est très fine. Il suffit d'une petite excitation pour que les électrons de valence puissent passer dans la bande de conduction et ainsi rendre le semi-conducteur passant.

La nature et l'énergie du gap E_g du semi-conducteur jouent un rôle déterminant dans le choix du matériau à utiliser pour la fabrication des composants optoélectronique.

Les semi-conducteurs employés dans l'industrie des composants sont le silicium Si ou le germanium Ge (groupe IV), des composés intermétalliques (groupe III-V) tels GaAs, AlAs, InSb, GaP et GaAlAs, ou des composés (II-VI) tels ZnO, CdTe et ZnS.

Ces alliages ont été créés pour reproduire certaines caractéristiques des semi-conducteurs classiques (Silicium – Germanium) et améliorer leur performance, Ceci sont assez nombreux, on peut citer par exemple :

- Arséniure de gallium-aluminium (AlGaAs, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$)
- Phosphure de gallium-indium-aluminium (AlGaInP, ou InAlGaP, InGaAlP, AlInGaP)
- Arséniure-antimoniure-nitride de gallium-indium (GaInNAsSb)

On les utilise principalement en microélectronique pour des circuits intégrés, dans les cellules photovoltaïques et dans les dispositifs optoélectroniques tels que les diodes électroluminescentes (DEL ou LED en anglais).

Ils ont l'avantage d'être

- Robustes.
- Une conductivité thermique élevée.
- Leur point de fusion est élevé.
- Et une bande interdite directe.

II.2.1 Émission de rayonnement par les semi-conducteurs :

L'interaction du rayonnement avec les électrons du semi-conducteur se manifeste selon quatre processus distincts ils sont représentés schématiquement sur la Figure II-2, On y distingue :

L'absorption : Un photon peut induire le saut d'un électron, d'un état occupé de la bande de valence vers un état libre de la bande de conduction, c'est l'absorption fondamentale. Ce processus sera mis à profit dans les capteurs de rayonnement.

L'émission spontanée : Un électron de la bande de conduction peut retomber spontanément sur un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon, c'est l'émission spontanée. Ce processus sera mis à profit dans les émetteurs de rayonnements tels que les diodes électroluminescentes.

L'émission stimulée : Un photon présent dans le semi-conducteur peut induire la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de la bande de valence, avec émission d'un deuxième photon, celui-ci est identique, en longueur d'onde et en phase, au photon incident, il est dans le même état de polarisation. Ce processus c'est l'émission stimulée et il sera mis à profit dans les lasers à semi-conducteur.

La recombinaison non radiative : Un électron peut se recombinaison avec un trou de la bande de valence directement ou par l'intermédiaire d'un niveau « piège ». Dans ce cas, le processus ne permettra pas l'émission de photon mais l'énergie sera dissipée sous forme de chaleur dans le cristal. L'électron a également la possibilité, en se recombinaison avec un trou, de transmettre son énergie à un autre électron ou un trou sous forme d'énergie cinétique. Après la période de relaxation l'électron ou le trou cédera son énergie au réseau cristallin. Ce phénomène est appelé effet Auger ou (recombinaison non radiative), il peut se produire tant que le nombre d'électrons est identique au nombre de trous, c'est à dire tant que la diode n'arrive pas en régime de saturation.

Pour que l'effet laser ait lieu, il est indispensable d'être dans le cas de l'émission stimulée, et de minimiser les trois autres processus. [4]

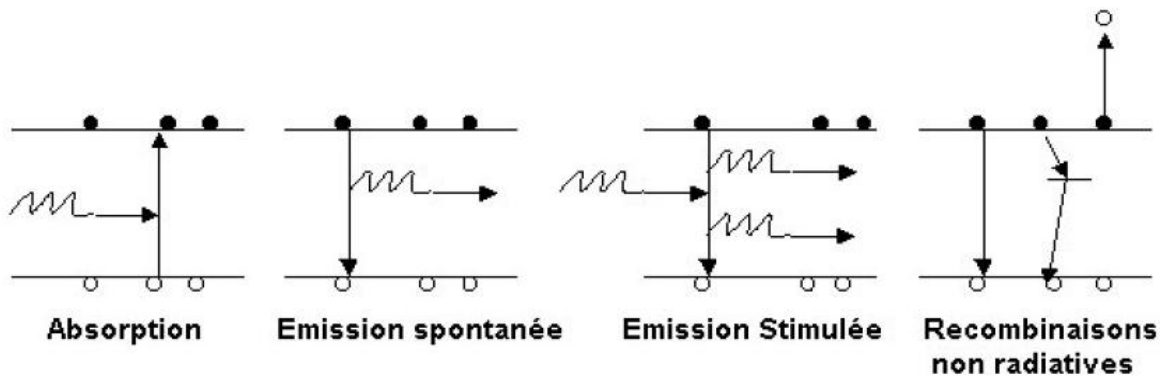


Figure II-2 : Transitions électroniques entre la bande de conduction et la bande de valence. [4]

II.2.2 Matériaux utilisés pour les diodes laser :

L'émission lumineuse est basée sur le phénomène de l'électroluminescence qui comprend l'émission d'un photon par recombinaison d'une paire électron-trou et le peuplement de la bande de conduction par injection d'un courant.

La longueur d'onde d'émission est donnée par l'application du principe de conservation de l'énergie, celle du photon sera approximativement égale à la largeur de la bande interdite du matériau.

Un autre principe incontournable de la physique est la conservation du moment lors d'une recombinaison ou d'une absorption ; cela entraîne la nécessité d'utiliser des matériaux dits « à gap direct » : le minimum de la bande de conduction est à la verticale du maximum de la bande de valence dans l'espace des moments.

Les premières diodes laser étaient réalisées à base d'homo-jonction GaAs en 1962 sans confinement latéral. Elles sont utilisées en régime pulsé à cause des fortes densités de courant d'injection qu'elles nécessitaient pour leur fonctionnement.

Les diodes Laser actuelles sont à hétérojonctions et à base d'alliages ternaires (exemple: GaAlAs) et quaternaires (exemple : GaInAsP) et peuvent fonctionner en régimes continus et pulsés.

Ainsi en variant la fraction x d'aluminium dans le mélange $Ga_{1-x}Al_xAs$, une jonction p-n au GaAlAs peut émettre de 750 nm à 900 nm

$$-\lambda = 850 \text{ nm} \rightarrow Ga_{0.9}Al_{0.1}As$$

L'InGaAsP est principalement utilisé pour la fabrication de composants qui émettent vers 1300 nm et 1550 nm :

$$-\lambda = 1310 \text{ nm} \rightarrow In_{0.73}Ga_{0.27}As_{0.58}P_{0.42}$$

$$-\lambda = 1550 \text{ nm} \rightarrow In_{0.58}Ga_{0.42}As_{0.9}P_{0.1}$$

L'InGaAlP est utilisé pour les lasers à semi-conducteurs dans la plage visible à partir de 630 nm. Ces lasers sont adaptés pour la transmission de données avec des fibres plastiques synthétiques. Dans de nombreuses applications Ils remplacent le laser HeNe, par exemple pour les scanners de codes à barres. [7]

II.3 Principe de fonctionnement d'une diode laser :

II.3.1 Description d'une diode laser

La diode laser est un composant électro-optique similaire à la diode électroluminescente (LED), car elle est constituée d'une jonction p-n réalisée sur des matériaux à gap direct avec une région active où les porteurs injectés, par forte polarisation directe de la diode, se recombinent de façon radiative, produisant une lumière cohérente issue d'émissions stimulées de photons. Sa structure de base est représentée sur la Figure II-3. Son faisceau lumineux de sortie est latéral. Il est très directif et de fréquence très précise.

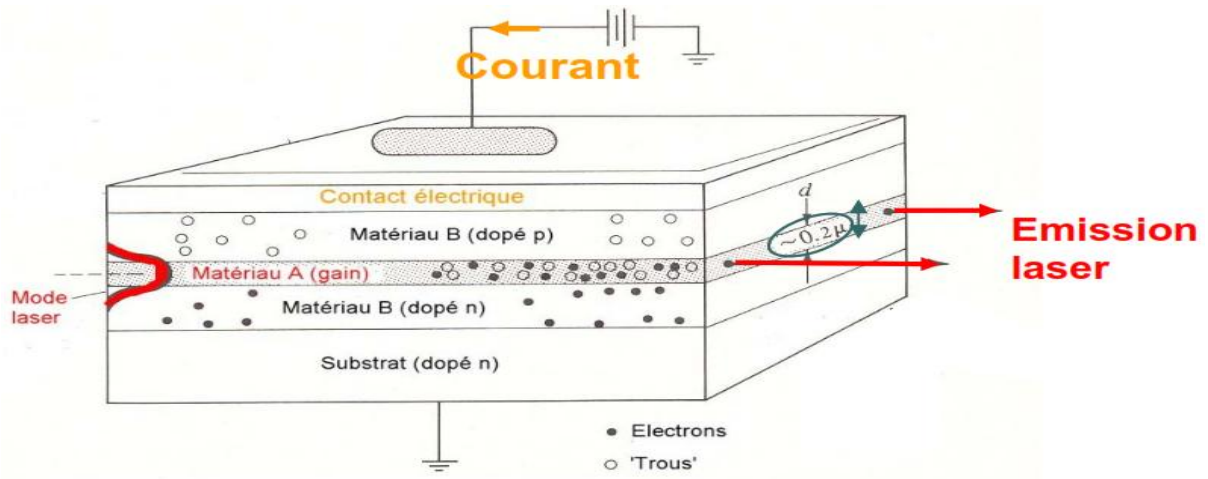
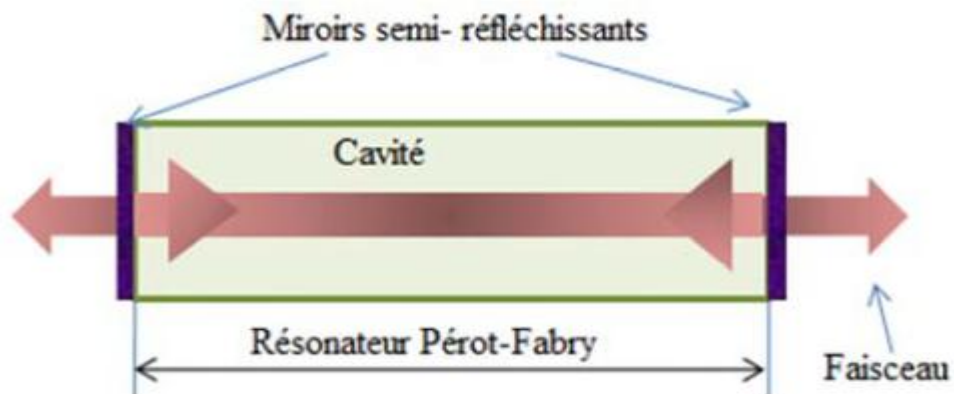


Figure II-3 : Structure de base d'une diode laser.[4]

La région active de la diode, comprise entre les régions n et p, est quasi neutre. Elle est équivalente à une cavité optique résonnante (cavité de Fabry-Pérot) qui consiste en un guide d'ondes délimité par deux faces clivées perpendiculairement au plan de la jonction qui forment deux miroirs semi-transparents de facteurs de réflexion R_1 et R_2 (Figure II-4), le clivage consistant à réaliser une cassure nette et parallèle à un plan réticulaire. Les autres côtés de la



structure sont rugueux pour éviter des réflexions sur les autres faces de la structure.

Figure II-4: Cavité optique de la diode laser.[2]

La longueur L de cette cavité résonnante est un multiple entier de la demi-longueur d'onde des photons créés par émission stimulée pour que les ondes stationnaires qui peuvent se former pour certaines longueurs d'onde discrètes subissent des réflexions multiples par les miroirs et s'additionnent en phase pour former un signal de grande amplitude : La diode fonctionne alors comme un amplificateur.

$$L = m \frac{\lambda}{2} = m \frac{\lambda_0}{2n} \text{ Avec } m \text{ un entier égal à } 1, 2, 3, \dots$$

Ou $\lambda_0 = \frac{c}{\nu}$ et la longueur d'onde de la radiation dans le vide.

L'épaisseur de la zone active est limitée par la longueur de diffusion des porteurs.

Avant d'entrer dans le détail de l'étude du laser à injection, on peut déjà préciser les caractéristiques qui le différencient des lasers conventionnels. Tout d'abord la taille, les dimensions d'un laser à injection se chiffrent en microns alors que celles des lasers conventionnels se chiffrent en décimètres et en mètres. En liaison avec ces faibles dimensions, la puissance émise et les cohérences spatiale et temporelle sont beaucoup plus faibles que dans des lasers conventionnels.

Le laser à injection est l'exemple type de conversion directe d'énergie électrique en énergie optique, le rendement est bien meilleur que dans les lasers conventionnels. Enfin, compte tenu du type d'excitation mis en jeu, les lasers à injection se caractérisent par une grande facilité de modulation, ce qui les rend particulièrement bien adaptés aux télécommunications par fibres optiques. Ajoutons qu'en ce qui concerne la longueur d'onde du rayonnement émis, que pratiquement tout le spectre visible et proche infrarouge peut être couvert par la réalisation d'alliages de composés III-V et II-VI.

II.3.2 Inversion de population dans les lasers à semi- conducteurs :

Pour réaliser l'inversion de population dans un laser à semi-conducteur, on doit considérer une jonction p-n où les régions p et n sont dégénérées.

À l'équilibre thermodynamique, le semi-conducteur est défini par ses concentrations de porteurs n_0 et p_0 , soit par un niveau de Fermi E_F qui correspond au plus haut niveau énergétique occupé par un électron à 0K.

Le niveau E_F permet de déterminer la probabilité $f(E)$ d'occupation d'un niveau énergétique E par un électron, suivant la statique de Fermi-Dirac :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{KT}\right)} \quad (II-1)$$

Avec K : la constante de Boltzmann [$8,617 \times 10^{-5} \text{eV.K}^{-1}$].

T : la température [K].

La probabilité d'occupation de l'énergie E par un trou étant égale à : $1 - f(E)$.

Ainsi, le diagramme énergétique, à l'équilibre thermodynamique, d'une jonction p-n fortement dopée, illustré sur la Figure II-5, montre que les niveaux de Fermi des régions n et p sont alignés. La bande de conduction et la bande de valence sont toutes deux au-dessus de E_F du côté p de la jonction et au-dessous de son côté n.

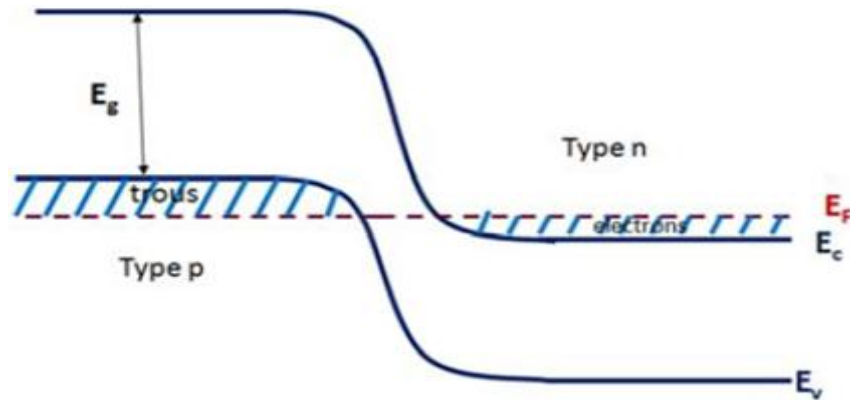


Figure II-5 : Diagramme énergétique d'une jonction p-n fortement dopée à l'équilibre thermodynamique, E_f dans la bande de conduction (n) et dans la bande de valence (p).[3]

Cependant, si une excitation extérieure modifie les densités $n \neq n_0$ et $p \neq p_0$, E_F , qui est un paramètre d'équilibre n'est plus défini.

Ainsi, l'application d'une tension de polarisation directe entraîne l'injection d'électrons dans la partie n et de trous dans la partie p de la jonction (Figure II-6). Ceci va déplacer le niveau de Fermi de part et d'autre de la jonction. Le semi-conducteur est alors défini par deux pseudo-niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} caractérisant un régime de pseudo équilibre dans chacune des bandes d'énergie et donnant les densités et les distributions des porteurs. Les distributions sont alors données par :

$$f(E_v) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E_v - E_{fp}}{KT}\right)}} \quad (II-2)$$

$$f(E_c) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E_c - E_{fn}}{KT}\right)}} \quad (II-3)$$

A l'équilibre on retrouve : $E_{Fn} = E_{Fp} = E_F$

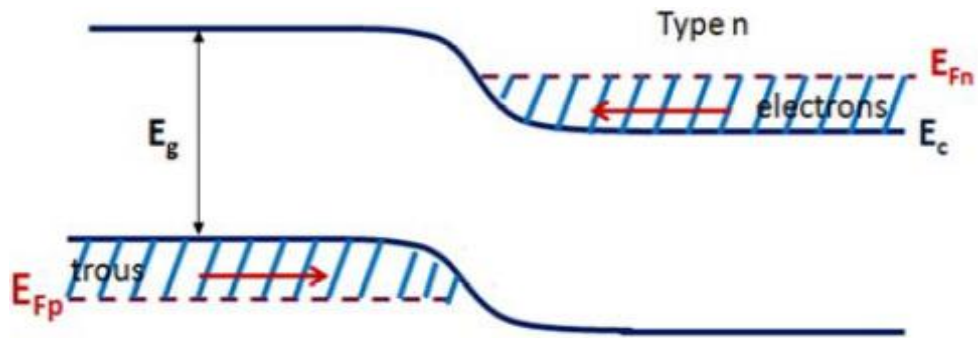


Figure II-6 : Diagramme énergétique de la jonction dégénérée sous polarisation direct.[7]

L'amplification de la lumière est obtenue par émissions stimulées. Dans un semi-conducteur, pour favoriser l'émission stimulée, par rapport à l'émission spontanée, il faut avoir une région avec une forte concentration d'électrons dans la bande de conduction et une forte concentration en trous dans la bande de valence. Cette situation représente une inversion de population qu'on peut obtenir par l'injection d'une forte densité de courant à travers la jonction.

Ainsi, si on augmente la tension de polarisation directe, l'injection de porteurs est suffisante pour obtenir une zone assez mince de largeur d , au voisinage de la jonction, avec une forte densité d'électrons dans la BC et de trous dans la BV, ce qui est la condition pour une inversion de population (Figure II-7). Cette zone est appelé "zone active", son épaisseur d correspond, environ, à la longueur de diffusion L_n des électrons injectés dans la région p.

Le courant injecté représente le mécanisme de pompage qui est nécessaire pour maintenir la condition d'inversion de population qui se traduit donc par l'existence d'une région avec un pseudo niveau de Fermi E_{Fn} dans la bande de conduction et un pseudo niveau E_{Fp} dans la bande de valence. Autrement dit, la condition d'inversion de populations est :

$$\Delta E_F = E_{Fn} - E_{Fp} > E_g$$

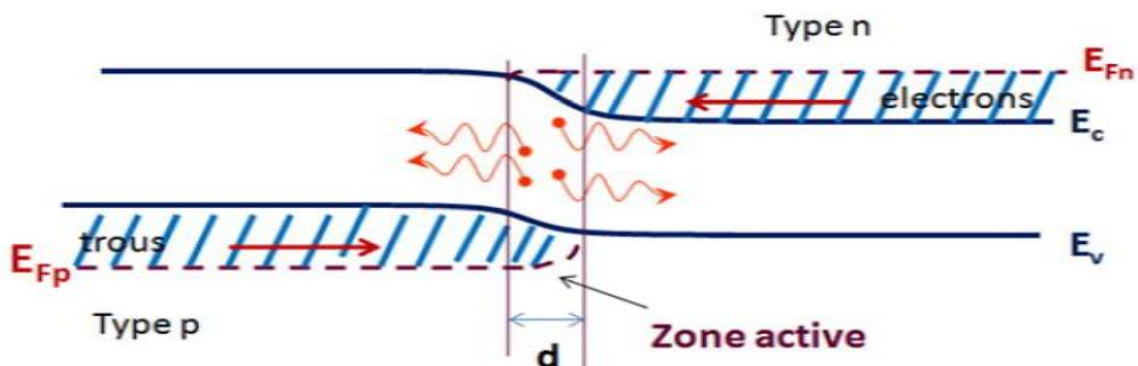


Figure II-7 : Création d'une zone active, avec inversion de population, par forte polarisation de la jonction dégénérée.[7]

Ainsi, les recombinaisons radiatives vont pouvoir se produire entre les électrons injectés dans la bande de conduction et les trous créés dans la bande de valence de cette région. Elles donneront lieu à des photons émis dont l'énergie est comprise dans l'intervalle :

$$E_g \leq h\nu \leq \Delta E_F$$

II.3.3 Gain (amplification de la lumière) :

Le gain, ou coefficient d'amplification, du matériau est défini, comme le coefficient d'absorption par la variation relative de la densité de rayonnement par unité de longueur, soit :

$$g(E) = \frac{1}{\Phi(E)} \frac{d\Phi(E)}{dx} \quad (II-4)$$

La variation du flux de photons au cours d'un trajet de longueur x dans le matériau est obtenue en intégrant l'expression, soit :

$$\Phi(E) = \Phi_0(E) \exp(g(E)x) \quad (II-5)$$

Avec $g(E)$ représente indifféremment le coefficient d'amplification et le coefficient d'absorption du matériau.

Si $g(E)$ est positif, $d\Phi(E)/dx$ est positif, le flux de photons d'énergie E augmente en se propageant dans le matériau. Si $g(E)$ est négatif, $d\Phi(E)/dx$ est négatif, le flux de photons d'énergie E diminue en se propageant dans le matériau. Dans ce cas on pose $\alpha(E) = -g(E)$, où $\alpha(E)$ positif représente le coefficient d'absorption.

Le gain $g(E)$ est directement lié au taux d'émission stimulée $r_{st}(E)$. Ou $r_{st}(E)$ représente le nombre de photons créés par émission stimulée, par unité de volume et unité de temps, de sorte que si $\Phi(E)$ représente le flux de photons dans le matériau, $r_{st}(E)$ est donné par :

$$r_{st}(E) = \frac{d\Phi(E)}{dx} \quad (II-6)$$

On écrit alors :

$$g(E) = \frac{r_{st}(E)}{\Phi(E)} \quad (II-7)$$

Le gain est directement proportionnel au taux d'émission stimulée, de sorte que $g(E)$ est positif si la condition d'inversion de population $\Delta F > E$ est réalisée. Mais cette condition nécessaire n'est pas suffisante pour obtenir une réelle amplification du rayonnement. Il faut que $g(E)$ soit non seulement positif mais de plus, supérieur aux pertes. Ces pertes, qui n'existent pas dans les lasers conventionnels, sont dues au fait qu'un électron de la bande de conduction peut absorber le rayonnement d'énergie $h\nu$ pour sauter sur un état d'énergie $E_2 = E_1 + h\nu$ dans la bande.

Ce phénomène qui correspond à une absorption par les porteurs libres, est appelé effet Auger. [3][7]

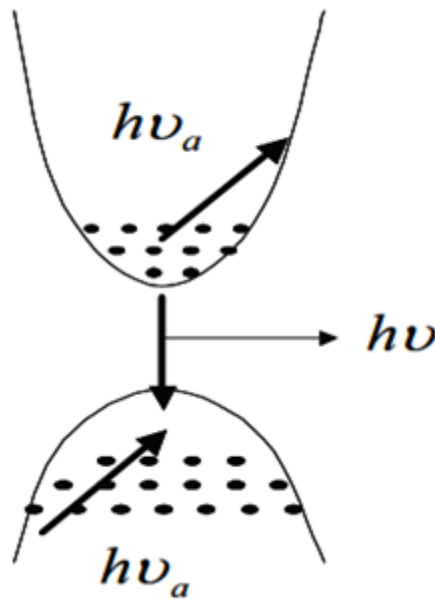


Figure II-8 : Effet Auger.[7]

Il se manifeste aussi dans la bande de valence. On le mesure par un coefficient $\alpha_p(E)$, que l'on appelle coefficient d'absorption par porteurs libres. On définit le coefficient net d'amplification du milieu par la différence :

$$A(E) = g(E) - \alpha_p(E) \quad (II-8)$$

La condition d'émission stimulée s'écrit alors $A(E) > 0$. Lorsque cette condition est réalisée, le milieu acquiert de réelles propriétés amplificatrices pour le rayonnement de fréquence $\nu = E/h$. Le moindre rayonnement spontané, qui existe au voisinage de la jonction, est alors amplifié pour donner naissance à une émission stimulée. Le seuil d'émission stimulée se traduit par une augmentation brutale du signal lumineux émis par la diode, et l'apparition d'une certaine directivité dans la direction de la plus grande longueur du milieu amplificateur, on dit que la diode est super-radiante.[7]

Sachant que l'intensité de l'onde électromagnétique I est proportionnelle au module du champ au carré $\|E\|^2$ et si on exprime le champ électrique de l'onde dans la cavité par :

$$E(x, t) = E_0 \exp(j(\omega t - kx)) \cdot \exp((g - \alpha_p) \frac{x}{2}) \quad (II-9)$$

Avec $k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}$ et $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$

La condition d'émission laser s'obtient en écrivant les conditions de résonance :

- Le gain sur un aller-retour, dans la cavité (de A vers B puis de B vers C \equiv A) doit être supérieur aux pertes (
- Figure II-9).
- Le déphasage sur un aller-retour doit être un multiple de 2π .

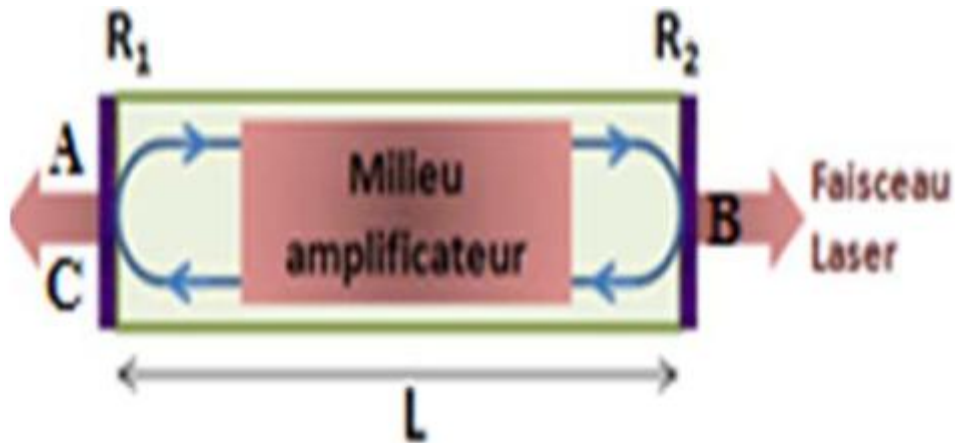


Figure II-9 : Milieu amplificateur avec miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2 . [17]

Donc on doit avoir :

$$E(o, t) = r_1 r_2 \cdot E(2L, T) \quad (II-10)$$

Soit :

$$E_0 \exp(j\omega t) = r_1 r_2 E_0 \exp(j(\omega t - 2kL)) \cdot \exp((g - \alpha_p)L) \quad (II-11)$$

Avec : $|r_1|^2 = R_1$ et $|r_2|^2 = R_2$

On a $L = m \frac{\lambda_0}{2\pi}$

Donc $2KL = 2m\pi$ et $\exp(-j2KL) = 1$

Par conséquent on obtient pour l'intensité de lumière :

$$1 = (|r_1|^2 |r_2|^2) \cdot \exp(2(g - \alpha_p)L) \text{ ou } 1 = R_1 R_2 \cdot \exp(2(g - \alpha_p)L) \quad (II-12)$$

Ce qui constitue la condition d'oscillation pour que le gain compense les pertes par absorption interne α_p et les pertes par transmission des miroirs R_1 et R_2 .

On obtient la condition de gain :

$$A(E) > \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (II-13)$$

En explicitant le coefficient net d'amplification et en supposant $R_1=R_2=R$, cette condition s'écrit :

$$g_s(E) = \alpha_p(E) + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (II-14)$$

$g_s(E)$ est le gain seuil de la cavité. C'est le gain minimal que la région active doit fournir pour que l'effet laser se produise. Il est déterminé par la géométrie et les caractéristiques de la cavité. L'expression montre, par exemple, que lorsque la longueur de la cavité décroît, ce gain seuil augmente.

Lorsque le gain est supérieur à g_s , la cavité est en oscillation :

- La moindre émission stimulée présente une augmentation brutale du signal lumineux émis par la diode
- Il apparaît une certaine directivité de l'émission dans la direction de la plus grande longueur du milieu amplificateur
- La cavité sélectionne un certain nombre de modes de résonance définis par $2nL = m\lambda$.

La condition de seuil du résonateur consiste à écrire que le coefficient net d'amplification, $A(E)$ est supérieur aux pertes de la cavité.

Pour une injection donnée, le taux d'émission stimulée $r_{st}(E)$ et par suite le gain $g(E)$, sont fonction de l'énergie E du rayonnement considéré. Le fonctionnement de la diode suivant la gamme spectrale considérée est résumé sur la Figure II-10, qui représente le gain $g(E)$, le coefficient d'absorption par porteurs libres α_p qui est p sensiblement indépendant de E , et les pertes de la cavité.[17]

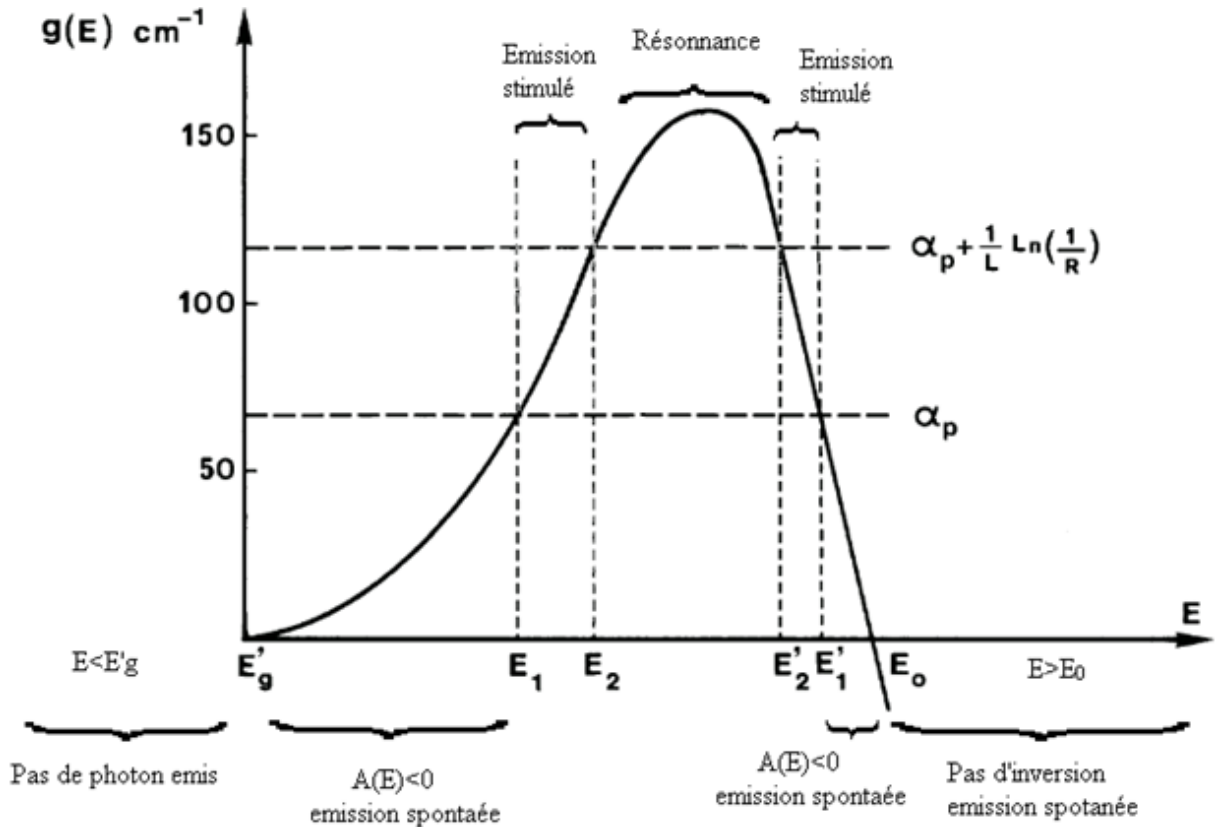


Figure II-10 : Distributions spectrales du gain et des pertes. [7]

- Pour $E < E'_g$, l'énergie du rayonnement est inférieure au gap effectif du matériau, la diode n'émet aucun rayonnement.

- Pour $E > E_0$, $g(E)$ est négatif, la condition d'inversion de population n'est pas satisfaite, la diode émet, à cette énergie, un rayonnement spontané.

- Pour $E'_g < E < E_0$, $g(E)$ est positif, la condition d'inversion de population, est satisfaite.

Dans les gammes d'énergie $E < E_1$ et $E > E'_1$, le gain est inférieur aux pertes dues à l'absorption par porteurs libres ($g(E) < \alpha_p$), le gain net est négatif, de sorte que le rayonnement émis est encore spontané.

Dans les gammes d'énergie $E_1 < E < E_2$ et $E'_2 < E < E'_1$, le gain est supérieur aux pertes par absorption ($g(E) > \alpha_p$), le milieu est amplificateur de ce type de rayonnement, la diode émet un rayonnement stimulé.

Enfin dans la gamme $E_2 < E < E'_2$, le gain est supérieur aux pertes de la cavité ($g(E) > \alpha_p + 1/L \ln(1/R)$), la condition d'oscillation est remplie. Le rayonnement émis présente une structure de raies, caractéristique de la cavité Pérot-Fabry.[7]

II.4 Caractéristiques des diodes lasers :

II.4.1 Distribution spectral du rayonnement :

Pour chaque cavité résonnante, seules les ondes retrouvant leur phase après un aller-retour dans la cavité sont susceptibles d'être amplifiées. Cette condition est à l'origine d'un spectre optique, des cavités Fabry-Pérot et VCSEL, composé d'un ensemble de raies spectrales individuelles avec un espacement régulier $\Delta\lambda$ appelées aussi modes longitudinaux (Figure II-11). La largeur spectrale de chaque raie dépend de nombreux facteurs, en particulier de la puissance de la diode laser. Ces raies sont comprises à l'intérieur d'une enveloppe plus large appelée courbe de gain.

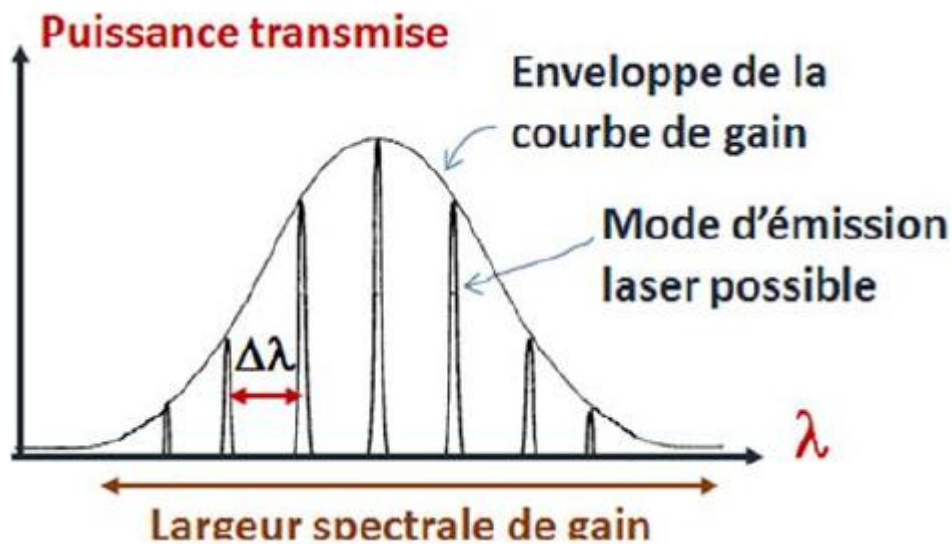


Figure II-11 : Spectre d'émission d'une diode laser.[16]

Le spectre d'émission de la diode laser est conditionné par le gain de la cavité, donc par le courant de seuil. La répartition des modes varie avec le courant de polarisation et présente un décalage vers les longueurs d'onde les plus élevées quand le courant augmente.

Ainsi, comme le montre la Figure II-12, lorsque :

- $I < I_s$: on obtient un spectre continu à forme parabolique avec $\Delta\lambda \approx 20$ nm. Avec une puissance optique émise proportionnelle au taux de recombinaisons spontanées.
- $I \approx I_s$: l'Intensité lumineuse croît rapidement faisant apparaître une série de modes séparés de quelques Å
- $I > I_s$: La cavité résonne sur plusieurs modes avec concentration de la lumière sur le mode principal. Les modes sélectionnés sont définis par $2nL = m\lambda$.

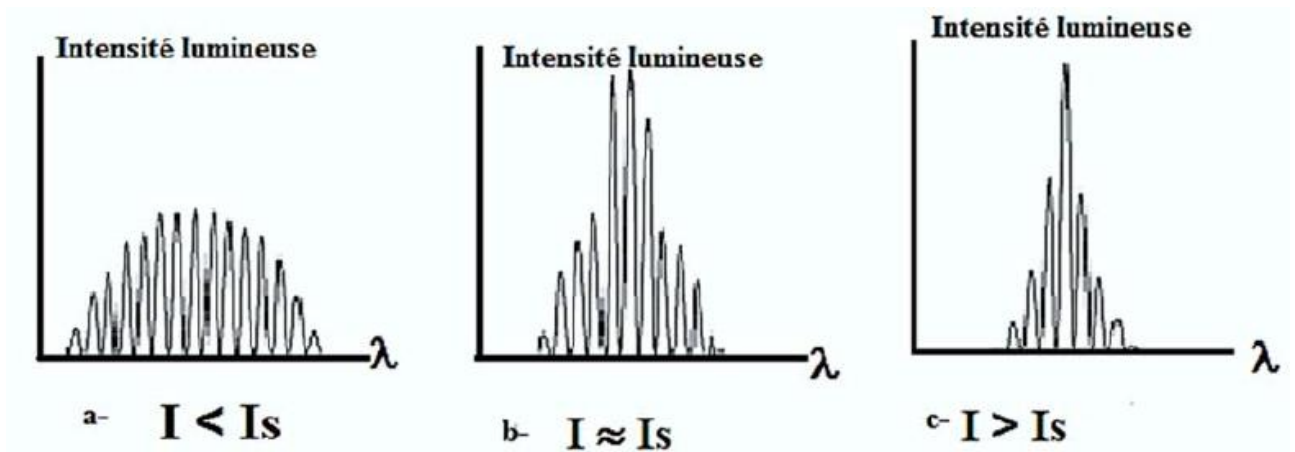


Figure II-12 : Evolution du spectre d'émission d'une diode laser avec le courant de polarisation.. [3]

La cavité donne un spectre en forme de peigne constitué d'une raie principale entourée de raies satellites (Figure II-13).

Les modes sélectionnés étant définis par $2nL = m\lambda$, l'intervalle entre deux modes successifs est alors :

$$dm = -2nl \frac{d\lambda}{\lambda^2} + 2L \frac{dn}{\lambda} = -2nl \frac{d\lambda}{\lambda^2} \left(1 - \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right) = -11-15$$

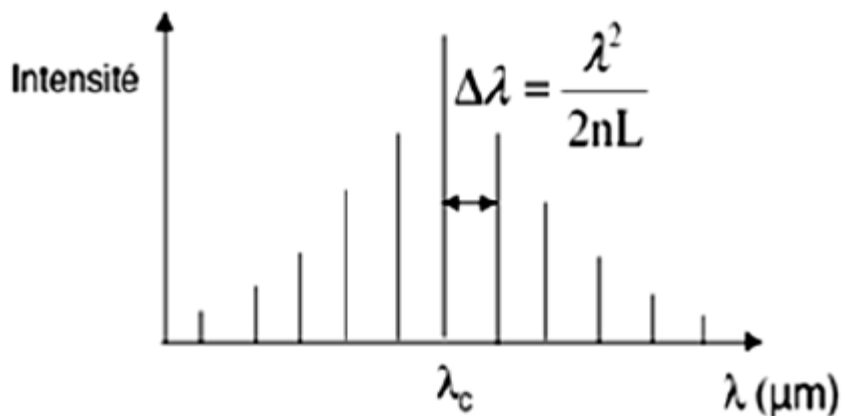


Figure II-13 : Spectre de raies d'émission de la diode laser.[3]

La distance intermodale est alors donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L} \frac{1}{\left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}\right)} \approx \frac{\lambda^2}{2nl} \quad (II-16)$$

Et, la longueur d'onde de la raie centrale est donnée par l'énergie de gap du matériau de la couche active.

Dans certaines conditions la largeur de raie peut n'autoriser qu'un seul mode à $I = I_s$, l'émission de la diode est alors monomode.

On distingue alors deux types de diodes lasers :

- Les diodes lasers multimodes : plusieurs modes d'oscillation. Moins coûteuses.
- Les diodes lasers monomodes : un seul mode d'oscillation. Plus performantes mais aussi plus coûteuses.

II.4.2 Distribution spatiale du rayonnement :

La structure de base de la diode est représentée sur la Figure II-14, les dimensions typiques sont $L=300\mu\text{m}$, $l=10\mu\text{m}$, $d<1\mu\text{m}$. La zone active, dont l'épaisseur d est fixée par la longueur de diffusion des électrons dans la région de type p est grisée sur la figure.

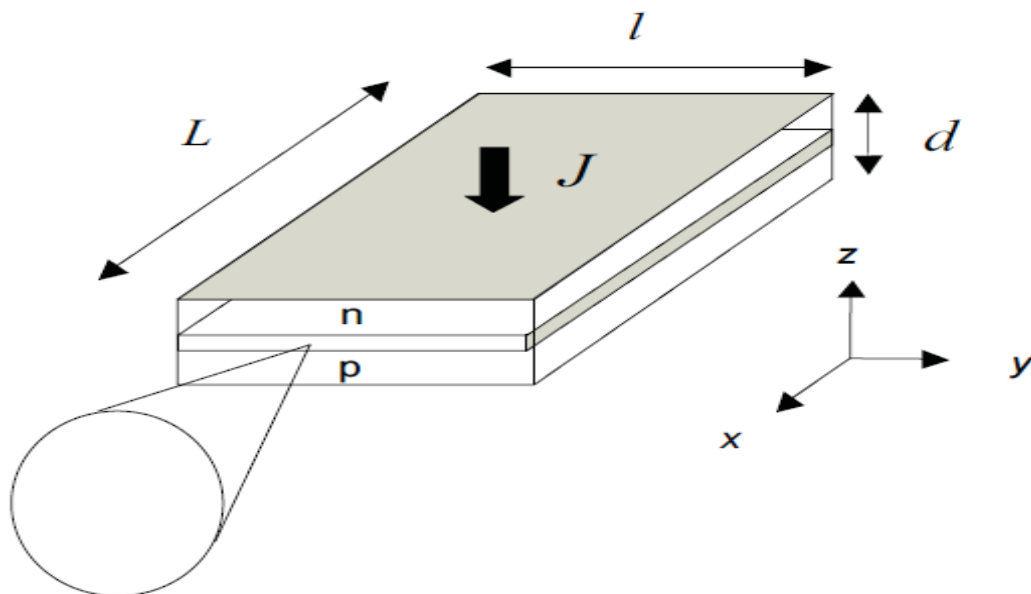


Figure II-14 : Structure de base de la diode laser.[16]

Quand la diode est polarisée au-dessus du seuil, la forte injection d'électrons se traduit par le fait que dans la zone active le gain est supérieur aux pertes et l'indice de réfraction a une valeur légèrement supérieure à sa valeur nominale.

Les variations du gain et de l'indice dans la direction normale au plan de la jonction, sont représentées sur la Figure II-15. Le gain, supérieur aux pertes dans la zone active, entraîne une amplification du rayonnement qui est maximum dans la direction x correspondant à la plus grande dimension de la diode. La variation d'indice joue un rôle de guide d'onde et crée un

confinement partiel des photons dans la zone active, en réduisant leur étalement dans les régions de pertes.

Sur la face de sortie de la diode, la surface émettrice est donnée par $S=ld$, dans la mesure où l'amplification est homogène dans tout le plan de la jonction. Compte tenu des faibles valeurs de l et d , qui sont comparables à la longueur d'onde du rayonnement émis, l'ouverture du faisceau est conditionnée par la diffraction au niveau de l'ouverture de surface S , que constitue la trace de la zone active sur la face de sortie. L'angle de diffraction θ par une ouverture de largeur e est donné en radian par $\theta=\lambda/e$. Dans la mesure où $\lambda\approx 1\mu\text{m}$, $d\approx 1\mu\text{m}$ et $l\approx 10\mu\text{m}$, l'ouverture du faisceau émis par la diode est de l'ordre de 6° dans le plan de la jonction et 60° dans le plan perpendiculaire. La distribution spatiale du faisceau est représentée sur la Figure II-15.

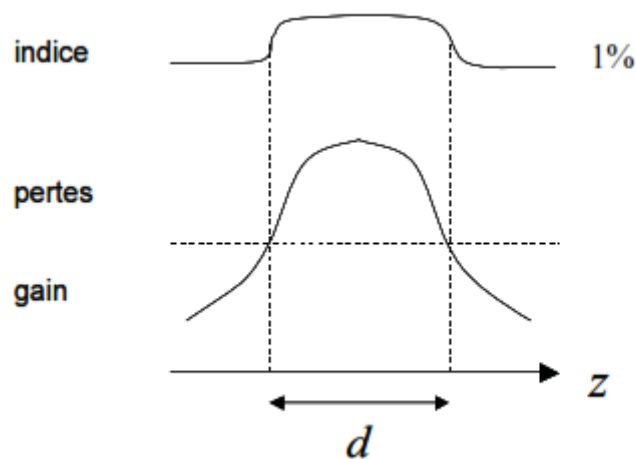


Figure II-15: la variation du gain et de l'indice de réfraction.[4]

II.4.3 Le courant de seuil :

L'intensité globale du rayonnement émis par la diode est fonction du courant excitateur. L'allure de la courbe de variation de cette intensité est représentée en échelle linéaire sur la Figure II-16.

A faible niveau d'injection, l'inversion de population n'est pas réalisée ou est insuffisante pour compenser les pertes par porteurs libres, elle est telle que $g(E) < \alpha_p$ pour toutes les valeurs de l'énergie. L'émission est alors spontanée, le rendement radiatif de la diode est sensiblement constant, l'intensité du rayonnement émis est proportionnelle à la densité de porteurs injectés c'est-à-dire au courant traversant la diode (région a de la courbe). [6]

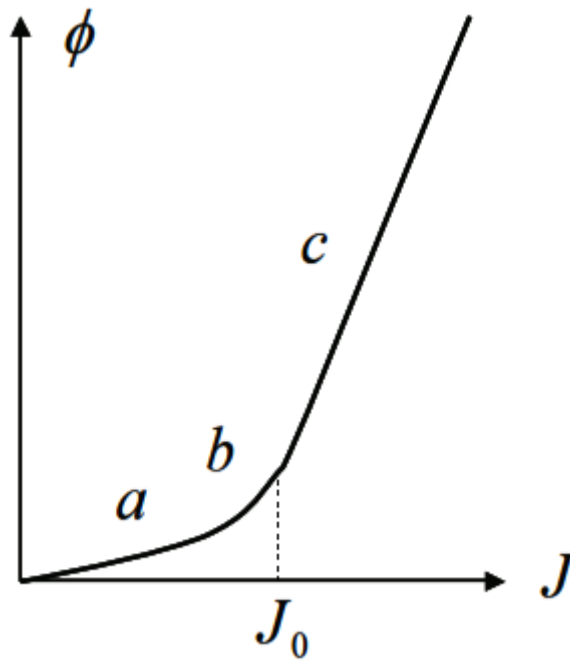


Figure II-16 : Régime d'émission de la diode laser : a) Spontané b) Amplification c) Oscillation.[6]

Quand le courant devient supérieur à la valeur pour laquelle la condition $g(E) > \alpha_p$ est vérifiée pour une énergie E donnée, le gain à cette énergie devient alors supérieur aux pertes par porteurs libres et la diode amplifie le rayonnement spontané d'énergie E . La courbe d'émission globale présente alors une super linéarité traduisant la présence d'émission stimulée (région **b** de la courbe).

Enfin quand le courant devient égal à la valeur J_0 pour laquelle $g(E)$ devient supérieur aux pertes globales de la cavité, $g(E) > \alpha_p + 1/L \ln(1/R)$, la diode oscille, d'abord sur un mode, ensuite sur plusieurs. J_0 est appelé courant de seuil de la diode laser. L'émission sur ces modes devient alors prépondérante. La durée de vie des porteurs dans la région d'oscillation diminue à mesure que la densité de photons augmente et toute augmentation de courant est canalisée dans cette région. Tout nouvel électron injecté donne naissance à un photon sur ce ou ces modes, il s'établit un nouveau régime linéaire correspondant à l'oscillation de la cavité (région **c** de la courbe).

Chapitre III. Application diode laser au micro-usinage des matériaux

III.1 Introduction

Dès la fin du XXème siècle, le monde industriel a su mettre à disposition des produits toujours plus perfectionnés et polyvalents intégrés sur des dimensions sans cesse réduites, posant la question des limites expérimentales des microsystèmes. De cette tendance est née la micro/nanoscience qui peut être définie comme l'ensemble des études de ces dispositifs à l'échelle micronique et submicronique.

Dans cette optique croissante à la miniaturisation, le micro-usinage devient une activité importante dans la fabrication de micro systèmes, diverses technologies font leurs apparitions telles que le micro-usinage mécanique (microdrilling et micromilling), le micro-usinage par faisceau ionique focalisé et le micro-usinage laser utilisé en micro-fabrication.

Le micro-usinage laser est un processus relativement récent et offre une meilleure flexibilité dans la conception dimensionnelle de micro-produit.

Les progrès de la technologie laser combinés à une meilleure compréhension de l'interaction laser-matière font du micro-usinage laser une solution viable, attrayante, et à faible coût.

Actuellement, le micro-usinage laser est largement utilisé pour produire des formes avec une grande complexité et moins de dégâts matériels que les autres techniques de micro usinage concurrente.

Ce chapitre donne un bref aperçu des différentes approches et applications des procédés de micro-usinage laser.

III.2 Les différentes techniques de découpage :

Il existe une multitude de technologies d'usinage ayant chacune leurs avantages et leurs inconvénients sur des critères aussi variés que le panel de matériaux usinables, leur degré de dégradation, les dimensions et la précision atteintes, la vitesse d'exécution, la complexité du mécanisme et surtout leur coût d'utilisation. Aucune ne répond à toutes ces sollicitations, c'est pourquoi il est nécessaire de bien sélectionner la méthode à employer :

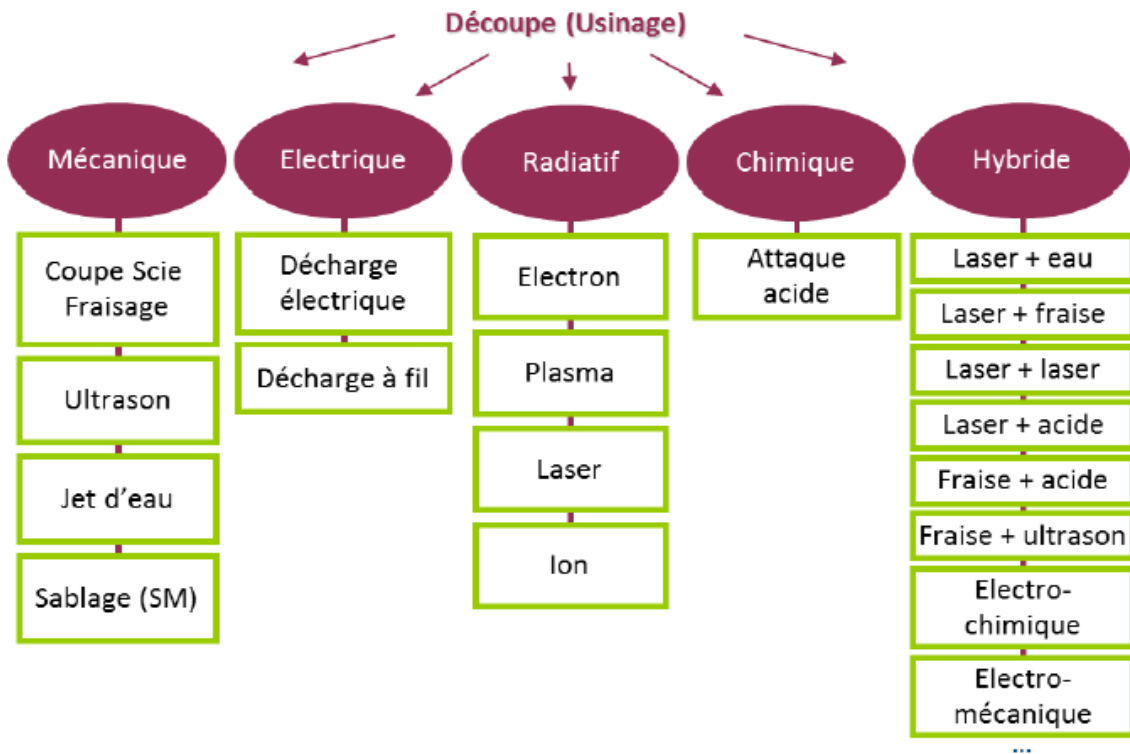


Figure III-1 : Récapitulatif non exhaustif des principales techniques de découpe recensées dans la littérature.[6]

III.2.1 Micro-usinage par ablation mécanique :

Les matières abrasives sont au cœur de ces techniques. Ce sont des particules très dures et très résistantes qui, au contact de l'échantillon, génèrent suffisamment de contraintes pour arracher la matière par rupture. On y retrouve notamment la découpe à la scie mécanique ("saw dicing machining"), le fraisage ("grinding machining"), l'usinage ultrasonique ("ultrasonic machining") et par jet d'eau ("abrasive waterjet machining") ou encore le micro-sablage ("sandblasting machining").

Les matériaux principalement utilisés comme abrasifs sont le diamant et des céramiques de dureté très élevée comme le carbure de silicium SiC, le nitrure de silicium Si₃N₄ et l'alumine Al₂O₃. Deux méthodes ressortent :

Soit ces matières sont fixées sur un outil de forme adaptée (Scie et fraise), soit elles sont projetées par différents moyens comme les ultrasons, l'eau ou encore l'air comprimé.

III.2.1.1 Scies et fraises.

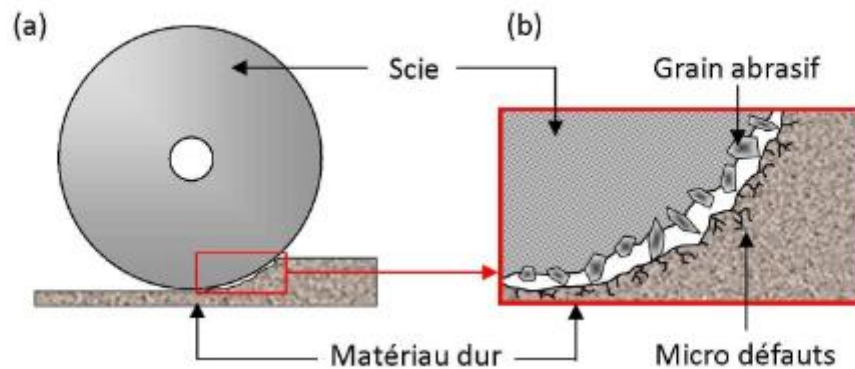


Figure III-2 : Principe d'usinage par scie mécanique (SD). (a) Vue d'ensemble ; (b) Zoom sur la zone d'interaction entre l'abrasif et le matériau à usiner avec apparition de micro-défauts en régime non ductile. [6]

La première famille présente l'intérêt principal de réaliser des motifs en lien direct avec la forme de l'outil (Figure III-2). Les scies les plus fines peuvent actuellement atteindre la dizaine de microns de largeur et permettent d'usiner dans une direction des rainures inférieures à la cinquantaine de μm avec une excellente précision.

III.2.1.2 Ultrasons.

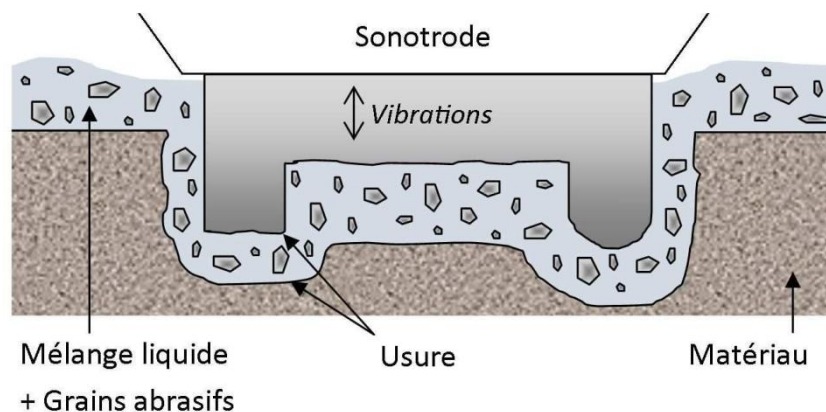


Figure III-3 : Principe d'usinage par ultrason (USM). L'abrasif est propulsé sans contact sur le matériau par l'ultrason généré par l'outil sonotrode (ici de forme arbitraire). [6]

Bien que basée sur la même méthode d'abrasion, la technologie ultrasonique est particulièrement bien adaptée pour les matériaux friables, durs et non conducteurs tels que les céramiques mais aussi les métaux. Une énergie électrique à haute fréquence est convertie en vibrations mécaniques par transduction et focalisée par un outil appelé sonotrode (Figure III-3). Une onde longitudinale d'environ 20 kHz transmet son énergie à une matière abrasive en suspension dans un mélange d'eau ou d'huile qui est dès lors accélérée en direction de la cible.

III.2.1.3 Jet d'eau.

Le jet d'eau exploite le principe d'érosion en projetant à haute vitesse sur la cible de la matière abrasive contenue dans un filet d'eau. Cette technique est équivalente à l'ultrason en matière de procédé d'ablation bien que moins précise et plus violente.

III.2.1.4 Micro-sablage.

La technologie par micro-sablage est une technologie récente qui présente de bonnes perspectives dans le domaine de la micro-découpe et de la micro-texturation. Le principe tient dans la projection de particules de céramiques neutres à 200 m/s à partir d'un stylet. Ces particules se heurtent à un masque adapté au besoin et permettant d'usiner sélectivement les zones d'intérêt selon des trajectoires plus ou moins complexes.

III.2.2 L'électroérosion :

L'électroérosion ("electro discharge machining") est une technique bien établie dans l'industrie depuis 1943 et permet d'usiner sans contact des matériaux très durs sous diverses formes. Son inconvénient majeur réside dans l'usinage de matériaux conducteurs ayant des résistances maximales de l'ordre de 100 Ω .cm. Son principe se base sur celui de la foudre : le matériau chargé est baigné dans un fluide diélectrique auquel on approche une électrode en opposition de charges à une dizaine de μ m. La différence de potentiel associée à des intensités élevées (dizaines d'ampères) engendre la formation d'une multitude d'étincelles des suites du claquage du fluide diélectrique. Les particules libres, ions et électrons, sont alors accélérées à de très hautes vitesses et forment un chemin conducteur d'électricité entre les deux électrodes dont une est le matériau à usiner. Parmi les théories existantes, la multitude de collisions fait alors monter la température autour des 10000 °C fondant la matière environnante tandis qu'un plasma se forme ainsi que des bulles de vapeur (Figure III-4(b)).

Dès lors que le courant pulsé sur la dizaine de kHz est coupé, la température et la pression chutent, le plasma s'effondre et les bulles de gaz implosent de sorte qu'une partie de la matière fondue soit éjectée dans le diélectrique.

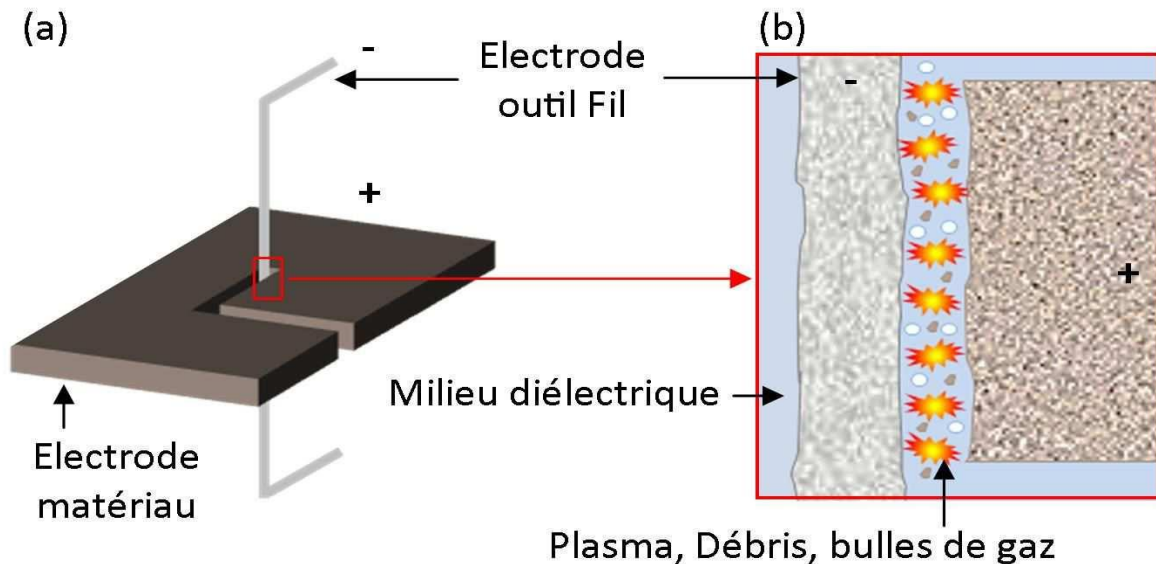


Figure III-4 : Principe d'usinage par Electroérosion à fil (WEDM). (a) Vue d'ensemble ; (b) Zoom sur la zone d'interaction avec ablation par décharges électriques. [6]

III.2.3 L'attaque chimique ou "etching" :

Cette méthode d'ablation repose sur la décomposition de matière par réaction chimique avec des acides, bases et autres composants. Le matériau, initialement trempé dans un bain de réactifs, est protégé par un masque à l'image de l'usinage (souvent imprimé par réactions photosensibles sur une résine), les zones non cachées étant préférentiellement attaquées. Elle est utilisée sur une grande variété de métaux avec des profondeurs ne dépassant pas quelques millimètres d'épaisseur.

III.2.4 Usinage par radiation

L'usinage par radiation peut tout d'abord être scindé en deux procédés principaux : direct et indirect. Nous retrouvons dans le premier cas les procédés lasers dont les densités d'énergies après focalisation seront capables d'éjecter la matière. Dans le second, la lumière est diffuse et permet simplement d'activer des réactions chimiques comme c'est le cas pour la photolithographie. L'industrie des semi-conducteurs utilise cette technologie afin de dessiner des

motifs électroniques très fins comme les transistors suite à la réaction entre des résines photosensibles et les rayonnements UV.

L'usinage par radiation est un procédé qui s'affranchit de l'usure de l'outil, des forces de contact et des vibrations mécaniques. Elle résulte de l'interaction préférentiellement thermique entre des particules incidentes et la pièce à usiner et peut donc poser le problème de la modification du matériau à proximité de la zone ablatée sur des échelles micrométriques. Cependant, le développement important de ces technologies ainsi que la compréhension de l'interaction permet désormais de mieux appréhender les mécanismes d'usinage et donc d'optimiser les procédés selon les besoins. [13]

III.2.4.1 Radiation laser :

La majorité des lasers commerciaux comme le laser Ruby, l'hélium-néon, le CO₂, le Nd : YAG, l'ion-argon ou les excimères, sont apparus entre les années 1960 et 1980 et se sont vus attribués un panel d'applications extrêmement varié. Deux grandes catégories d'utilisation se distinguent néanmoins : les applications nécessitant de hautes énergies visant à interagir avec un matériau et les applications basses énergies où la lumière émise est exploitée comme un moyen d'éclairage, de mesure ou de transport/lecture d'informations. [13]

III.2.4.2 Radiation non laser

D'autres technologies plus récentes mais coûteuses et peu développées exploitent des particules différentes des photons et se centrent davantage sur l'échelle nano que micro. Il s'agit des électrons que l'on retrouve dans les canons à électrons des microscopes électroniques et les ions utilisés dans les FIB ("Focused Ion Beam", faisceau d'ions focalisé). La lithographie par faisceau d'électrons repousse les limites de la diffraction de la lumière atteinte par photolithographie dans le domaine des semi-conducteurs. Elle est généralement associée au procédé de micro fabrication LIGA utilisant initialement des rayons X synchrotron comme méthode d'irradiation lithographique et permettant d'atteindre des ratios d'aspect de 100, des angles très abrupts et une rugosité de surface de l'ordre de 10 nm pour des dimensions de dizaines de nanomètres. Les faisceaux d'ions sont utilisés principalement dans la préparation d'échantillon pour la microscopie. Il est tout de même nécessaire de les citer puisque cette méthode est destructive (due à l'implantation ionique agissant schématiquement comme un abrasif infinitésimal et de très haute énergie) et permet d'atteindre des dimensions extrêmement petites de l'ordre du nanomètre.

La compréhension des possibilités et des limites du micro-usinage au laser requière la connaissance des processus physique qui se produisent durant l'interaction du faisceau laser avec le matériau, plusieurs phénomènes se produisent tel que la réflexion, la réfraction, l'absorption, la diffusion et la transmission. Le phénomène le plus important et désirable dans le traitement des matériaux au laser est l'absorption de la radiation.

L'absorption de cette radiation a plusieurs effets sur le matériau comme l'échauffement, la fonte, l'évaporation, la formation de plasma, etc., qui forment la base de plusieurs techniques de traitement des matériaux au laser. L'ampleur de ces effets dépend de la caractéristique électromagnétique de la radiation et des propriétés thermo-physique des matériaux.

Les paramètres du laser comprennent l'intensité, la longueur d'onde, la cohérence spatiale et temporelle, l'angle d'incidence, la polarisation, la durée d'impulsion, etc. [13]

III.3 Le laser ND : YAG

Alors que les paramètres des matériaux incluent l'absorption, la conductivité thermique, chaleur spécifique, densité, chaleur latente, etc..., depuis le début du développement du micro-usinage laser, la source privilégiée était le laser pulsé Nd : YAG

Le laser Nd : YAG (acronyme du nom anglais : neodymium-doped yttrium aluminium garnet) ou grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme (Nd: $Y_3Al_5O_{12}$) est un cristal utilisé comme milieu amplificateur pour les lasers utilisant des milieux solides.

Les lasers Nd : YAG sont pompés optiquement au moyen de diodes laser. Ils constituent un des types les plus communs de laser utilisés en micro-usinage. [22]

III.3.1 Présentation des niveaux d'énergie de l'ion néodyme :

L'ion néodyme (Nd^{3+}) dans la matrice de YAG ($Y_3Al_5O_{12}$, grenat d'yttrium et d'aluminium) possède une multitude de niveaux qui peuvent donner différentes transitions laser. La Figure III-5 repère les niveaux d'énergie en nombre d'onde σ exprimés par convention en cm^{-1} . Pour obtenir la longueur d'onde λ (en m) correspondant à une transition entre deux niveaux 1 et 2, il faut écrire :

$$\lambda = \frac{10^{-2}}{(\sigma_2 - \sigma_1)} \quad (III-1)$$

Les niveaux d'énergie de l'ion Nd^{3+} sont repérés par un ensemble de lettres et de chiffres qui donnent les nombres quantiques associés aux différentes composantes : la lettre correspond au nombre quantique orbital, le chiffre en exposant donne le nombre quantique de spin et la fraction en indice le nombre quantique angulaire. A cause du champ cristallin (effet Stark), les niveaux d'énergie sont éclatés en sous niveaux qui sont repérés par des lettres indicées ($Z_1 \dots R_2$).

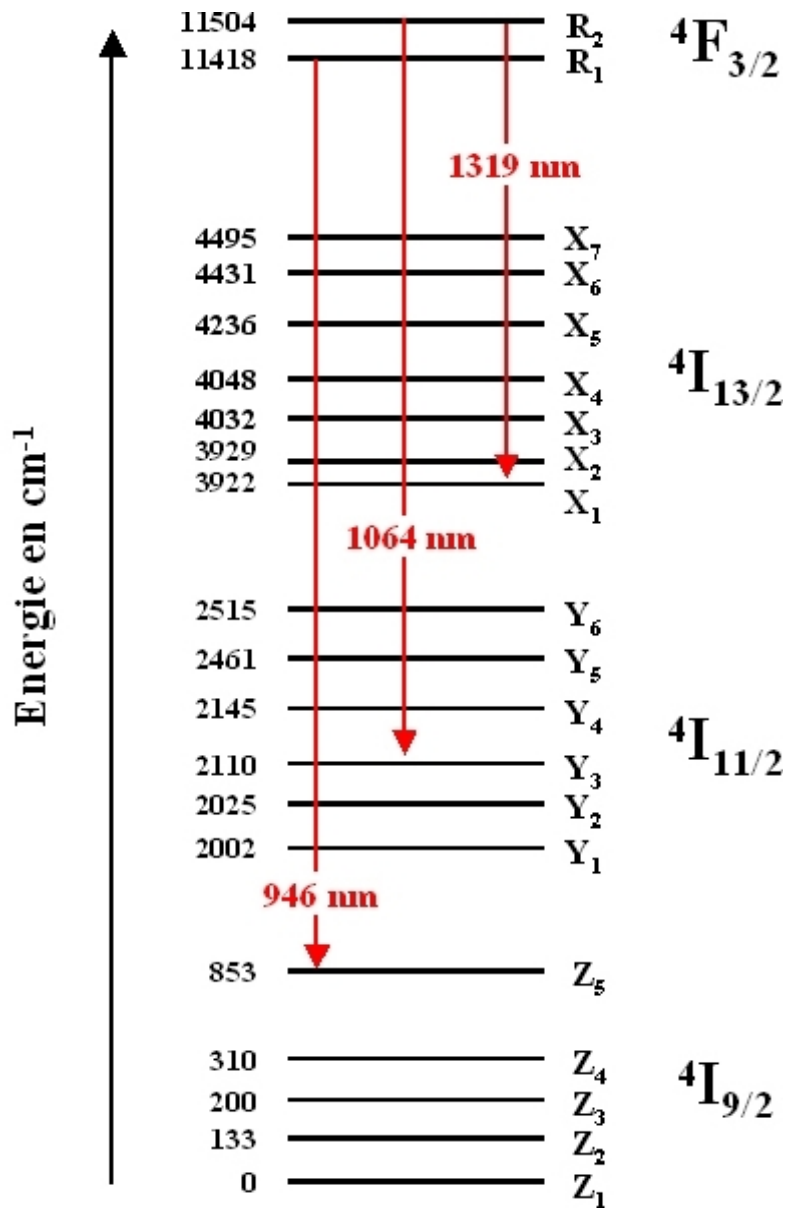


Figure III-5 : Différents niveaux de l'ion néodyme. (Il existe également des niveaux d'énergie plus élevés non représentés qui ne participent pas à l'émission laser). [15]

Le niveau ${}^4F_{3/2}$ est le seul dans lequel les ions néodyme restent longtemps. Le temps de vie de ce niveau est de l'ordre de 230 μs alors qu'il est inférieur à la nanoseconde sur les autres niveaux. Les ions vont donc s'accumuler dans ce niveau et peuvent en descendre par émission stimulée intense.

Le temps de vie d'un atome dans un niveau donne le temps moyen de présence dans ce niveau avant désexcitation. On peut montrer que si la population du niveau est N_0 à $t=0\text{s}$, elle vaut $N(t) = N_0 \exp(-\frac{t}{\tau})$, à l'instant t , avec τ le temps de vie.

La Figure III-5 montre une multitude de niveaux d'énergie et donc une multitude de possibilités d'émission et de transitions laser à partir du niveau ${}^4F_{3/2}$. Les flèches en rouge donnent les longueurs d'onde sur les transitions lasers les plus utilisées : 1064 nm correspond à la transition qui a la probabilité d'émission stimulée la plus grande. Il existe également une raie dans l'infrarouge plus lointain vers 1320 nm. Enfin, le Nd : YAG possède aussi une transition assez efficace dans l'infrarouge proche, à 946 nm.

III.3.2 Peuplement des "niveaux du bas" à température ambiante :

Afin de connaître l'efficacité d'une transition laser, il est important de savoir si le niveau du bas est peuplé ou non à l'équilibre thermodynamique. Pour cela, on applique la loi de Boltzmann :

$$N_1 = N_0 \exp - \left(\frac{E_1}{kT} \right) \quad (III-2)$$

N_0 étant la population du niveau fondamental dont l'énergie est prise à 0, N_1 étant la population du niveau d'énergie E_1 que l'on considère.

Afin d'en avoir une utilisation facile, on peut convertir l'énergie "thermique" kT en cm^{-1} grâce à la formule donnée en remarque ci-dessous. Pour une température de 300 K, on trouve $kT=208 \text{ cm}^{-1}$.

A partir de la relation entre une fréquence et un niveau d'énergie : $E = h\nu$, on peut en déduire la relation entre les énergies exprimées en nombre d'onde et les énergies exprimées en joule : $E(\text{J}) = 100 h c E(\text{cm}^{-1})$

En appliquant la loi de Boltzmann, on peut donc montrer que les niveaux du bas pour les transitions à 1064 nm et à 1320 nm ne sont pas peuplés car ils sont situés à plusieurs milliers de cm^{-1} du niveau fondamental : le rapport E_1/kT est alors très faible.

En revanche, le niveau du bas (Z_5) pour la transition à 946 nm a une énergie qui est du même ordre de grandeur que kT . 1,6 % de la population du niveau fondamental se trouve dans le niveau du bas. Pour réaliser une inversion de population, il faudra donc mettre au moins la même quantité d'ions dans le niveau du haut et cette quantité ne sera pas utilisable pour l'amplification par émission stimulée, d'où une perte d'efficacité par rapport aux transitions précédentes. [13]

III.3.3 Le système fonctionnant à 1064 nm pompé par diode à 808 nm :

L'ion néodyme a également d'autres niveaux situés à une énergie plus élevée que le niveau $^4F_{3/2}$. (Que nous n'avons pas représenté sur la Figure III-5 par souci de simplicité). Par exemple, le niveau $^4F_{5/2}$ permet l'absorption de lumière à 808 nm. A partir du niveau $^4F_{5/2}$, les ions redescendent de façon non radiative sur le niveau $^4F_{3/2}$. Ainsi, la transition de pompage ($^4I_{9/2}$ vers $^4F_{5/2}$) est effectuée sur deux niveaux différents de ceux de la transition laser ($^4F_{3/2}$ vers $^4I_{11/2}$). Le système est donc à quatre niveaux (Figure III-6).

Il faut également noter que les ions ne s'accumulent pas sur le niveau du bas une fois qu'ils ont cédé leur énergie sous forme lumineuse : le passage entre le niveau $^4I_{11/2}$ et le niveau fondamental est très rapide.

Le cycle d'un ion néodyme est résumé sur la Figure III-6. Il s'agit en fait du schéma spectroscopique idéal car tous les ions excités s'accumulent sur le niveau du haut et le niveau du bas n'est jamais peuplé, ni à l'équilibre thermodynamique, ni en fonctionnement laser.

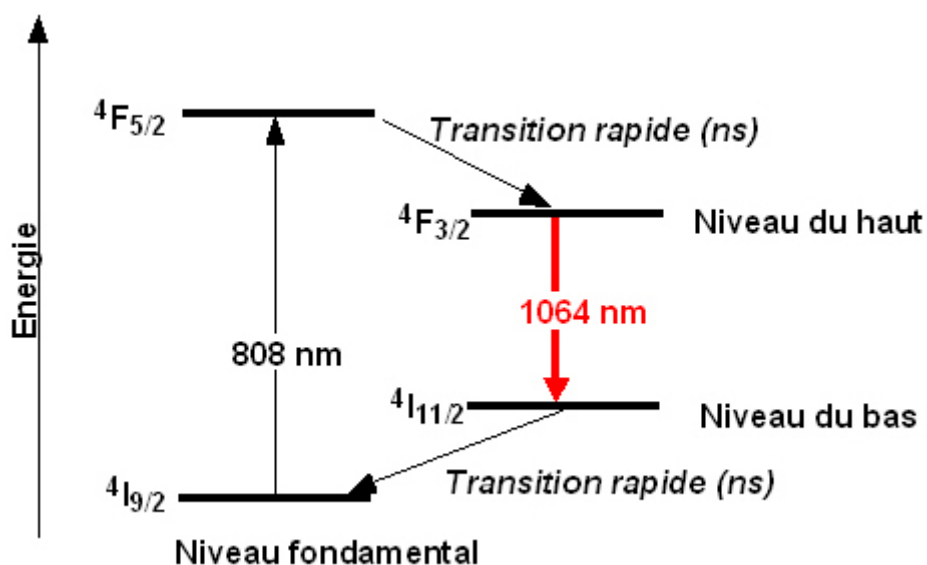


Figure III-6 : Schéma simplifiée pour la transition à 1064 nm.[13]

III.4 Le milieu amplificateur pompé par diode :

III.4.1 Description expérimentale

Le pompage à 808 nm est assuré par une diode laser. Celle-ci émet une puissance de 500 mW sur une surface émettrice rectangulaire (1 μm par 100 μm). Le rayonnement de pompe est collecté par un objectif qui renvoie l'image de la surface émettrice à l'infini (collimation). Il est ensuite focalisé dans le cristal de Nd : YAG. Le grandissement de l'ensemble des optiques (collimation + focalisation) est de 1. Le rayonnement issu de la diode laser est très divergent (50°), il est donc nécessaire d'utiliser des optiques qui sont très ouvertes pour collecter l'ensemble du flux issu de la surface émettrice. C'est pourquoi nous utilisons ici un objectif de collimation avec une ouverture numérique de 0,5.

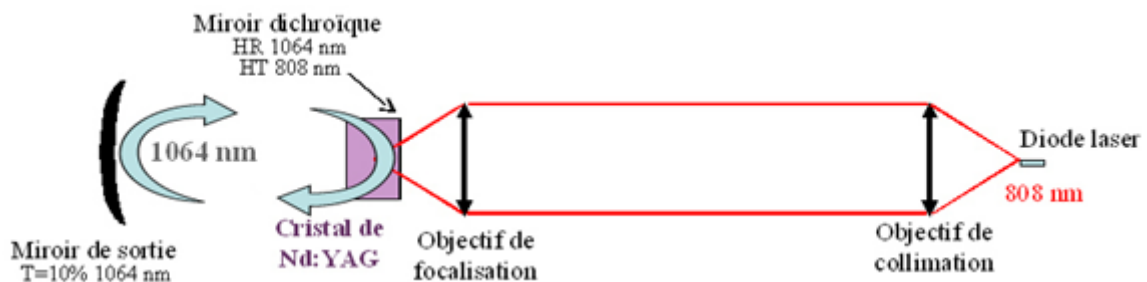


Figure III-7 : Schéma de l'optique de pompage.[21]

Le cristal laser a une longueur de 10 mm. L'axe optique de la cavité est dans le prolongement de l'axe optique de pompage : on parle de pompage longitudinal. Le cristal possède un traitement diélectrique sur sa face d'entrée. Il s'agit d'un traitement miroir à la longueur d'onde 1064 nm et anti-reflet à 808 nm. Ainsi, le faisceau de pompe traverse le cristal pendant que le signal laser est réfléchi.

Le point de focalisation dans le cristal laser est de l'ordre de 20 μm par 100 μm (les aberrations des optiques font que la section rectangulaire la plus fine de la diode (1 μm) n'est pas imagée correctement). Ce point peut sembler très petit mais il est essentiel que le faisceau de pompe soit focalisé dans le cristal pour que le pompage soit efficace et que le gain effectif atteigne une valeur importante, suffisante pour dépasser le seuil d'oscillation. En effet, on peut montrer que lorsque le faisceau laser a une intensité très petite, le gain effectif G_0 est lié à

l'éclairement de la pompe E_p sur le cristal par la formule suivante (dans l'hypothèse où le faisceau de pompe et le faisceau laser ont la même section).

$G_0 = \exp(Cste.E_p)$ Où $Cste$ est une constante qui dépend des paramètres spectroscopiques du cristal et de la taille des faisceaux.

Expérimentalement, on peut facilement mesurer le gain dans le montage de la Figure III-7. Pour une pompe de 500 mW focalisé sur une surface d'une centaine de microns de côté, G_0 est de l'ordre de 1,5 à 1064 nm pour le Nd : YAG. [21]

III.5 La mise en cavité du cristal de Nd : YAG

Afin de parvenir à construire un oscillateur laser, nous mettons en place un miroir de sortie faisant face au miroir qui est déposé sur le Nd : YAG. Le choix de ce miroir est important au niveau de sa transmission à 1064 nm, de sa réflectivité aux autres longueurs d'onde et de son rayon de courbure.

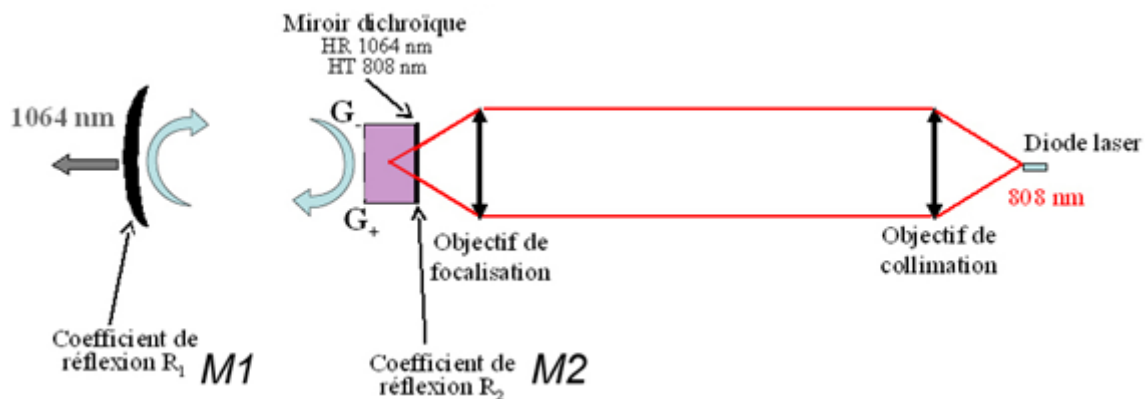


Figure III-8 : Schéma du montage complet avec le miroir de sortie. [14]

III.5.1 Puissance de pompe au seuil :

III.5.1.1 Transmission du miroir de sortie

La transmission du miroir de sortie doit être choisie en fonction du gain disponible dans le milieu amplificateur. On sait, d'après le cours, que le produit des gains dans un sens et dans l'autre, G_+G_- doit être supérieur à $1/R_1R_2$. (Voir Figure III-8 pour les grandeurs) pour avoir une oscillation laser. Ici, on suppose que le miroir déposé sur le cristal de Nd : YAG est très réfléchissant, de telle sorte que $R_2=1$. Cependant, la cavité peut avoir quelques pertes aux

passages de l'interface cristal-air dans la cavité ou par diffusion sur des poussières collées sur les miroirs.

Pour en tenir compte, nous les regroupons par convention sur le miroir M2 en donnant un coefficient de réflexion légèrement inférieur à 100 %. Ces pertes, dites passives, sont généralement de l'ordre de 1 % à 2 % dans ce type de cavité laser. Nous prenons ici 2 %, donc $R_2 = 98\%$. La transmission du miroir de sortie M1 restant petite ($T_1=10\%$), l'intensité dans le laser ne va pas varier fortement avant et après le cristal. On peut donc supposer que dans tous les cas, $G_+=G_-$.

Sachant que $R_1=1-T_1$, la condition d'oscillation s'écrit : $G^2 > 1/R_1R_2$.

A pleine puissance de pompe, et pour un signal à 1064 nm petit, G_0^2 vaut 2,25 d'après l'ordre de grandeur donné dans la partie « le milieu amplificateur pompé par diode ». La fraction $1/R_1R_2$ vaut 1,13. On est donc largement au-dessus du seuil d'oscillation.

III.5.1.2 Puissance de pompe au seuil d'oscillation :

On peut calculer la puissance de pompe P_P nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation de telle sorte que $G_0^2=1/R_1R_2$. Pour cela, on peut donner l'expression du gain G_0 en fonction de la puissance de pompe en utilisant la formule de la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » :

$$G_0 = \exp\left(\frac{P_P \ln G_{0max}}{P_{Pmax}}\right) \quad (III-3)$$

Avec $G_{0max}=1,5$ et $P_{Pmax}=500$ mW. D'où :

$$P_{Pseuil} = \frac{1}{2} \frac{P_{Pmax}}{\ln G_{0max}} \ln\left(\frac{1}{(R_1R_2)}\right) \quad (III-4)$$

Ce qui donne une valeur pour la puissance de pompe au seuil de 77 mW. [15]

III.5.1.3 Pourquoi faire des faisceaux si petits ?

Les faisceaux à 808nm et à 1064nm ont une dimension de l'ordre de 70µm en rayon à l'intérieur du cristal. Cette taille peut sembler très petite mais elle est nécessaire pour que le nombre d'ions par unité de volume soit suffisante et également pour que le nombre de photons à 1064nm soit suffisant pour déclencher une émission stimulée efficace. En utilisant la formule du

gain en fonction de l'éclairement, on peut également introduire la puissance de pompe et le rayon du faisceau de pompe, r : $E_p = \frac{P_p}{(\pi r^2)}$. En supposant que les faisceaux à 808nm et à 1064nm gardent le même rayon, on peut calculer le rayon limite tel que le laser soit au seuil d'oscillation avec un miroir de sortie transmettant 10% et la puissance de pompe maximale :

Pour faire ce calcul, on reprend la formule $G_0 = \exp(Cste.E_p)$ avec les conditions suivantes données dans la partie « le milieu amplificateur pompé par diode » : $G_{0max}=1,5$ pour une puissance de pompe de $P_{pmax}=500mW$ focalisé dans le cristal sur un rayon de $r_{max}=70\mu m$. La constante peut donc se trouver facilement :

$$Cste = \ln(G_{0max}) \frac{\pi r_{max}^2}{P_{pmax}} \quad (III-5)$$

Pour être au seuil avec la puissance de pompe maximale, il faut que $G_0^2=1/(1-T)$ avec

$$G_0 = \exp\left(\frac{\ln(G_{0max}) r_{max}^2}{r^2}\right) \quad (III-6)$$

On en déduit que le rayon r vaut

$$r = r_{max} \sqrt{2 \frac{\ln(G_{0max})}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}} \quad (III7)$$

On trouve que $r=178\mu m$. Ce qui veut dire que si les faisceaux ont un diamètre supérieur à cette valeur, la puissance de pompe est insuffisante pour atteindre le seuil d'oscillation. On voit qu'il faut garder des tailles largement inférieures au millimètre pour les rayons des faisceaux. [15]

III.5.2 Sélection de la transition laser à 1064 nm :

On a vu dans la partie « Spectroscopie de l'ion néodyme » que le Nd : YAG pouvait fonctionner sur de nombreuses transitions laser, en particulier sur trois "massifs" de raies : vers 1064nm, vers 946 nm et vers 1320nm. Il se trouve que la transition correspondant à 1064nm est,

de loin, celle qui donne le plus grand gain effectif. Le laser va donc naturellement avoir tendance à fonctionner à 1064nm.

Cependant, pour éviter toute oscillation parasite, il vaut quand même mieux contrôler le coefficient de réflexion des miroirs aux longueurs d'onde indésirables. Ainsi, on va s'arranger pour que le produit $1/R_1(\lambda)R_2(\lambda)$ soit plus grand que le gain disponible G_0^2 à la longueur d'onde λ définie comme indésirable. Le seuil ne pourra donc pas être atteint.

Les traitements diélectriques utilisés pour réaliser les miroirs utilisent en fait le principe des interférences : il s'agit d'un dépôt de couches minces (par exemple une alternance de couches SiO_2 et TiO_2) telle que certaines longueurs d'onde se trouvent en interférences constructives à la réflexion sur l'ensemble des couches. Les interférences sont constructives pour certaines longueurs d'onde mais pas pour d'autres. Les miroirs diélectriques ont une bande de réflectivité donnée qui s'étend généralement sur quelques dizaines de nanomètres en longueur d'onde. De part et d'autre de la bande de réflectivité, le miroir est généralement bien transparent. La Figure III-9 présente une courbe de réflectivité classique pour un miroir réfléchissant à 1064nm ainsi qu'une photo d'un tel miroir posé sur une feuille blanche. On voit clairement la feuille blanche à travers le miroir, preuve que ce dernier est transparent dans le visible alors qu'il est complètement réfléchissant dans l'infrarouge proche.

Courbe de réflectivité d'un miroir classique

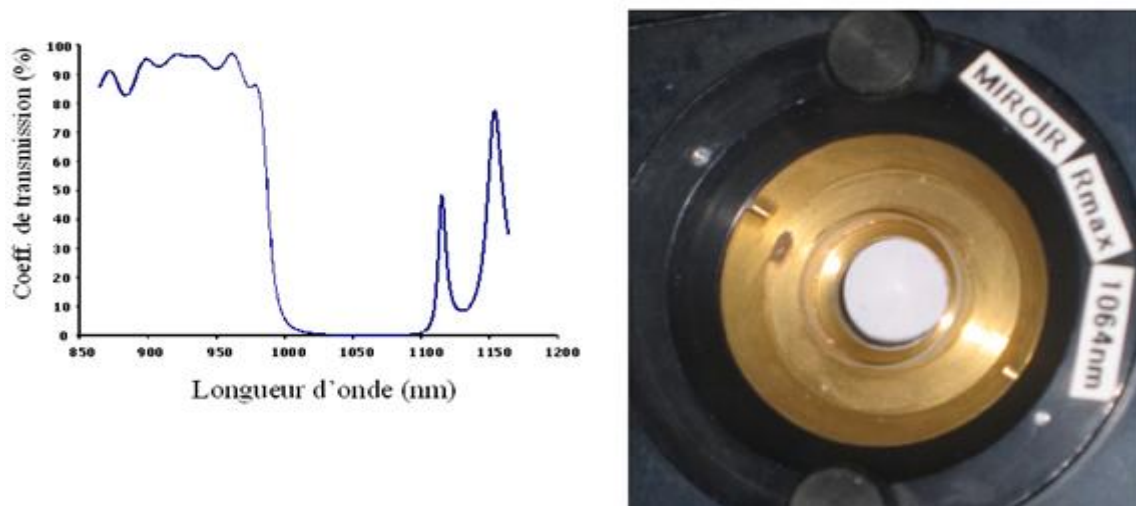


Figure III-9 : Photo d'un miroir hautement réfléchissant à 1064 nm et courbe de réflectivité associée.[21]

Les miroirs utilisés dans les lasers ne sont jamais des miroirs métalliques. En effet, ces derniers ont un coefficient de réflexion moins bon, de l'ordre de 97%. Le reste étant absorbé par

la surface métallique. Ces miroirs créent non seulement des pertes indésirables mais sont également sujet à un échauffement lorsqu'ils sont mis dans un laser. Ils peuvent même avoir tendance à se déformer localement sous l'influence du faisceau laser.

III.5.3 Choix du rayon de courbure du miroir, mode laser dans la cavité :

La cavité décrite sur la Figure III-8 est une cavité dite "plan-concave" : composée d'un miroir plan déposé sur le cristal de Nd : YAG et d'un miroir concave de sortie. Le rayon de courbure du miroir ainsi que la distance entre les deux miroirs ne sont pas quelconques. Ils sont choisis pour qu'il puisse exister une onde gaussienne capable de se propager indéfiniment dans la cavité en gardant la même forme en tout point de la cavité.

La Figure III-10 donne l'allure du front de cette onde en quelques points de la cavité. Son rayon de courbure épouse la forme des miroirs d'extrémité : concave d'un côté et plan de l'autre. Pour qu'une telle onde gaussienne existe dans une cavité plan concave, on peut montrer que la longueur de la cavité doit être inférieure au rayon de courbure du miroir concave. On dit alors que la cavité est stable.

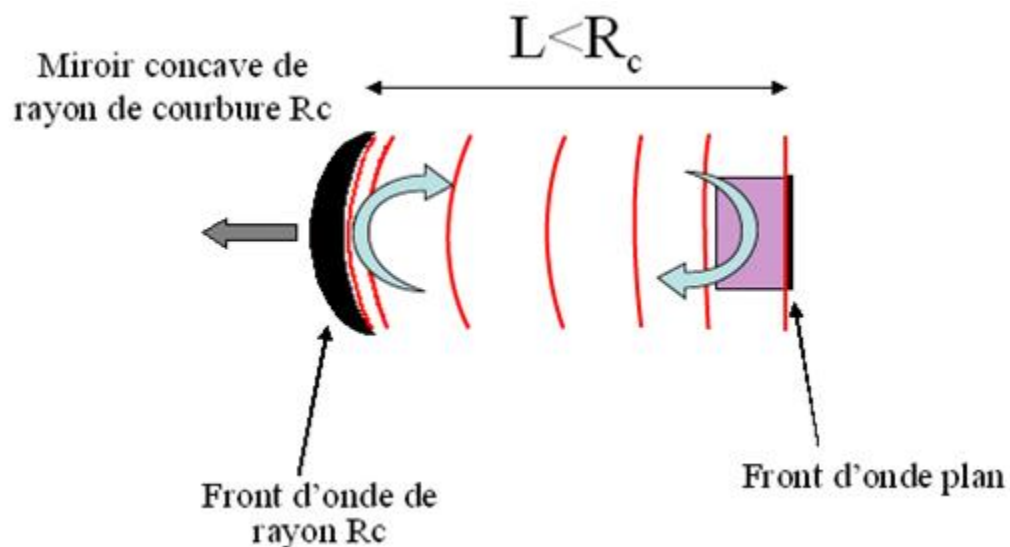


Figure III-10 : Allure du front de l'onde gaussienne se propageant indéfiniment dans la cavité.[13]

III.6 Puissance de sortie

III.6.1 Allure du gain :

Avant de calculer la puissance de sortie, il est intéressant de regarder le comportement du gain effectif dans le laser en fonction de la puissance de pompe. En dessous du seuil d'oscillation, le gain effectif varie exponentiellement en fonction de P_p .

$$G = \exp\left(\frac{Cste P_p}{\pi r^2}\right) \quad III8$$

A partir du seuil d'oscillation et au-delà lorsque le laser oscille, le gain effectif vérifie : $G^2=1/(R_1R_2)$. Il est donc bloqué à une valeur fixée par les coefficients de transmission des miroirs et les pertes passives de la cavité. Figure III-11 donne l'allure de cette évolution en fonction de la puissance de pompe. Lorsque la puissance de pompe est nulle, le gain effectif vaut 1. Ceci est dû au fait que le niveau du bas de la transition laser est vide. Il ne peut donc pas y avoir d'absorption. La Figure III-11 montre également l'évolution du gain effectif si la cavité n'existait pas : le gain continu alors sa croissance exponentielle.

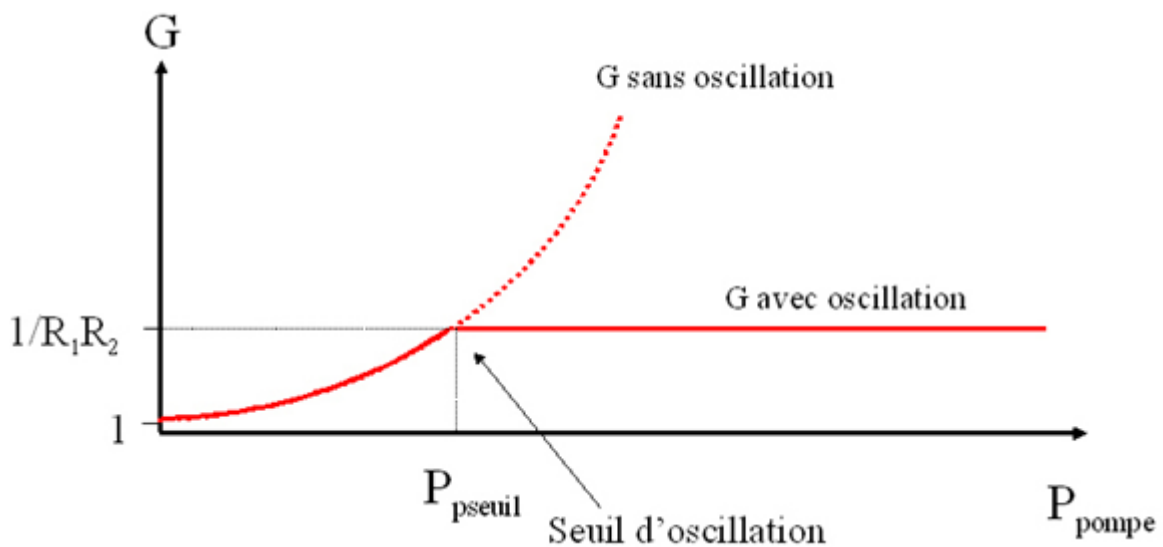


Figure III-11 : Allure du gain effectif G dans le cristal de Nd : YAG en fonction de la puissance de pompe.[21]

III.6.2 Expression de la puissance de sortie :

A partir du seuil d'oscillation, la puissance à 1064nm devient non négligeable dans le laser. Pour simplifier, on va supposer que chaque photon de pompe au-delà du seuil d'oscillation se transforme en un photon laser qui sort de la cavité. Pour cela, les photons ont deux solutions, soit traverser le miroir de sortie, soit subir les pertes passives de la cavité. La Figure III-12 permet de

comprendre où se trouvent les différentes sorties du laser. Il y a des pertes par diffusion sur les miroirs et globalement sur toutes les interfaces. Ces pertes, ainsi que le résidu de transmission sur le miroir M_2 , ne peuvent pas être utilisables : ce sont les pertes dites passives. La seule partie du faisceau utile est celle qui sort par le miroir M_1 . La puissance qui sort par ce miroir est appelée la puissance de sortie P_{sortie} .

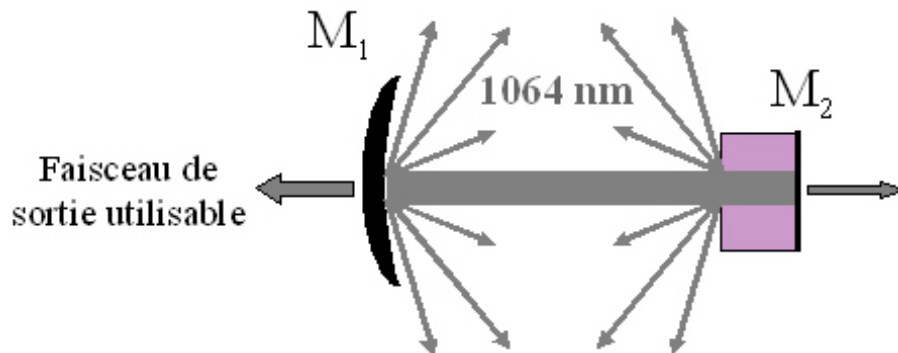


Figure III-12 : Sorties de la cavité laser.[13]

Comme expliqué dans la partie « Puissance de pompe en seuil », nous choisissons par convention de regrouper toutes les pertes passives en une seule grandeur : la transmission du miroir M_2 . En utilisant la transmission T_1 du miroir de sortie : $T_1=1-R_1$ et T_2 définie par $T_2=1-R_2$, et en définissant la puissance P_{intra} circulant à l'intérieur de la cavité, $P_{\text{émise}}$ la puissance totale émise à 1064 nm s'écrit :

$$P_{\text{émise}} = T_1 P_{\text{intra}} + T_2 P_{\text{intra}}$$

La puissance de sortie vaut : $P_{\text{sortie}} = T_1 P_{\text{intra}}$.

Par rapport à la puissance totale émise, elle vaut donc : $P_{\text{sortie}} = P_{\text{émise}} T_1 / (T_1 + T_2)$

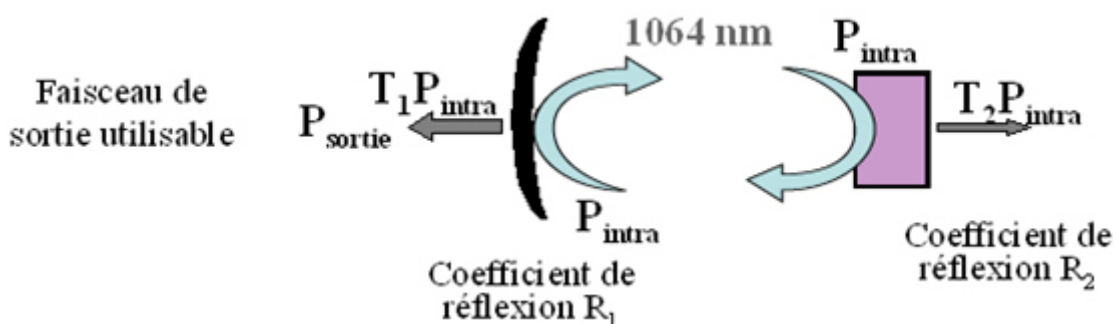


Figure E12 : Grandeurs utilisées pour le calcul de la puissance de sortie.[15]

Au-dessus du seuil, on suppose que tous les photons de pompe sont absorbés par le cristal de Nd : YAG et se transforment par émission stimulée en photons laser. Le nombre de photons de pompe convertis par seconde vaut : $(P_p P_{P_{seuil}}) / h\nu_p$. Le nombre de photons laser émis s'écrit $P_{emise} / h\nu$. D'où l'égalité :

$$\frac{P_p P_{P_{seuil}}}{h\nu_p} = \frac{P_{emise}}{h\nu} \quad (III9)$$

III.7 Le Q-switching :

La commutation-Q fut pour la première fois proposée en 1958 par Gordon Gould, et découverte et démontrée indépendamment en 1961 ou 1962 par R.W. Hellwarth et F.J. McClung, en utilisant des cellules de Kerr à commutation électrique comme volets sur un laser à rubis.

Le "Q-switching" est représentatif de ce principe où Q est le rapport entre l'énergie stockée et l'énergie dissipée. Le système oscille alors entre un fort puis un faible facteur Q en ouvrant et fermant la cavité.

III.7.1 Principe de la commutation-Q (Qswitching) :

La commutation-Q est réalisée en intégrant des atténuateurs variables dans le résonateur optique du laser. Quand l'atténuateur fonctionne, la lumière qui quitte le milieu d'amplification ne peut pas revenir, et le processus de laser ne peut démarrer pour cette lumière. Cette atténuation à l'intérieur de la cavité correspond à une baisse du facteur Q, ou facteur qualité du résonateur optique. Un facteur Q élevé correspond à de faibles pertes dans le résonateur par aller-retour, et vice versa. L'atténuateur variable est plus communément appelé un « commutateur-Q », quand il est utilisé dans cette application.

Initialement, le milieu laser est « pompé » dans un état excité grâce à une source d'énergie extérieure pendant que le commutateur-Q est réglé pour empêcher un retour de lumière dans le milieu d'amplification (ce qui produit un résonateur à faible facteur Q). Ceci provoque une inversion de population, mais le processus de laser ne peut pas encore démarrer puisqu'il n'y a aucun retour du résonateur. Sachant que le taux d'émission stimulée dépend de la quantité de lumière entrant dans le milieu, la quantité d'énergie stockée dans le milieu d'amplification augmente au fur et à mesure que le milieu est « pompé ». À cause des pertes dues à l'émission spontanée et à d'autres phénomènes, l'énergie stockée atteint au bout d'un certain temps un

niveau maximum : le milieu est alors en saturation d'amplification. À ce stade, le commutateur-Q passe rapidement d'un faible facteur Q à un fort facteur Q, autorisant le retour de la lumière. Le processus d'amplification optique par émission stimulée peut commencer. En raison de la grande quantité d'énergie déjà stockée dans le milieu d'amplification, l'intensité de la lumière dans le résonateur laser augmente très rapidement : ce qui entraîne que l'énergie stockée dans le milieu décroît elle aussi très rapidement. Le résultat final est la création d'une brève impulsion de lumière en sortie du laser, appelée grande impulsion, et qui peut avoir une très grande intensité. [6] [23]

III.7.2 Commutation Q-passive :

Les absorbants saturables sont des moyens passifs, c'est à dire qu'ils engendrent le "Q-switching" sans intervention mécanique ou électrique mais seulement par évolution de leurs propriétés devant l'intensité du faisceau. La transmission de ces matériaux augmente dès lors que l'intensité dépasse un certain seuil. [23]

III.7.3 Commutation-Q active

Ici, le commutateur-Q est un atténuateur variable contrôlé en externe. La commande peut être mécanique, comme un volet, une roue hacheuse, ou un miroir rotatif placé à l'intérieur de la cavité, ou (plus couramment) elle prend la forme d'un modulateur acousto-optique ou électro-optique – cellule de Pockels ou cellule de Kerr. La réduction des pertes (augmentation du facteur Q) est déclenchée par un événement extérieur, en général un signal électrique. La fréquence de répétition peut par conséquent être contrôlée en externe. [6]

III.8 Mise en œuvre du laser :

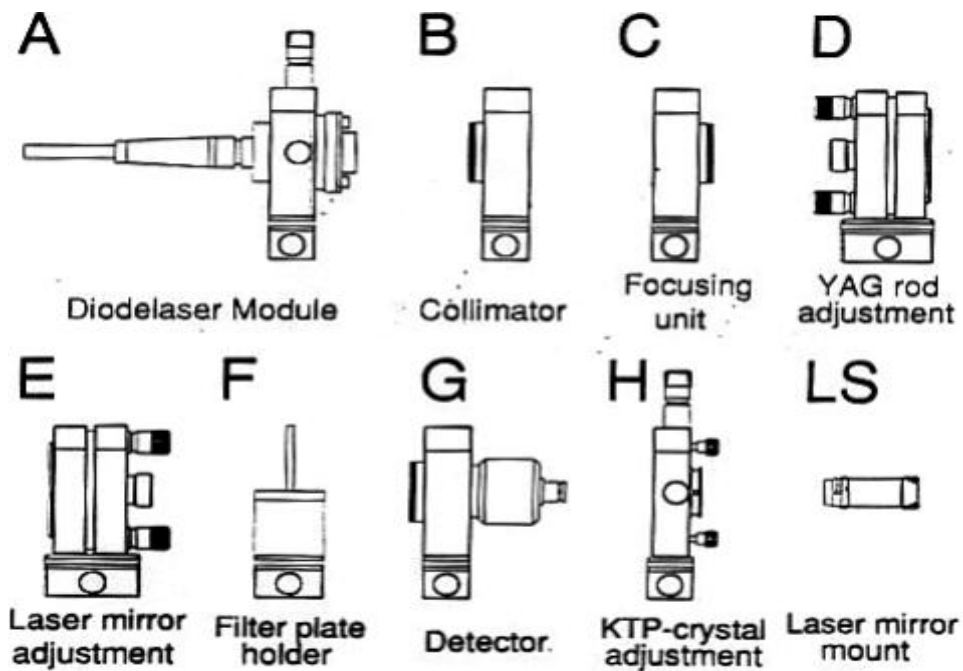


Figure III-13 : Composants et modules du laser.[24]

- A. Le module diode laser
- B. L'optique de collimation
- C. L'optique de focalisation
- D. Le support ajustable du cristal Nd : YAG
- E. Le support ajustable du miroir laser
- F. Le support du filtre
- G. Le détecteur photodiode rapide
- H. Le support ajustable du cristal KTP
- J. Le support ajustable du QSwitch passif
- LS. La monture de miroir laser

Chacun de ces éléments est monté sur un support qui est positionné et préréglé sur le banc optique.

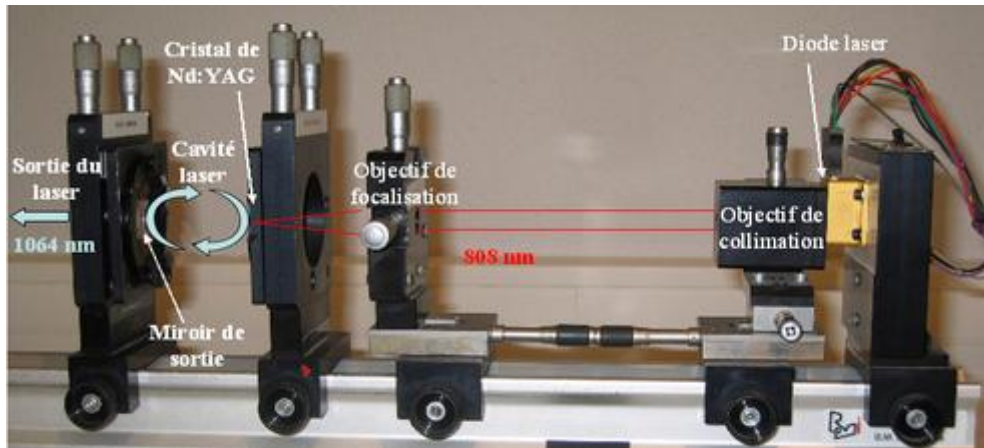


Figure III-14 : Photo de l'ensemble des composants du laser.[21]

III.8.1 La diode laser (A)

Le module A contient la diode laser à semi-conducteur qui forme le laser pompe. Elle émet principalement dans la gamme spectrale comprise entre 800 et 820 nm. La longueur d'onde varie avec la température de fonctionnement et avec le courant d'alimentation. La diode laser sert à pomper longitudinalement le barreau de Nd : YAG dans sa bande d'absorption autour de 808 nm. Le pompage à ces longueurs d'onde a pour avantages de minimiser l'échauffement du barreau et de fournir un très bon rendement optique (puissance émise/puissance de pompage). La diode est alimentée par un boîtier (décrit plus loin: Controller LDC01) qui permet de régler la température de fonctionnement, le courant d'alimentation et la fréquence de modulation (interne ou externe).

La diode est montée sur un support ajustable avec précision en XY. Le Module A contient également la photodiode de régulation de la puissance laser de sortie, un élément Peltier pour assurer le refroidissement de la diode laser ainsi qu'une thermistance pour réguler la température lorsque le laser diode est en route, une lampe de signalisation située au sommet du module A, s'allume.

III.8.2 L'optique de pompage (B et C)

L'optique de collimation B a pour but de réduire la divergence très forte de la diode laser. C'est un triplet (assemblage de 3 lentilles) de très courte focale : $f=6$ mm

L'optique de focalisation C a pour but de focaliser le faisceau collimaté (faisceau parallèle) du laser diode dans le barreau de cristal Nd : YAG.

III.8.3 La cavité optique du laser Nd : YAG (D et E)

D et E composent les résonateurs du laser Nd : YAG.

Le barreau de cristal Nd : YAG est un petit cylindre de 5 mm de diamètre et de 5 mm de longueur dont les faces actives sont planes et parallèles. Il est installé sur un support interchangeable LS qui est lui-même installé sur le support ajustable D.

Les réglages sur les supports ont pour but d'ajuster en les inclinant les divers éléments sur le même axe optique, en particulier les faces des miroirs perpendiculaires à cet axe.

La cavité laser Nd: YAG est formée à gauche par le barreau de Nd : YAG dont la face extérieure est recouverte d'une couche à haute réflectivité à 1064 nm, mais qui a une transmission de 80 % environ à la longueur d'onde du laser diode pompe à 805 nm. La face intérieure du cristal est par contre recouverte d'une couche antireflet à 1064 nm afin d'éviter de former un étalon FP parasite entre les 2 faces du cristal.

La cavité laser est formée à droite par un miroir de diamètre 12,7 mm et de rayon de courbure 100 mm Ce miroir est traité avec une couche de réflectivité 98 %, ce qui permet d'extraire 2 % de l'énergie pour former le faisceau laser utile aux expériences suivantes. Le miroir est monté sur un support LS identique à celui du cristal Nd : YAG, le support étant lui-même installé sur le support ajustable (en inclinaison) E. [24] [21]

III.8.4 Le porte-filtres (F)

Deux types de filtres sont utilisés avant la photodiode. Suivant la gamme de longueurs d'onde à observer [24]

III.8.5 La photodiode rapide (G)

Elle permet de visualiser sur un oscilloscope les intensités de la diode laser et du laser Nd : YAG à 1064 et à 532 nm, en mode continu ou en mode pulsé. Cette photodiode est reliée au contrôleur par un cordon BNC. [24]

III.8.6 Le cristal doubleur de fréquence (H)

Placé à l'intérieur de la cavité, ce cristal non-linéaire KTP génère un faisceau à 532 nm.

Afin de réaliser la conversion de fréquence de second harmonique (ou doublage de fréquence, de 1064 à 532 nm), on dispose d'un cristal de KTP (potassium titanyl phosphate) monté sur un support réglable H. Le cristal est un petit cube de 3 mm de côté maintenu par une

monture spéciale. Il est monté sur un support réglable d'une part en XY et d'autre part avec 2 réglages d'inclinaison (comme E). [24]

III.8.7 Le cristal de LiF, Q-switch passif (J)

Le Module J, support ajustable de Q-Switch passif est identique au module H, sauf que le cristal de KTP a été remplacé par une lame de LiF utilisée comme absorbant saturable. Il sert à obtenir des trains d'impulsions laser de très courte durée donc de haute énergie (laser pulsé) à partir du laser continu fabriqué auparavant. [24]

III.8.8 Le contrôleur de la diode laser (LDC 01)

L'unité de contrôle LDC01 rassemble toute l'électronique nécessaire au fonctionnement de la diode laser. Cette unité comporte les circuits de régulation de la puissance laser, le contrôle et la régulation de température, le contrôle du courant dans la diode. Il dispose également d'un générateur de modulation du courant de diode et d'un amplificateur pour la photodiode. [24]

Conclusion générale

Au cours de ce travail nous avons étudié de façon général les lasers, leurs principes de fonctionnement, les différents types de laser et leurs applications dans le domaine de l'industrie, puis nous nous sommes penchés plus en détail sur les diodes lasers, qui sont basées sur des semi-conducteurs et d'un résonateur optique cavité de Fabry-Pérot, elles produisent une lumière cohérente issue d'émissions stimulées de photons qui est ensuite utilisé directement dans divers application ou combiné avec certains lasers et amplificateurs optiques ou elle apporte l'énergie lumineuse pour le pompage.

Nous nous sommes ensuite intéressés au rôle des diodes lasers dans le monde industriel et en particulier dans le micro-usinage. Depuis le début du développement du micro-usinage laser, la source privilégiée était le laser pulsé Nd : YAG, qui sont pompés optiquement au moyen de diodes laser et constituent un des types les plus communs de laser. Ils sont utilisés dans de nombreuses applications, Nous avons vu les différents composant des lasers Nd : YAG, La mise en cavité du cristal de Nd : YAG ainsi que sa mise en œuvre.

Au cours de ce travail nous avons eu l'occasion de mettre en évidence les connaissances que nous avons acquises lors de notre formation notamment sur les dispositifs optoélectroniques et les semi-conducteurs. Nous avons approfondi nos acquis en nous intéressant à l'utilisation pratique de nos connaissances dans le domaine industriel.

Ce travail pourrait être améliorer en considérant d'autres longueurs d'ondes ainsi qu'en effectuant une simulation et une réalisation pratique.

Bibliographie

- [1] **C. HANNACHI**, « Caractérisation de la réponse d'un Laser de télécommunication à une rampe de commande en température », Université de Badji Mokhtar – Annaba.Mémoire de magistère 2007/2008.
- [2] **N.BOUBAAYA**, « Etude et simulation d'une diode laser à base de semi-conducteurs III-V (InGaAsP-InP) »,Université Mohamed Boudiaf, M'Sila. Mémoire de master, 2016/2017.
- [3] **A. RISSON**, « Caractérisation et modélisation optoélectronique de diode laser a cavité verticale émettant par la surface (VCSEL) », Thèse de doctorat, 2003.
- [4] **C. CAYRON**, « Etude théorique et expérimentale de diodes lasers, pour horloges Rubidium et Césium, refroidissement d'atomes et capteurs inertiels », Université Pierre et Marie Curie - Paris. Thèse de Doctorat, 2011.
- [5] **I. CHIALI**, « Etude d'une transmission d'un signal modulé directement par une source optique laser à un débit de 10 Gbit/s »,Université Abou-Bekr Belkaid-Tlemcen, Mémoire de master, 2013.
- [6] **Yoan Di Maio**, « Etude de l'interaction laser-matière en régime d'impulsions ultra-courtes : application au micro-usinage de matériaux à destination de senseurs »,Université Jean Monnet - Saint- Etienne.Thèse de doctorat, 2014.
- [7] **H. MATHIEU**, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », Edition DUNOD, 2009.
- [8] **D. DANGOISSE,D. HENNEQUIN**, et **V. ZEHNLE-DHAOUI**, « Les lasers », Edition MASSON, 1998.
- [9] **G. RYNBERG, A. ASPECT, C. FABRE, et C. COHEN-TANNOUDJI**, « Introduction aux lasers et à l'optique quantique », Edition ELLIPSES, 1997.
- [10] **PRENEL**, « Physique du laser », Techniques de l'Ingénieur, réf : AF 3270.
- [11] **HIRTH**, « Lasers à solides », Techniques de l'Ingénieur, réf : AF 3 272.
- [12] **G.BRASSART,J. MEYZONNETTE**, et **J.POCHOLLE**,« Sources laser », Techniques de l'Ingénieur, réf : AF E 4 020.
- [13] **Revue De la recherche à l'industrie**, « Le laser : un concentré de lumière », Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives, 2014.

- [14] **C. Schwob, L. Julien**, Revue **Reflets de la Physique**° 21 « Le laser : principe de fonctionnement ».
- [15] **M. ROSS**, Article « LA SÉCURITÉ RELIÉE AUX LASERS »,ISBN 20921630-14-4.
- [16] **B. AMANA, CH. RICHTER** et **O. HECKMANN** Cours de l'Université de Cergy-Pontoise Master 1 Physique, « LASER A SEMI-CONDUCTEUR (DIODE LASER) ».
- [17] **Pr. S. REBIAI- BENAHMED**,Cours « COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES ».
- [18] http://le-laser.over-blog.com/pages/Histoire_du_laser-1171855.html.
- [19] <https://couleur-science.eu/?d=10d2d2--cest-quoi-un-semi-conducteur>.
- [20] http://en.wikipedia.org/wiki/Laser_diode.
- [21] <http://www.optique-ingenieur.org/>.
- [22] https://fr.wikipedia.org/wiki/Laser_Nd-YAG
- [23] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Commutation-Q>
- [24] **B. AMANA, CH. RICHTER** et **O. HECKMANN**Cours de l'Université de Cergy-Pontoise. Master1 Physique,« Laser Nd:YAG Pompé par Laser Diode ».

Résumé

Dans un premier lieux notre étude commence par la description des lasers de façon générale, leurs principes de fonctionnement, les différents modes de pompages, du rôle de la cavité, des différents types de laser et leurs application respective.

Après avoir fait cette étude nous nous sommes intéressé plus en détail sur les diodes laser, nous avons donnees quelques rappels sur les semi-conducteurs, puis nous avons détaillé le principe de fonctionnement de ces diodes et leurs caractéristiques spatiale, spectrale et temporelle.

Et pour finir nous avons étudié le micro-usinage laser qui est un processus relativement récent et qui offre une meilleure flexibilité dans la conception dimensionnelle de micro-produit, nous avons donné bref aperçu des différentes approches et applications des procédés notamment du laser Nd : YAG pompé par une diode laser.

Mot clés : les lasers, les diodes lasers, laser Nd : YAG, le micro-usinage, les semi-conducteurs, pompage.