



Université de Lomé

Faculté des Sciences

No: 303

THÈSE

Présentée à la Faculté des Sciences de L'Université de Lomé

Pour obtenir le grade de

Docteur en Physique

Discipline : Sciences des Matériaux

Spécialité : Couches minces-Optoélectronique

Par

Milohum Mikesokpo DZAGLI

Titre :

Etude des caractéristiques électriques et optiques des lasers à semi-conducteurs

Soutenue publiquement le 23 juin 2010

Composition du jury :

M. Toyi Assih, Professeur, Université de Lomé,	Président
M. Aboubaker Chedikh Beye, Professeur, Université Cheikh Anta Diop de Dakar,	Rapporteur
M. Kossi Napo, Professeur, Université de Lomé,	Rapporteur
M. M. Norbert Houkonou, Professeur, Université d'Abomey-Calavi,	Examineur
M. Messanh Agbeko MOHOU, Maître de conférences, Université de Lomé,	Directeur de thèse

Laboratoire de Physique des Composants à Semi-conducteurs

Résumé

Ce travail est consacré à une étude de l'influence des paramètres caractéristiques d'une structure laser à double hétérostructure (DH). La théorie électromagnétique de la DH laser a été réalisée à partir des équations de Maxwell.

Après avoir décrit le principe et les propriétés des lasers à semi-conducteurs, ce mémoire met l'accent sur le rôle respectif des paramètres comme l'épaisseur d de la couche active et la composition x en aluminium des couches de confinement. La théorie explique avec succès l'influence de ces paramètres sur la propagation du faisceau laser à l'intérieur de la structure à DH laser, ce qui constitue le champ proche, ainsi qu'à l'extérieur, le champ rayonné à grande distance ou le champ lointain. Ceci a pour but d'améliorer la technologie et les propriétés de la diode laser.

Le confinement Γ et la divergence augmentent lorsque l'épaisseur de la couche active et la composition en aluminium des couches de confinement augmentent. La connaissance de ces paramètres est indispensable pour une modélisation réaliste de la structure laser.

L'étude des caractéristiques des lasers à semi-conducteurs permet de définir les applications appropriées correspondant aux différentes longueurs d'onde d'émission, au mode et aux conditions d'opération de la diode laser. Les applications spectroscopiques, la détection et l'analyse des gaz imposent des fonctionnements en mode continu avec un faisceau monomode à température ambiante. Plusieurs types de diodes lasers réalisent aujourd'hui ces conditions.

Les techniques de caractérisation ainsi que des applications spectroscopiques des lasers sont présentées à la fin de ce manuscrit.

Mots Clés : *Laser à semi-conducteurs, Double hétérostructure laser, Equation de Maxwell, Equation de dispersion, Technique de caractérisation, Applications des diodes lasers.*

Abstract

This work is consecrated to the study of the influence of the characteristic parameters of a double heterostructure (DH) laser structure. The electromagnetic theory of the DH laser has been realized using the Maxwell equations.

After describing the principle and properties of semiconductor lasers, this thesis emphasizes the respective role of parameters such as the thickness d of the active layer and the aluminium composition x of the confining layers.

The theory successfully explains the influence of these parameters on the propagation of the laser beam at the interior of the DH laser structure, which constitutes the near field, as well as at the exterior, the field radiated over a long distance or the far field. The objective here is to improve the technology and the properties of the laser diode.

The confinement Γ and the divergence increase when the thickness of the active layer d and the composition in aluminium of the confining layers increase.

Knowledge of these parameters is indispensable for a realistic modeling of the laser structure.

The study of the characteristic of semiconductor lasers allows a definition of the appropriate applications corresponding to different emission wavelengths, to the mode and conditions of operation of the laser diode.

The spectroscopic applications, detection and analysis of gases impose a continuous operating mode with a monomode beam at room temperature. Many types of laser diodes fulfill these conditions.

Diode laser characterization techniques and some spectroscopic applications end this work.

Keywords: *Semiconductor laser, Double heterostructure laser, Maxwell equation, Dispersion equation, Characterization technique, Applications of lasers diodes.*

Remerciements

Les travaux décrits dans ce mémoire ont été effectués au sein du **Laboratoire de Physique des Composants à Semi-conducteurs (LPCS)** de la Faculté des Sciences de l'Université de Lomé en collaboration avec le **Laboratoire de Nanobiophotonique** de l'Institut de Recherche Expérimentale Interdisciplinaire « Institutul de Cercetari Experimentale Interdisciplinare » (ICEI) de l'Université Babes-Bolyai (Cluj-Napoca-Roumanie) et le **Groupe V** de l'Institut National de Physique Nucléaire « Istituto Nazionale di Fisica Nucleare » (INFN) section de Trieste (Italie).

J'adresse tous mes remerciements au Docteur Mohou Messanh A., Maître de Conférences, pour m'avoir accueilli au sein de son Laboratoire depuis le DEA et accepté de diriger ce travail. Je lui exprime toute ma gratitude pour sa confiance, sa disponibilité et son soutien.

Je tiens à témoigner ma gratitude à l'ensemble des collaborateurs, particulièrement ceux de l'Institut INFN (section de Trieste-Italie) grâce au programme ICTP-IAEA « Sandwich Training Educational Program (STEP) » d'**Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics (ICTP)** et ceux du Laboratoire de Nanobiophotonique à l'ICEI de l'Université Babes-Bolyai (Cluj-Napoca-Roumanie).

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à tous ceux qui, de près ou de loin, se sont intéressés à cette thèse et m'ont apporté leur soutien.

J'adresse tous mes remerciements au Professeur Simion Astilean, responsable du Laboratoire de Nanobiophotonique à l'Université Babes-Bolyai (Cluj-Napoca-Roumanie). Je tiens à lui témoigner ma gratitude pour m'avoir encadré lors de mon stage dans son Laboratoire grâce à la bourse Engen Ionesco de l'Agence Universitaire de la Francophonie et pour ses multiples conseils et encouragements. Je remercie tous les membres du Laboratoire de Nanobiophotonique.

J'adresse tous mes remerciements au Professeur Andrea Vacchi pour m'avoir accueilli au sein de son Groupe à l'Institut National de Physique Nucléaire « Istituto Nazionale di Fisica Nucleare » (INFN) section de Trieste (Italie). Je remercie Docteur L. Stoychev pour ses explications et conseils.

J'adresse au Professeur Toyi Assih de l'Université de Lomé (Togo) toute ma reconnaissance pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse et pour ces encouragements.

Tous mes remerciements vont également au Professeur Aboubaker Chedikh BEYE de l'Université UCAD de Dakar (Dakar-Sénégal) et au Professeur Kossi Napo de l'Université de Lomé (Togo) qui ont bien voulu juger ce travail en qualité de rapporteurs et membres de Jury de cette thèse.

Je remercie également le Professeur Mahouton Norbert Hounkonnou de l'Université d'Abomey-Calavi (Cotonou-Bénin) qui a bien voulu juger ce travail en qualité d'examineur et membre de Jury de cette thèse.

Je remercie les autorités de l'Université de Lomé et particulièrement les enseignants de la Faculté des Sciences pour leur soutien aux différentes formations doctorales.

Tous mes remerciements vont également aux membres du Laboratoire LPCS et du Laboratoire sur Energie Solaire, plus particulièrement aux camarades Phillipe, Komlan, Martial, Tchamyè, Ayi, Yaovi, Romaric, Théophile, Mazabalo, Abalo, Gawonou et aux Docteurs Quadjovie, Lare, Sodoga, Mani, Ouro-Djobo et tous les autres doctorants de l'Ecole doctorale Sciences des Matériaux.

Tous mes remerciements vont à Joëlle et Rebecca pour leur confiance et leur soutien tout le long de ce travail.

A toute ma famille, qui a toujours cru en moi et soutenu, mon grand merci.

Table des matières

Résumé	i
Remerciements.....	ii
Table des matières.....	iv
Liste des figures	viii
Liste des tableaux.....	xiii
Liste des Notations.....	xiv
Introduction générale	1
Références bibliographiques	3
Chapitre I Généralités sur les lasers	4
I.1 Introduction.....	4
I.2 Historique.....	4
I.3 Différents types de lasers et leurs applications	6
I.3.1 Lasers à solide	7
I.3.2 Lasers à gaz.....	8
I.3.3 Lasers à liquides ou à colorants (Dye lasers)	9
I.3.4 Lasers à électrons libres (LEL)	9
I.3.5 Lasers à atomes.....	10
I.3.6 Lasers à fibre	10
I.4 Principe de fonctionnement des lasers	11
I.4.1 Représentation schématique.....	11
I.4.2 Description du principe	12
I.5 Luminescence-Phénomène d'électroluminescence	14
I.5.1 Définitions	14
I.5.2 Absorption	15
I.5.3 Emission stimulée, émission spontanée.....	15
I.6 Théorie des lasers à semi-conducteurs	16
I.6.1 Condition d'émission laser	16
I.6.2 Condition de seuil d'un laser à semi-conducteur	17
I.6.3 Description des lasers à semi-conducteurs	19
I.6.4 Structure de base d'une diode laser	20
I.6.5 Différentes structures de diodes lasers.....	21
I.6.5.1 Lasers à double hétérostructure (DHL)	22
I.6.5.2 Lasers à puits quantiques	26
I.6.5.3 Lasers à contre réaction distribuée (DFB Distributed-Feedback)	27
I.6.5.4 Microlasers	27
I.6.6 Matériaux de base des lasers à semi-conducteurs	28
I.6.6.1 Méthodes de fabrication des hétérostructures	29
I.6.6.2 Propriétés et application des lasers à semi-conducteurs	30

I.7	Sécurité Laser	32
I.8	Conclusion	32
	Références bibliographiques	34
	Chapitre II Phénomènes de propagation dans les structures laser à semi-conducteurs	43
II.1	Introduction.....	43
II.2	Théorie électromagnétique	43
II.2.1	Modèle électromagnétique.....	43
II.2.1.1	Guides d'ondes optiques diélectriques	43
II.2.1.2	Exemple de structure d'une double hétérostructure laser	45
II.2.2	Equations d'ondes dans le cas de la structure laser planaire	46
II.2.3	Description des modes de propagation : ondes Transversales Electriques (TE) et ondes Transversales Magnétiques (TM)	48
II.2.3.1	Ondes Transversales Electriques (TE)	48
II.2.3.2	Conditions de continuité aux interfaces.....	50
II.2.3.3	Ondes Transversales Magnétiques (TM)	52
II.2.4	Distribution du champ électrique. Puissance optique	54
II.2.5	Equation de dispersion. Détermination de l'indice de réfraction efficace n_{eff}	55
II.2.6	Description de la méthode de l'indice effectif	57
II.3	Etude d'une structure laser planaire symétrique	58
II.3.1	Expressions du champ E_x	58
II.3.2	Calcul des constantes de propagation k_{y2} et d'atténuation α_{y1}	59
II.3.3	Profil d'irradiance	60
II.3.4	Longueur d'onde de coupure	61
II.4	Facteur de confinement optique	62
II.4.1	Structure laser planaire asymétrique	63
II.4.2	Structure laser symétrique.....	65
II.5	Applications aux structures guidantes d'une double hétérostructure laser 66	
II.5.1	Paramètres caractéristiques de la double Hétérostructure laser	67
II.5.2	Profil de l'indice effectif de la structure laser	68
II.5.3	Variation de l'intensité du champ à l'intérieur de la structure laser en fonction de la composition d'aluminium de la structure	70
II.5.4	Variation de l'intensité du champ à l'intérieur de la structure laser en fonction de l'épaisseur d de la zone active	72
II.5.5	Etude de la variation du facteur de confinement optique Γ avec les paramètres de la structure laser	75
II.6	Conclusion	77
	Références bibliographiques	79
	Chapitre III Distribution du champ électromagnétique à l'extérieur des structures laser à semi-conducteurs	81

III.1	Introduction	81
III.2	Modélisation du champ lointain	81
III.2.1	Structure laser	81
III.2.2	Définition du champ électromagnétique	82
III.3	Expression du champ lointain dans le plan orthogonal à l'hétérojonction	83
III.3.1	Rappel de l'expression du champ à l'intérieur de la structure laser.....	84
III.3.2	Détermination du champ transverse dans le plan orthogonal à l'extérieur de la structure laser symétrique.....	85
III.4	Etude de la variation du champ lointain de la DH laser Ga1-xAlxAsySb1-y/Ga1-x'Inx'Asy'Sb1-y'/Ga1-xAlxAsySb1-y	89
III.5	Résultats	90
III.6	Distribution du champ lointain transverse pour un laser à cascade quantique	96
III.6.1	Formulation mathématique.....	97
III.6.2	Résultats numériques	98
III.7	Conclusion	100
Références bibliographiques		101
Chapitre IV Techniques de caractérisation des lasers à semi-conducteurs : lasers à cascade quantique (QCLs)		103
IV.1	Introduction	103
IV.2	Techniques de Caractérisations	104
IV.3	Caractérisation des faisceaux lasers	104
IV.3.1	Distribution spatiale	104
IV.3.2	Système de matériaux de base des lasers QCLs	105
IV.3.3	Principe des lasers QCLs	106
IV.3.4	Différents modèles développés des structures lasers QCLs	109
IV.3.5	Différents types des lasers QCLs	109
IV.3.6	Divergence des faisceaux lasers (QCLs)	111
IV.4	Dispositif expérimental de caractérisation des lasers.....	111
IV.4.1	Montage expérimental.....	111
IV.4.2	Présentations du dispositif, description et compétence des appareils.....	113
IV.4.2.1	Partie 1 : La source et le contrôle de la température.....	113
IV.4.2.2	Partie 2 : Le chemin optique.....	117
IV.4.2.3	Partie 3 : La détection et la mesure.....	119
IV.5	Caractérisations et résultats	119
IV.5.1	Mesure de la puissance.....	119
IV.5.2	Spectre et démonstration d'accordabilité de l'émission laser des QCLs.....	121
IV.6	Conclusion	123
Références bibliographiques		124

Chapitre V Applications aux études spectroscopiques : développement des méthodes de biodétection	126
V.1 Introduction	126
V.2 Matériels requis nécessaires et méthodes utilisés	127
V.2.1 Matériels	127
V.2.2 Réactifs utilisés.....	129
V.3 Spectres d'absorption et spectres de luminescence.....	130
V.3.1 La spectrométrie d'absorption.....	130
V.3.2 La spectroscopie de photoluminescence	131
V.3.3 La mesure du rendement quantique de fluorescence	131
V.4 Résultats expérimentaux	132
V.4.1 Nanoparticules métalliques	132
V.4.2 Echantillons utilisés : Nanosphères d'or.....	133
V.4.3 Echantillons utilisés : Nanobâtonnets d'or.....	135
V.4.3.1 Synthèse de pépins de nanoparticules d'or	135
V.4.3.2 Croissance des nanobâtonnets d'or	135
V.4.4 Interaction entre des nanoparticules d'or et des molécules bifonctionnelles	138
V.4.4.1 Agrégats des nanosphères d'or par le cross-linking chimique par l'intermédiaire du 1,3- propanedithiol (1,3-PDT)	139
V.4.4.2 Agrégat des Nanobâtonnets d'or par le cross-linking chimique par l'intermédiaire du L- Cystéine 142	
V.5 Conclusion	144
Références bibliographiques	145
Chapitre VI Conclusion générale et perspectives.....	147
Annexe : Spectroscopie d'absorption UV–VIS-NIR.....	148
Liste de publications.....	149

Liste des figures

Figure I-1: Gammes de longueurs d'onde atteintes pour différents milieux laser.	6
Figure I-2 : Représentation schématique du principe d'un laser.	11
Figure I-3 : Principe de base d'une diode laser simple.....	13
Figure I-4 Transition interbande (A) et transition intersousbande (B).....	14
Figure I-5 : Interactions mises en jeu dans le milieu amplificateur : (a) l'émission spontanée, (b) l'absorption et (c) l'émission stimulée.....	16
Figure I-6 : Phénomène de désexcitation spontanée d'un atome et émission spontanée.....	16
Figure I-7: Schéma d'une diode laser sur substrat GaSb	21
Figure I-8 : Vue d'un laser homostructure.....	21
Figure I-9: Schéma représentant la couverture spectrale des longueurs d'onde des diodes lasers obtenues suivant les différentes filières de matériaux	23
Figure I-10 : Schéma des dispositifs qui caractérisent le fonctionnement des QCLs. (a) Unipolarité, transition optique entre sous bandes. (b) Cascade : beaucoup de photons par électron.	27
Figure I-11 : Schéma d'une diode laser VCSEL.....	28
Figure I-12 : Intensité des raies d'absorption de différents gaz entre 1 et 10 μm	31
Figure I-13: Symbole Laser	32
Figure II-1 : Guides d'ondes optiques : guides d'ondes planaires et fibre optique.....	44
Figure II-2 : Profils d'indice des guides. Guide d'ondes (plan) à saut d'indice (a) et guide d'ondes planaires à gradient d'indice (b).	44
Figure II-3 : Le modèle de la double hétérostructure laser	45
Figure II-4 : Illustration de la résolution graphique des équations transcendantes pour déterminer les modes possibles lorsque $R=1, 3, 5$	60
Figure II-5 : Profils d'irradiance des 4 modes TE se propageant lorsque $R=5$. Les traits noirs identifient les limites de la couche centrale	61
Figure II-6: Profil de l'indice effectif de la structure laser en fonction de son épaisseur et du mode (modes TE et modes TM) : guide $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ ($n_2=3,72$)/ $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}$ ($n_3=3,63$)	68
Figure II-7: Profil de l'indice effectif de la structure laser en fonction de son épaisseur et du mode (pour les modes TE) dans le cas de la structure laser $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$	

($n_2=3,72$)/ $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}$ ($n_3=3,63$) (A) et $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ ($n_2=3,72$)/ $\text{Ga}_{0,50}\text{Al}_{0,50}\text{As}_{0,01}\text{Sb}_{0,99}$ ($n_3=3,50$) (B).	69
Figure II-8 : Influence de la composition d'Aluminium sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active.	71
Figure II-9 : Influence de la composition d'Aluminium sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active.	72
Figure II-10: Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}$ ($n_3=3,63$)	73
Figure II-11: Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active ($\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}$ ($n_3=3,63$)).	73
Figure II-12 : Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active ($\text{Ga}_{0,66}\text{Al}_{0,34}\text{As}_{0,03}\text{Sb}_{0,97}$ ($n_3=3,59$)).	74
Figure II-13: Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active ($\text{Ga}_{0,50}\text{Al}_{0,50}\text{As}_{0,045}\text{Sb}_{0,955}$ ($n_3=3,50$)).....	74
Figure II-14: Variation du facteur de confinement Γ , obtenue par simulation, avec l'épaisseur de la couche active pour différentes concentrations en aluminium de la couche de confinement.....	76
Figure II-15: Variation du facteur de confinement Γ avec l'épaisseur de la couche active pour différentes concentrations en aluminium de la couche de confinement en utilisant l'équation (II.72)	77
Figure III-1 : Structure laser planaire et illustration du modèle de calcul du champ lointain	81
Figure III-2: Structure laser planaire et illustration du modèle de calcul du champ lointain.	84
Figure III-3: Illustration de la décomposition du vecteur d'onde k_0 en fonction de u.....	86
Figure III-4: Modèle de l'intensité du champ lointain pour la composition x d'aluminium de 27% pour l'épaisseur de la couche active de 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 et 1 μm	91
Figure III-5: Modèle de l'intensité du champ lointain pour la composition x d'aluminium de 34% pour l'épaisseur de la couche active de 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 et 1 μm	92
Figure III-6: Modèle de l'intensité du champ lointain pour la composition x d'aluminium de 50% pour l'épaisseur de la couche active de 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 et 1 μm	92
Figure III-7: Influence de la composition x d'Aluminium sur la valeur de l'écart des angles à mi-hauteur de l'intensité du champ lointain.	93
Figure III-8: Largeur à mi-hauteur ($\theta_{\perp}$) en fonction de l'indice de la couche active. L'indice de la couche de confinement est gardé constant et vaut 3,63	96
Figure III-9: Illustration de la diffraction d'un laser QCL	97

Figure III-10: Distribution du champ lointain d'un laser QCL dans les directions parallèle et perpendiculaire de la structure.....	99
Figure III-11: Image de la distribution du champ lointain à 10 mm de la face du laser. Les angles de divergence des faisceaux sont obtenus par ajustement au faisceau Gaussien pour le profil vertical et horizontal.	100
Figure IV-1 : Evolution et performances des lasers QCLs [1]	103
Figure IV-2: Faisceau laser du mode transverse (0,0) sortant d'un résonateur a miroir sphérique ayant la forme gaussienne.....	105
Figure IV-3 : Etat de l'art de performances des QCLs : Mode continu (carré), mode pulsé (gros points) pour les lasers sur le GaAs (bleu et vert) et l'InP (cyan et rouge).....	106
Figure IV-4 : Schéma : (A)-Principe des lasers QCL. (B)- Structure optimale avec région d'injection (Bound-to-continuum) d'un QCL.	107
Figure IV-5 : Profil de bande de conduction d'une portion de la zone active d'un QCL, montrant la transition intersousbande du laser et le recyclage des électrons.	108
Figure IV-6 : Exemple de structure d'un laser QCL.....	108
Figure IV-7: Exemple de modèles de structure d'un laser QCL. A- Modèle a résonance à double phonon, B- Modèle de bound-to-continuum.....	109
Figure IV-8 : Principe de cavité externe à laser QCL (configuration Littrow)	110
Figure IV-9 : Illustration typique de la divergence des lasers QCL à température ambiante	111
Figure IV-10: Principe de base d'installation des dispositifs pour les mesures des rayons IR et le diagramme d'instrumentation comprenant la source, le chemin optique, les détecteurs.	112
Figure IV-11: Présentation de la monture du laser avec le laser: plaque refroidissante, câblage pour les mesures électriques et de température.....	114
Figure IV-12 Quelques composants du dispositif de caractérisation des lasers. Les instruments sont: Optical meter, oscilloscope, lock-in amplifieur, contrôleur de température et pulser.....	116
Figure IV-13: Schéma électrique équivalent	115
Figure IV-14: Principe de fonctionnement du modèle de monochromateur à réseaux Czerny-Turner.....	118
Figure IV-15: Cross-section d'un réseau de diffraction	118
Figure IV-16 : Courbes I-V et puissance maximale des QCL entre 77K et 360K	120

Figure IV-17: Mesure de puissance sur un Alpes lasers DFB. La puissance maximale est de 0,3W en dessous de 150K.....	121
Figure IV-18 : Variation du spectre d'émission laser de deux Alpes lasers QCLs monomodes en fonction de la température.....	122
Figure IV-19 : Accordabilité due à la variation de la tension appliquée.	122
Figure IV-20 : Accordabilité due à de la variation de la température et de la tension appliquée.....	123
Figure V-1 : Banc de Spectrofluorimètre JASCO FP-6500-JASCO ADP-303T	127
Figure V-2 : Banc de Spectrofluorimètre JASCO FP-6500-JASCO ADP-303T.....	127
Figure V-3 : Dispositif à spectrophotomètre Raman (Portable Raman spectrophotometer -R-3000CN de Raman Systems) utilisant pour excitation le faisceau de diode laser 785 nm (λ_{ex})	128
Figure V-4 : <i>Dispositif utilisable en microscope Raman confocal (WiTec Alpha300 R) et en microscope à force atomique-AFM (WiTec Alpha 300 AFM microscope)</i>	129
Figure V-5: Diagramme de principe du spectromètre JASCO V-670 UV-VIS-NIR.....	130
Figure V-6 : Diagramme de principe du Spectrofluorimètre JASCO FP-6500	131
Figure V-7 : Différentes phases de synthèse de nanosphères d'or : A- solution de HAuCl_4 sur l'agitateur ; B-solution colloïdale de gold nanosphères.	133
Figure V-8 : Spectre d'absorption de gold nanosphères (520 nm).....	134
Figure V-9 : Images TEM des nanosphères d'or de 18 nm de diamètre (échelle 50nm).....	134
Figure V-10 : Différents ratios d'aspect de gold nanorods synthétisés.	136
Figure V-11 : Spectres d'absorption normalisés des nanobâtonnets d'or avec différents ratios d'aspect (a)-1.5, (b)-2 et (c)-2.5.	137
Figure V-12: Images TEM des nanobâtonnets d'or avec différents ratios d'aspect (a)-1.5 ; (b)-2 et (c)-2.5.....	138
Figure V-13 : Spectres d'absorption optique enregistrés en fonction du temps pour des solutions de nanoparticules d'or mélangées avec des molécules de dithiol et la référence. A: 2.10^{-2}M et B: 5.10^{-3}M de 1,3-PDT en solution finale	139
Figure V-14 : Spectres d'absorption optique enregistrés en fonction du temps pour des nanoparticules d'or mélangées avec des molécules de dithiol à 10^{-4}M de 1,3-PDT en solution finale. a-référence, b-nanoparticules liées, c- nanoparticules liées sur un substrat de quartz.	140

Figure V-15 : A- Image Topographique et B-Image vue 3D par AFM des nanoparticules d'or liées avec les molécules de dithiol a 10^{-4} M de 1,3-PDT en solution finale.	141
Figure V-16 (a) Spectre Raman Ordinaire de 1,3-PDT net. (b) Spectre SERS de 10^{-2} M 1,3-PDT en solution colloïdale d'or.....	141
Figure V-17 : Illustration éventuelle des liaisons des nanorods avec le L-Cystéine.	142
Figure V-18 : Image TEM (Transmission Electron Microscopy) des bioconjugués nanorods-L-Cystéine.....	142
Figure V-19 : Spectres d'absorption UV-VIS de nanorods d'or et des bioconjugués nanorods-L-Cystéine en fonction du temps.....	143
Figure V-20 : Spectres d'absorption UV-VIS de nanorods d'or et des bioconjugués nanorods-L-Cystéine en fonction de la concentration de L-Cystéine	143

Liste des tableaux

Tableau I-1 : Paramètres de Doubles Hétérostructures lasers	22
Tableau II-1: Indice de réfraction à 300K.....	68
Tableau III-1: Indice de réfraction à 300 K	90
Tableau III-2: Valeur de l'écart des angles à mi-hauteur.....	94

Liste des Notations

AFM : Atomic force microscopy	I : Courant injecté
AgNO₃ : Nitrate d'argent	I₀ : Intensité avant amplification du faisceau lumineux (Candela)
Al : Aluminium	In : Indium
AlN : Nitruire d'aluminium	InAs : Arséniure d'indium
As : Arsenic	InN : Nitruire d'indium
BC : Bande de conduction	InP : Phosphure d'indium
BV : Bande de valence	j : Densité de courant
CTAB : Cetyltrimethylammonium bromide	Jo : Courant de transparence
d : Epaisseur de la couche active	J_{th} : Densité de courant de seuil
DBR : Distributed Bragg Reflector	K : Vecteur d'onde
Dc(E) : Densité d'état	kp : Vecteur d'onde associé à la propagation de l'onde dans le milieu <i>p</i>
DEL : Diode electroluminescente	k_{Y2} : Constante de propagation dans la couche active
DFB : Distributed Feedback	L : Longueur de la cavité
DHL : Double Heterostructure Laser	LASER : <i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
$\vec{E}$: Champ électrique	LCD : Liquid Cristal Display
Eg : Largeur de la bande interdite	LEL : Les lasers à électrons libres
EJM : Epitaxie par jets moléculaires	LPE : Epitaxie en phase liquide (<i>Liquid Phase Epitaxy</i>),
FWHM . Full width at half maximum	MIR : Mid Infra Red (moyen infrarouge)
Ga : gallium	MASER : <i>Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
GaN : Nitruire de gallium	MBE « <i>Molecular Beam Epitaxy</i> »
GaSb : antimoniure de gallium	MOCVD(E) : <i>Metal Organic Chemical Vapour Deposition (Epitaxy)</i>
h : Constante de Planck	n_{eff} : Indice effectif
$\vec{H}$: Champ magnétique	n_g : Indice de groupe
HAuCl₄ : Acide tétrachloroaurique	
HEMT : Transistors à haute mobilité d'électrons	

ni : Indices de réfraction de la couche i	α : Coefficient global de pertes
P : Puissance optique	α_{fc} : Coefficient de pertes dues à l'absorption par les porteurs libres
PDT : Propanedithiol	α_i : Pertes internes
PL : Photoluminescence	α_{jvb} : Coefficient de pertes par absorption intervalence
QCL : <i>Quantum Cascade Laser</i>	α_s : Coefficient de pertes par diffusion
QD : Quantum Dot (boîtes quantiques)	α_{yp} : Constante d'atténuation dans les couches de confinement
Qwells : Quantum wells(Puits quantiques)	β : Constantes de propagation suivant l'axe de propagation
Qwires : Quantum wires (fils quantiques)	ϵ_p : Permittivité du milieu p
R1, R2 : Pouvoirs réflecteurs des faces de la cavité	η_i : Rendement quantique interne
RQF : Rendement quantique de fluorescence	$\theta_{\perp}$: Divergence de l'angle dans le plan orthogonal à la jonction de la structure
Sb : Antimoine	λ : Longueur d'onde
SERS : Surface-Enhanced Raman Scattering	μ_p : Perméabilité du milieu p
TE : Onde Transversale Electrique	ρ : Densité de courant
TEM : Transmission Electron Microscopy (Microscopie à Transmission électronique)	$\tau_{e,t}$: Coefficient de capture des photons par les électrons et trous libres.
TM : Onde Transversale Magnétique	ν : Fréquence
UV–VIS–NIR : Ultraviolet- Visible-Near Infrared (proche infrarouge)	ϕ : Moyenne des déphasages induits par les miroirs
V : Tension appliquée au bac	Γ : Facteur de confinement
VCSEL : <i>vertical-cavity surface emitting laser</i>	$\Phi(\vec{r},t)$: Fonction d'onde
VECSEL : <i>Vertical External Cavity Surface Emitting Laser</i>	ΔF : Ecart de Fermi
wx, wy : Tailles du faisceau dans les directions perpendiculaire et parallèle à la jonction	

Introduction générale

Le LASER, acronyme anglais de «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», est une émission stimulée de radiations lumineuses amplifiées. Le laser est un dispositif qui émet une lumière concentrée de façon spatiale, spectrale et temporelle [1]. Les lasers en général, et surtout les lasers à semi-conducteurs en particulier, sont utilisés dans plusieurs domaines d'applications tels que : la télécommunication, la médecine, la détection des gaz polluants etc. [2]. Leur quasi-présence dans notre vie quotidienne témoigne de la prolifération et de l'ampleur croissante de leur utilisation. Le laser est au cœur de la révolution technologique qui embrasse aujourd'hui la photonique, l'optique et l'électronique.

Les lasers à semi-conducteurs ou diodes lasers sont devenus, aujourd'hui, des dispositifs qui se retrouvent dans les sciences de hautes technologies [3]. On les rencontre dans des dispositifs familiers tels que, les scanners de codes bars utilisés dans les supermarchés, les imprimantes lasers dans les bureaux, les lecteurs de disques compacts.

Les diodes lasers sont largement utilisées dans les industries, pour la soudure et la coupure des métaux et des matériaux, la chirurgie et le diagnostic en médecine, dans les communications optiques, dans la détection des polluants et le contrôle de la pollution atmosphérique, dans la métrologie et la recherche scientifique [1-3]. Les raies d'absorption de nombreux gaz polluants (CH_4 , CO_2 , CO , ...), présentes dans le domaine du moyen infrarouge (MIR), peuvent être analysées par spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables, permettant des applications telles que la surveillance de pollution ou l'aide au diagnostic médical [4].

Aujourd'hui, on assiste à un développement des lasers et surtout celui des diodes lasers. Certains derniers types de lasers développés constituent les lasers à cascade quantique (QCLs), les lasers à électrons libres et les lasers à fibres.

Le sujet de cette thèse est l'«Etude des caractéristiques électriques et optiques des lasers à semi-conducteurs». Cette thèse est consacrée à la caractérisation des diodes lasers et évoque l'influence des différents paramètres de la structure laser sur les caractéristiques du faisceau émis.

Cette thèse est structurée en cinq (5) parties.

Le chapitre I présente les généralités sur les lasers. Il met en évidence leur principe de fonctionnement ainsi que leurs différents domaines applications.

Le chapitre II est entièrement consacré à la théorie électromagnétique dans la DH lasers à partir des équations de Maxwell. L'évolution du champ proche à l'intérieur du laser est réalisée.

Le chapitre III met en évidence le rôle respectif des paramètres caractéristiques de la DH laser sur la variation de l'intensité du champ rayonné à grande distance ainsi que sur la largeur à mi-hauteur.

Le chapitre IV est consacré aux techniques de caractérisation des diodes lasers QCLs ainsi qu'à l'analyse des résultats expérimentaux.

Le chapitre V est consacré à nos résultats originaux sur la caractérisation des nanoparticules d'or à partir des applications spectroscopiques des lasers.

A l'issue de ces chapitres, une conclusion générale résume l'ensemble de ces travaux et propose plusieurs orientations possibles pour l'avenir de nos projets.

Références bibliographiques

- [1] V. Berger
Principes physiques des lasers à semi-conducteurs
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/2000/pdf/berger.pdf>
EDPSciences2002
- [2] M.Garcia et al.
An AlGaAs–GaAs quantum cascade laser operating with a thermoelectric cooler for spectroscopy of NH₃
Optics Communications 226, 39–43, 2003
- [3] J. Wilson and J. F. B. Hawkes
Laser principles and Application
International Series in Optoelectronics, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 15-45
(1987)
- [4] David BARAT
Lasers monofréquences à base de GaSb émettant à 2,6 μm pour l'analyse de gaz
Thèse de doctorat, Université Montpellier II Sciences et Techniques du LANGUEDOC,
2007

Chapitre I Généralités sur les lasers

1.1 Introduction

Le laser est devenu un outil d'une importance inestimable pour l'humanité. Les diverses applications des lasers se retrouvent dans les sciences, les communications, le traitement, la fabrication et la transformation des matériaux, la médecine, le divertissement et l'affichage, l'art, le stockage et le traitement des données, la détection environnementale et militaire, l'énergie et la métrologie [1-3].

Du fait de leur petitesse, de leur compacité et de leur facilité de manutentions, les diodes lasers arrivent à répondre à presque toutes les attentes et exigences [3]. On remarque qu'au cours de ces quatre dernières décennies, l'état de la recherche de pointe en physique, chimie, biologie et médecine est étroitement lié à l'utilisation du rayonnement des différents systèmes à laser. Les coûts de production deviennent de plus en plus faibles grâce à la fabrication en masse. La compacité des dispositifs et la large gamme de longueur d'onde d'émission accessible (du visible à l'infrarouge), favorisent les multiples champs d'application. Le phénomène laser se produit aujourd'hui dans tous les états de la matière : solides, liquides, gaz et plasmas [1].

On distingue ainsi des lasers à solides, des lasers à gaz, des lasers à liquide, des lasers à fibres et des lasers à électrons libres. Le nombre et le type de lasers ainsi que leur gamme de longueur d'onde d'émission ne cessent de se développer [4].

Dans ce chapitre, il sera question de donner une brève historique sur les lasers, de faire un inventaire des différents types de lasers et leurs applications, de décrire une diode laser et son principe de fonctionnement.

1.2 Historique

L'histoire de la technologie laser est vieille d'environ un demi-siècle. Les dispositifs lasers sont connus et sont utilisés dans des applications surtout au cours de ces dernières décennies. La technologie du laser est basée sur la physique atomique. Les physiciens, N. Bohr en 1913, par sa théorie de la structure de l'atome d'hydrogène, et A. Einstein en 1917, par l'introduction du concept de l'émission stimulée, ont posé les fondations de cette technologie [5]. L'idée de pompage optique découverte par A. Kastler en 1949 [6] apporta une évolution dans la technologie laser. Le processus d'inversion de population [7,8] résulte du fait que les particules excitées sont plus nombreuses que de particules au repos.

Depuis la découverte de l'émission stimulée par Einstein, ce n'est qu'en 1953 que J. P. Gordon, H. J. Zeiger et Ch. H. Townes ont conçu le premier MASER "*Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*" à l'ammoniac (NH_3) avec une inversion de population par tri moléculaire [9,10]. De nombreux scientifiques comme N. G. Bassov, A. M. Prokhorov [11], A. L. Schawlow et Ch. H. Townes [10] ont contribué dans les années suivantes à l'adaptation des théories aux longueurs d'ondes du visible. On utilisa le rubis par excitation lumineuse, pour émettre de la lumière rouge (couleur du rubis). Ce fut le premier laser en 1960 par T. Maiman par oscillation des ions chrome Cr^{3+} [12]. On arriva à provoquer l'inversion de population aussi par décharge électrique ou par des réactions chimiques.

A. Javan élabore en 1960 le laser à Hélium-Néon (laser He-Ne) avec inversion de population par pompage électrique [13] et en 1962, White, Ridgen, Patel élaborent aussi le laser He-Ne émettant à la longueur d'onde $\lambda=6328\text{\AA}$ [14, 15]. En 1962, les lasers à semi-conducteurs émettant dans le domaine de l'infrarouge apparaissent [16,17] puis en 1966, P. Sorokin et *al.* et F. P. Schäfer et *al.* ont construit le premier laser à liquide [18, 19]. Signalons que plusieurs limitations tant techniques que théoriques (l'émission stimulée délicate à obtenir, les miroirs ont un pouvoir réflecteur inférieur à 90%, l'élaboration du laser, la statistique et la distribution de Boltzmann) ont retardé l'évolution du laser.

L'une des toutes premières applications industrielles du laser, 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 dans du diamant. Cette opération fut réalisée en 15 minutes, alors qu'une application classique prenait 24heures. En 1967, P. Houlcroft découpe 2,5 mm d'acier inoxydable à une vitesse de 1m/min, sous dioxygène avec un laser CO_2 de 300W et conçoit la première tête de découpe [19]. Il faut attendre l'association des lasers à des machines adaptées pour qu'ils soient implantés en milieu industriel. Les premières plates formes industrielles sont implantées. Le laser devient un moyen de lecture en 1974, avec l'introduction des lecteurs de codes-barres [20]. En 1978, les lasers discs sont introduits, mais les disques optiques ne deviennent d'usage courant qu'en 1982 avec le disque compact [21].

Au cours de ces deux dernières décennies, une révolution s'implante dans presque tous les domaines concernant l'utilisation des lasers. D'autres types de lasers suivront, toujours plus perfectionnés et adaptés aux besoins de diverses industries et de la recherche scientifique. C'est ainsi que les lasers sont classés en différents grands groupes en fonction de la nature du milieu excité. On distingue des lasers à solides, des lasers à gaz, des lasers à liquide, des lasers à électrons libres et les lasers à fibres.

Pour le cas des lasers à semi-conducteurs, la capacité de développer des structures spéciales de couches atomiques par épitaxie en phase liquide (LPE), épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE « *Molecular Beam Epitaxy* ») et des dépôts chimiques des organo-métalliques en phase vapeur (MOCVD(E) « *Metal Organic Chemical Vapour Deposition (Epitaxy)* ») a conduit à de nombreuses nouvelles structures et des configurations d'exploitation, comme puits quantiques et super-réseaux, boîtes quantiques et à une prolifération de nouvelles longueurs d'onde laser accessibles [3]. C'est l'exemple des Lasers à Cascade Quantique (QCLs), qui par leur conception, arrivent à défier le spectre électromagnétique par des longueurs d'onde laser jusqu'à l'infrarouge lointain. La figure I-1 résume les longueurs d'onde d'émission correspondant aux différents types de lasers [22]. Les lasers à gaz peuvent émettre aux longueurs d'onde supérieures à 3,9 μm . Les lasers à liquides émettent en général dans le visible et le proche infrarouge. Les lasers à solides émettent de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain.

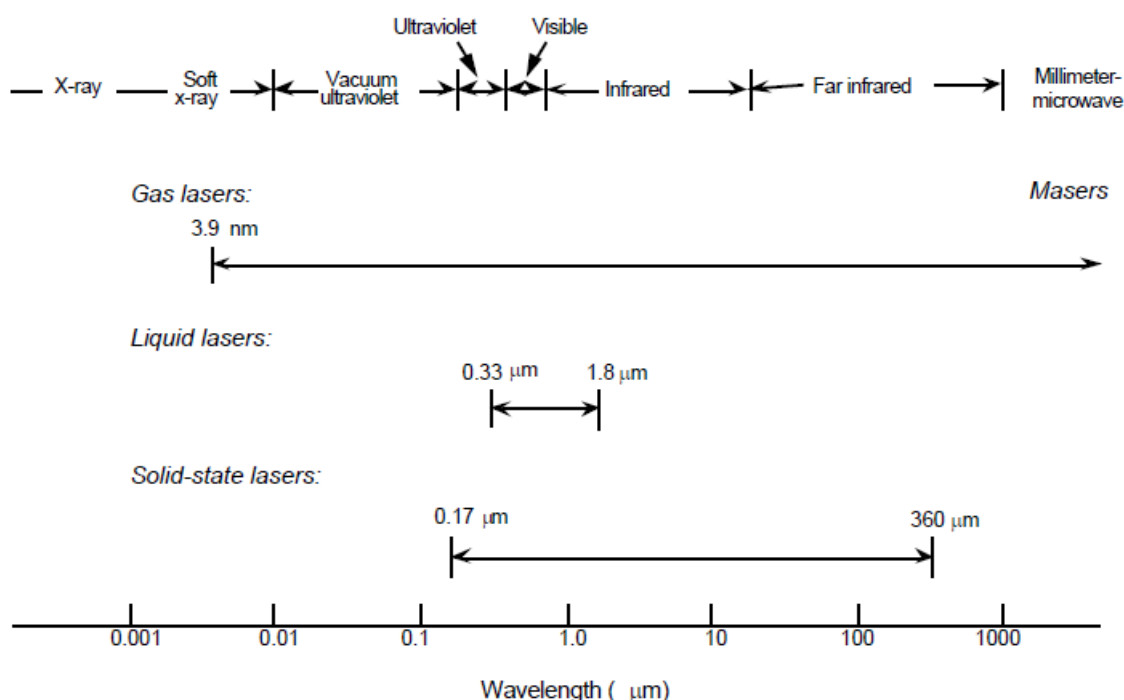


Figure I-1: Gammes de longueurs d'onde atteintes pour différents milieux laser.

I.3 Différents types de lasers et leurs applications

Nous pouvons classer les lasers en cinq (5) grands groupes en fonction de la nature du milieu excité. On distingue : des lasers à solides (cristaux et semi-conducteurs), des lasers à gaz, des lasers à liquide, des lasers à fibres et des lasers à électrons libres.

Ces grands groupes de lasers peuvent être subdivisés en plusieurs sous-groupes. Ils peuvent être classés en fonction du mode de fonctionnement, de la température et de la longueur d'onde d'émission ainsi qu'en fonction de leur puissance et du temps d'impulsion. C'est ainsi qu'un laser peut fonctionner en mode continu ou en mode pulsé. Il opère aux températures cryogéniques ou aux températures élevées. Il existe des lasers aux courtes ou aux grandes longueurs d'onde. En fonction du temps d'impulsion, l'on rencontre des lasers ultra-brefs (lasers femtosecondes) [23] et des lasers de faibles ou de fortes puissances d'émission. A ces différents types de lasers correspondent des différents domaines d'applications. Nous présentons par la suite un classement en fonction du milieu excité.

I.3.1 Lasers à solide

On retrouve des différents types de lasers à solides qui se distinguent par la géométrie du milieu amplificateur. Les lasers à solide comprennent les lasers basés sur des ions paramagnétiques, molécules de colorant organiques, et centres de couleur dans des hôtes cristallins ou amorphes. Les lasers à semi-conducteurs sont aussi des dispositifs à l'état solide, bien que, dans le milieu actif, la nature de recombinaison des électrons et des trous soit différente de celle des dopants ou des centres de défauts utilisés dans les autres lasers à solide. Nous nous intéresserons plus aux lasers à semi-conducteurs.

Les lasers à solide cristallin sont des lasers qui fournissent la plus grande puissance utile. Ils utilisent des cristaux et le verre comme milieu d'émission et de propagation de lumière. Ils sont très appréciés pour les applications industrielles. Il s'agit des cristaux de rubis et de verre dopés au néodyme. Ils génèrent des impulsions brèves (10^{-15} s). Ils interviennent dans des études de phénomènes physiques de courtes durées. Ils étendent aujourd'hui la gamme de leurs longueurs d'ondes aux rayons ultraviolets et aux rayons X (utilisation de phosphore de potassium et interaction des photons avec l'Yttrium). 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+} ...). Ils produisent des puissances de l'ordre du kilowatt en continu et du Gigawatt en régime pulsé. Ils sont utilisés dans la soudure, le marquage et la découpe de matériaux [23]. Les lasers à solides pompés par diode sont extrêmement robustes et possèdent des durées de vie supérieures à 10 000 heures. Les lasers à solide émettent en général dans le rouge et le proche infrarouge.

Les lasers à semi-conducteurs sont principalement formés d'une diode afin de produire un faisceau lumineux [24].

Le pompage se fait à l'aide du courant électrique en générant des électrons et des trous au niveau de la jonction et par suite de recombinaison de ces porteurs, la lumière est produite. L'excès de charges est injecté dans la région active grâce au champ électrique extérieur appliqué à travers une jonction p-n ou dans une hétérostructure composée de plusieurs couches de matériaux semi-conducteurs ayant différentes énergies de bande interdite, mais en treillis appariés.

Les techniques de croissance de structures spéciales à couches atomiques (LPE, MBE et MOCVD (E)) ont conduit à une explosion de nouvelles structures et configurations des lasers à semi-conducteurs. Lorsque les dimensions du matériau semi-conducteur sont devenues inférieures à 100 nm, les effets quantiques modifient l'énergie de bande interdite. Les puits quantiques résultent de la claustration dans une dimension, les fils quantiques dans deux dimensions, et les boîtes quantiques en trois dimensions. La longueur d'onde des lasers à puits quantiques varie en fonction de l'épaisseur des puits quantiques ou de la composition du matériau [25, 26].

En utilisant des matériaux à de constantes de réseaux différentes, on peut réaliser un système efficace laser. Le matériau laser peut être unique et élémentaire, mais, généralement il se présente sous forme des semi-conducteurs composés de binaires, ternaires ou quaternaires de groupes II-VI, III-V, IV-VI de la classification périodique et d'autres composés [8, 24]. Les diodes lasers utilisent leurs faces clivées comme miroirs de cavité.

Les lasers à semi-conducteurs présentent plusieurs avantages: couplage direct entre l'énergie électrique et la lumière: l'utilisation en télécommunication des fibres optiques. Ce sont des dispositifs lasers peu coûteux, bien compacts et de petite taille. Le faisceau des lasers à semi-conducteurs couvre presque tout le domaine du visible. On atteint aujourd'hui l'infrarouge lointain pour les applications Terahertz.

Ils sont utilisés dans des dispositifs de pompage, des pointeurs, des imprimantes, des lecteurs optiques, de stockage optique, de contrôle de la pollution atmosphérique, de mesure de distance et de contre-mesure [27-29]. Toutefois la lumière est moins directionnelle mais cohérente et le spectre est moins pur. Cela n'influence pas les multiples applications de ces diodes lasers.

I.3.2 Lasers à gaz

Pour les lasers à gaz, le milieu générateur de photons est un gaz pur ou un mélange de gaz ou encore un métal chauffé à l'état vapeur et contenu dans un tube de verre ou de quartz. Le faisceau émis est particulièrement étroit avec une fréquence très pure [9, 10, 13] ; c'est l'exemple du laser He-Ne. Les lasers à dioxyde de carbone qui émettent dans l'infrarouge, parviennent à produire de fortes puissances aussi bien en mode continu qu'en mode pulsé.

Parmi les lasers à gaz les plus courants, on trouve de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain:

- lasers à excimères tels que les lasers à ArF, KrF et XeCl qui émettent à 193 nm, 249 nm et 308 nm, respectivement;
- lasers à argon ionisé présentent des raies dans le bleu et dans le vert;
- lasers à He-Ne émettent à 543,3 nm, 632,8 nm, 1,15 μm et 3,39 μm ;
- lasers à CO₂ émettent autour de 9,6 μm et de 10,6 μm .

Les lasers à CO₂ sont les seuls à être vraiment efficaces (rendement de 10 à 20 %). Ils sont utilisés dans l'industrie pour le traitement des matériaux telles que la coupure et la soudure.

Les lasers à gaz sont souvent des lasers encombrants et nécessitent un refroidissement par une grande quantité d'eau. Même si les lasers à gaz dans le visible (lasers à Argon, lasers He-Ne) tendent à être remplacés par des lasers à solides, les lasers à excimères et les lasers à CO₂ restent très utilisés en traitement des matériaux, en chirurgie et en spectroscopie.

I.3.3 Lasers à liquides ou à colorants (Dye lasers)

Il s'agit d'un milieu utilisant des molécules organiques en solution liquide enfermé dans une fiole de verre émettant en général dans le visible. Le pompage se fait par flashage ou par un laser auxiliaire à gaz. C'est un laser à rayonnement continu ou discontinu suivant le pompage. Les fréquences émises sont réglables; on obtient des appareils avec de grande précision spectrale [18, 19]. En effet, les colorants sont des molécules organiques complexes qui possèdent une multitude de niveaux d'énergie. 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 oeuvre est lourde et délicate. Il faut éviter de détruire les molécules par du pompage en faisant circuler le colorant 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.

I.3.4 Lasers à électrons libres (LEL)

Ils sont très particuliers et sont utilisés en recherche fondamentale. La lumière n'y est pas produite par des atomes préalablement excités mais par un rayonnement synchrotron produit par des électrons accélérés. Le milieu amplificateur d'un LEL est constitué d'un faisceau d'électrons de haute énergie, soumis à une force périodique transverse à sa direction de propagation [30, 31].

En général, les LEL ont une limite de cohérence transversale de diffraction. Le mode de production est proche généralement à un TEM₀₀ mode gaussien. Leur rayonnement couvre des rayons X à l'infrarouge [32, 33].

Ils sont utilisés dans la recherche scientifique et surtout en physique de surface et de matières condensées, traitement de surface, synthèse de matériaux, séparation isotopique [34] et en médecine.

Les LEL sont uniques dans le monde des lasers car ils constituent des sources de rayonnement les plus facilement accordables. En effet, dans le cas des lasers classiques, la longueur d'onde est figée car elle est déterminée par l'énergie correspondant à une transition dans une molécule ou un atome, tandis que dans un LEL où les électrons sont «libres», la longueur d'onde peut être réglée en changeant l'énergie du faisceau ou la valeur du champ magnétique de l'onduleur.

I.3.5 Lasers à atomes

La technique de refroidissement d'atomes conduit aux phénomènes de condensation de Bose-Einstein: un état particulier de la matière où tous les atomes se retrouvent dans le même état quantique. Ceci permit l'avènement des lasers à atomes (1997) par l'équipe de Wolfgang Ketterle à partir d'un condensat de Sodium [35].

Ils sont d'un intérêt fondamental, car ils sont utilisés dans des études de l'atome, dans les corrélations quantiques de particules massives [36] et dans les phénomènes de transport quantique [37].

Ils sont d'un intérêt pratique pour l'holographie et pour l'interférométrie atomique en raison de leur sensibilité aux champs d'inertie [38].

I.3.6 Lasers à fibre

Dans le cas des lasers à fibre, le milieu amplificateur est une fibre optique dopée aux ions des terres rares [39, 40]. Les lasers à fibre de silice dopée ont permis l'émission de rayonnement laser entre les longueurs d'onde 0,6 μm et 2,1 μm grâce respectivement à l'ion samarium (Sm) et à l'ion Thulium (Tm). Les longueurs d'onde d'émissions laser à 1,05 μm et 1,55 μm sont obtenues grâce aux ions ytterbium (Yb) et erbium (Er), respectivement. Le pompage de ces lasers peut être longitudinal ou transverse. Le pompage des lasers à fibre se fait de plus en plus par diode laser et de manière longitudinale.

Un des avantages très important des lasers à fibre est qu'ils possèdent une excellente dissipation thermique. Un système de refroidissement est très souvent inutile, ce qui n'est pas le cas d'autres lasers solides. De plus s'il y a échauffement, celui-ci ne joue pas sur les propriétés de guidage de la fibre ni sur les propriétés de la cavité. Les cavités peuvent être très variées selon le type de mode laser que l'on souhaite développer (continu, impulsion). Une des caractéristiques principales d'un laser à fibre est le confinement du signal laser dans la structure laser. Ces lasers sont très utilisés dans les télécommunications par la transmission optique et dans la médecine [41].

Le laser se retrouve aujourd'hui sous plusieurs formes. Il intervient dans beaucoup de domaines d'applications. Le laser devient de plus en plus fiable, compact et puissant surtout les diodes lasers. Il est assez difficile de donner une liste exhaustive des lasers et leurs fonctions car les applications sont multiples. On ne peut que faire un classement en fonction des propriétés du rayonnement laser.

I.4 Principe de fonctionnement des lasers

I.4.1 Représentation schématique

Il existe plusieurs types de lasers mais les quatre éléments fondamentaux d'un laser sont regroupés sur la Figure I-2.

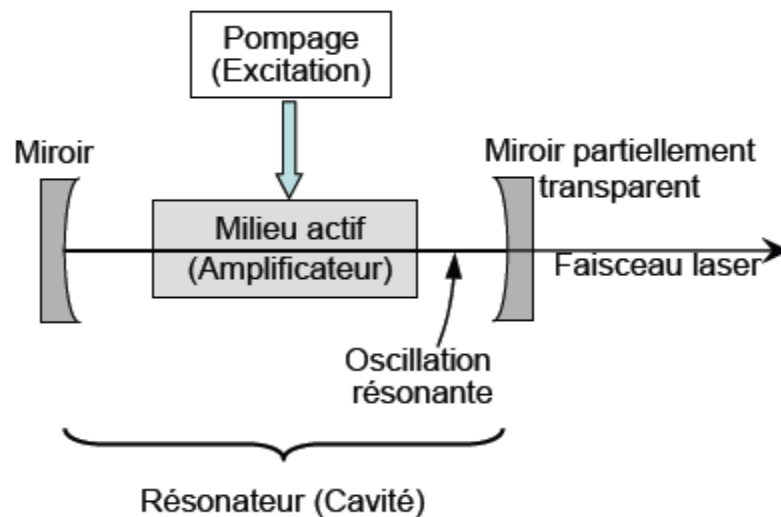


Figure I-2 : Représentation schématique du principe d'un laser.

Il s'agit de:

1. Un **milieu amplificateur** constitué d'atomes, de molécules, d'ions ou d'électrons dans un gaz, d'un plasma, d'un liquide ou d'un solide. Il a pour rôle d'accroître la puissance d'une onde au cours de sa propagation;
2. Un **système d'excitation** (ou de **pompage**) qui permet de créer les conditions d'une amplification du rayonnement électromagnétique (inversion de population);
3. Un **résonateur optique** (ou **cavité**) qui crée les conditions d'une oscillation laser résonante (cavités linéaires Fabry-Perot, cavités en anneau ou autres...);
4. Un **couplage de sortie** qui permet d'utiliser une partie du rayonnement stocké dans la cavité (miroir de sortie, lame séparatrice, etc.).

A l'intérieur tout comme à l'extérieur du résonateur, on peut ajouter d'autres éléments dispersifs pour adapter les propriétés spectrales du laser aux besoins de l'utilisateur (réseaux, miroirs), des commutateurs temporels pour créer des impulsions, des milieux non linéaires qui produisent une conversion de fréquences (doublage, triplage, addition, soustraction, effet Raman, émission paramétrique, etc.).

I.4.2 Description du principe

En général, le milieu laser amplificateur excitable est placé dans une cavité résonante qui fournit un rayonnement d'onde cohérente et monochromatique par émission stimulée.

Le principe consiste à exciter les électrons du milieu actif et à y déclencher l'émission stimulée de photons. Le photon injecté dans le milieu produit l'excitation d'un atome qui, lors de sa désexcitation, produit un autre photon qui est identique à celui injecté. Ces deux photons produisent à leur tour deux autres photons et ainsi de suite. Le photon stimulé prend strictement les mêmes caractéristiques que le photon de départ. En répétant ce phénomène, il est possible de créer une lumière composée de photons tous identiques, de même couleur, émis en même temps, de même phase et dans la même direction comme une copie conforme les uns des autres. On obtient alors une lumière laser qui est monochromatique.

L'excitation du milieu permet d'obtenir une occupation anormale des niveaux d'énergie élevés -l'inversion de population- favorisant ainsi l'émission stimulée par rapport à l'émission spontanée aléatoire. Le rayonnement est accumulé entre deux surfaces réfléchissantes constituant la cavité résonante qui le relâche sous forme de faisceau. Deux miroirs (l'un semi-réfléchissant) aux extrémités se renvoient les photons émis. La lumière s'intensifie à chaque passage jusqu'à ce qu'elle soit libérée.

Particulièrement pour les diodes laser, le milieu amplificateur est un semi-conducteur; la structure résonante est généralement constituée de cavité Fabry Pérot et le processus de pompage est électrique. Ainsi la diode laser est assimilable à une jonction à semi-conducteur polarisée en direct et qui laisse passer un fort courant d'électrons qui peuplent la bande de conduction réalisant alors l'inversion de population.

Le principe de conservation d'énergie détermine la longueur d'onde d'émission. L'énergie du photon serait égale à la largeur de la bande interdite. L'émission stimulée est basée sur le phénomène d'électroluminescence et le peuplement de la bande de conduction par injection d'un courant.

Le principe de conservation des moments lors de la recombinaison ou absorption entraîne la nécessité que le matériau soit 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). La figure I-3 décrit le principe de diode laser.

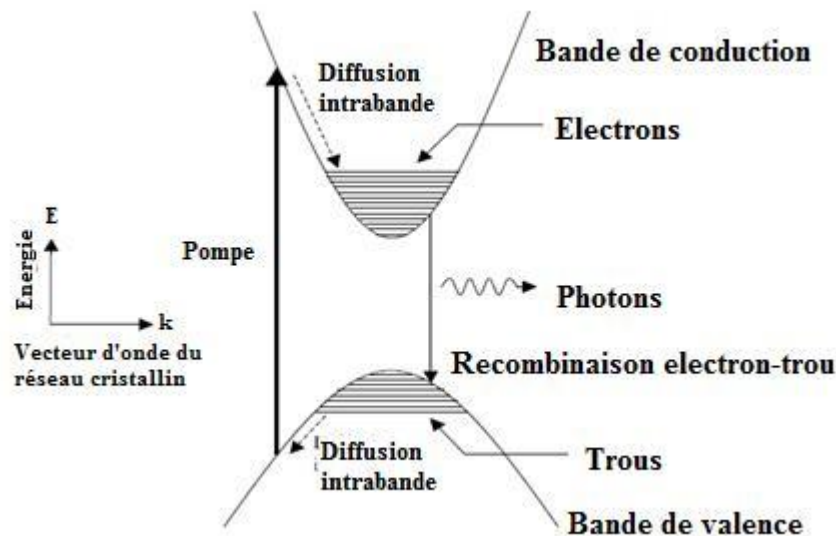


Figure I-3 : Principe de base d'une diode laser simple

Une couche d'indice optique supérieur constitue le guide d'onde optique. Cette couche est prise entre deux couches d'indice inférieur. Les extrémités clivées constituent les faces planes et jouent le rôle des miroirs semi-réfléchissants pour former la cavité. Les trous de la région de type P sont injectés dans la région du type N où les électrons dominent. De même les électrons de la région de type N sont injectés dans la région du type P. Lorsque ces deux porteurs se trouvent à la même place, il se produit une recombinaison par émission spontanée et un photon est émis avec une énergie égale à l'énergie de la bande interdite.

L'émission spontanée est nécessaire pour initier l'oscillation laser. Mais ce phénomène est inefficace une fois que l'oscillation ait commencé. Lorsque l'électron et le trou peuvent coexister en un temps court avant la recombinaison, un photon d'énergie égale à l'énergie de recombinaison peut causer une nouvelle recombinaison par émission stimulée. Un photon de mêmes caractéristiques que le premier se produit.

L'émission stimulée cause un gain optique qui croît lorsque le nombre d'électron et de trou injectés dans la jonction croît. La zone de gain est entourée de cavités optiques. Le guide d'onde optique sert à confiner la lumière en ligne étroite. L'onde lumineuse passe dans la cavité et s'amplifie par émission stimulée.

On obtient la lumière laser lorsque l'amplification surpasse les pertes. Les conditions de création d'un rayonnement cohérent sont celles de résonance:

- ✓ le gain sur un aller-retour doit être supérieur aux pertes ;
- ✓ le déphasage sur un aller-retour doit être un multiple de 2π .

Ce principe n'est plus valable aujourd'hui pour des diodes lasers évoluées telles que le Laser à Cascade quantique (QCL). Le QCL un laser unipolaire où l'émission lumineuse prend place lorsque l'électron fait des transitions entre des niveaux d'énergie à confinement induit dans la même bande de conduction avec un pompage électrique intersousbande [25, 42]. La figure I-4 montre la différence entre la transition interbande (*figure I-4A*) chez les diodes lasers traditionnelles et la transition intersousbande (*figure I-4B*) sur laquelle les QCLs sont basés. Le rayonnement dépend de la recombinaison électron-trou pour la diode simple alors que celui-ci dépend de la largeur du puits quantique pour les QCLs. Ce qui montre dans le cas des QCLs que la longueur d'onde ne dépend pas du matériau utilisé mais de la manipulation des électrons dans la bande de conduction.

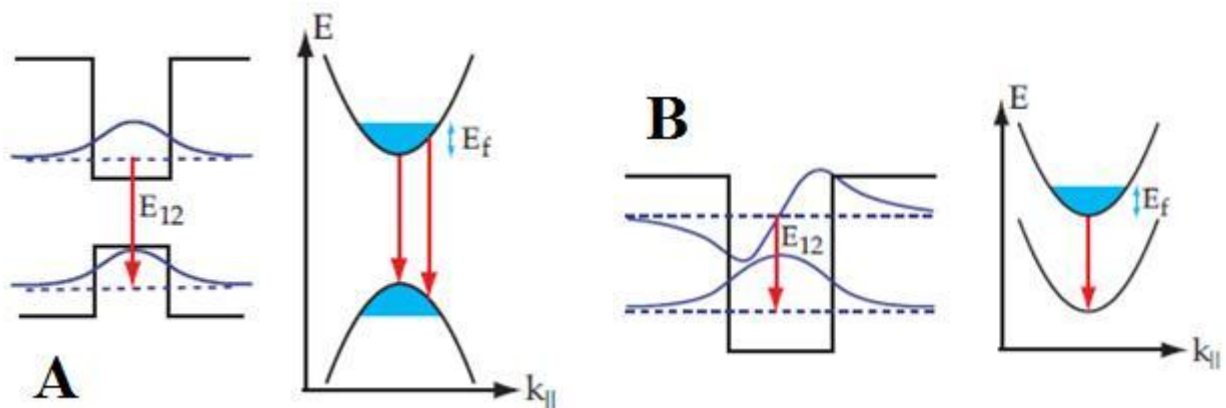


Figure I-4 Transition interbande (A) et transition intersousbande (B)

I.5 Luminescence-Phénomène d'électroluminescence

I.5.1 Définitions

La luminescence est l'ensemble de phénomènes d'émission de lumière par les transitions électroniques dans un matériau excité. Les frères Curie la définirent comme une émission lumineuse non purement thermique [43]. Les premières observations du phénomène d'électroluminescence ont été confirmées sur les matériaux inorganiques tels que le Carbure de Silicium et le Sulfure de Zinc dès 1923 par O.V. Lossev en appliquant des tensions aux bornes des matériaux [44].

Les derniers développements concernaient les semi-conducteurs inorganiques tels que le Silicium (Infrarouge), l'Arséniure de Gallium (visible) [45], les composés III-V et II-VI et leurs alliages [46]. L'électroluminescence des matériaux organiques voit le jour avec la molécule d'anthracène en 1963 par Pope et *al.* [47]. De nouveaux matériaux organiques comme les ITO/PVK/Al et ITO/PEDOT/PVK/Alq/MgAg [48] et les polymères PVK (Poly (N-vinylcarbazoles) [49, 50], les poly(fluorènes) et le Complexe bi-nucléaire de Ru(II) [51] sont explorés pour une meilleure adaptation aux diodes électroluminescentes et aux lasers organiques semi-conducteurs. D'autres sources de luminescence sont la thermoluminescence, la chimiluminescence, la cathodoluminescence (irradiation d'électron) et la turbo luminescence (frottement mécanique). Pour l'électroluminescence, on distingue l'électroluminescence prédisruptive (effet Destriau) [52] et l'électroluminescence à injection [53].

L'amélioration des structures des diodes optiques dans lesquelles sont incorporés les meilleurs matériaux électroluminescents de grande pureté a permis la réalisation et la commercialisation des afficheurs alphanumériques et des dispositifs d'affichages complexes (écrans publicitaires, écrans plasma, LCD « Liquid Cristal Display» ou écran à cristaux liquides , etc.).

I.5.2 Absorption

Lorsque l'atome est éclairé par un rayonnement électromagnétique, il peut passer d'un état n à un état n' supérieur à n , en prélevant l'énergie correspondante sur le rayonnement. On peut interpréter ce processus comme l'absorption d'un photon d'énergie faisant passer l'atome du niveau d'énergie E_n vers le niveau d'énergie $E_{n'}$. La condition de résonance correspond alors à la conservation de l'énergie. Dans les semi-conducteurs, le processus de génération radiative se produit lorsqu'un photon incident cède son énergie à un électron de la bande de valence et le fait monter dans la bande de conduction, créant une paire électron-trou.

I.5.3 Emission stimulée, émission spontanée

L'émission est le phénomène inverse de l'absorption, c'est lorsque l'atome excité revient dans l'état d'énergie plus bas avec émission d'énergie sous forme de photon. L'atome, lors de sa désexcitation peut passer par plusieurs états intermédiaires avec autant de photons émis d'énergie égale à la différence entre état initial et état final. Il faut noter que l'émission peut être spontanée ou stimulée par un photon d'énergie égale à celle d'un photon que l'atome produirait spontanément. Les figures I-5 et I-6 montrent les phénomènes d'émission spontanée, de l'absorption et de l'émission stimulée.

Lorsqu'on apporte d'énergie à la matière, certaines particules, comme les atomes, les ions et les molécules, excités peuvent libérer leur énergie par émission spontanée de photons.

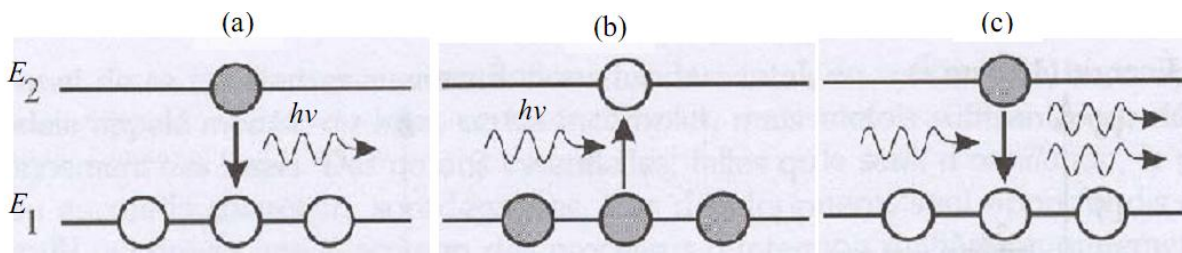


Figure I-5 : Interactions mises en jeu dans le milieu amplificateur : (a) l'émission spontanée, (b) l'absorption et (c) l'émission stimulée

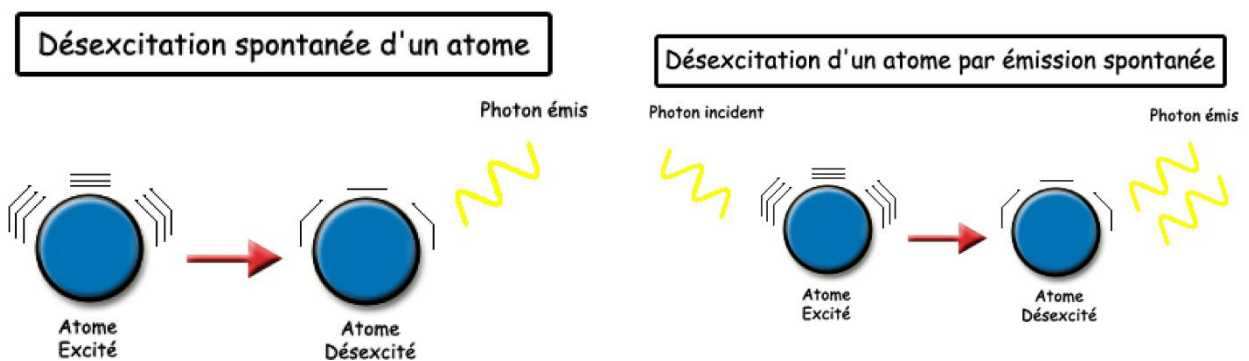


Figure I-6 : Phénomène de désexcitation spontanée d'un atome et émission spontanée

Au cours de l'émission stimulée ou de l'émission spontanée, le photon émis prend strictement les mêmes caractéristiques, à savoir la couleur, la direction de la trajectoire et la phase, que le photon incident [54].

I.6 Théorie des lasers à semi-conducteurs

I.6.1 Condition d'émission laser

Les lasers à gaz exploitent la résonance atomique et moléculaire avec des états métastables comme milieu amplificateur. Les lasers à solides utilisent souvent les métaux (Chrome, Lithium, Titane) ou les ions de terres rares (Erbium, Néodyme, Praséodyme) dans une matrice d'isolants (verre). Mais les lasers à semi-conducteurs sont de simples jonctions formées des couches épitaxiées avec de différents dopages n et p (Strontium, Sélénium, Carbone, Magnésium, Zinc). La durée de vie des premiers lasers étant très réduite, c'est la double hétérojonction qui réduisit, pour la première fois, le courant de seuil considérablement, car elle assure le confinement d'électrons et de trous dans la région active et un bon guide de l'onde optique [55]. Les compositions des diodes doivent tenir compte de la correspondance de maille cristalline.

On introduit le guidage par indice à la place du guidage par gain au niveau latéral. L'introduction des réseaux couplés à la structure guidante du laser permet de bonnes propriétés de bruit et de modulation. L'oscillation de couches actives assez épaisses dans le sens vertical produit des lasers verticaux à la température ambiante.

Dans la théorie, l'effet laser n'est réalisable que si la condition de Bernard et Durrafourg [56] est vérifiée, elle dit que: un semi-conducteur devient transparent lorsque la tension appliquée à la diode excède $h\nu/q$ (si l'on néglige la chute de tension dans les couches de confinement) quelle que soit la température. En 1961, Bernard et Durrafourg donnent la condition nécessaire pour obtenir l'effet laser :

$$E_g \leq h\nu \leq \Delta F \quad (I.1)$$

Où ΔF est l'écart de Fermi et E_g est la largeur de la bande interdite, h est la constante de Planck et ν est la fréquence.

Berstein [57] et Blaquièrre [58] ont établi la formule de la largeur spectrale d'un oscillateur. Lax [59], en 1967 et Henry [60], plus tard complètent cette formule en tenant compte du facteur de couplage α (amplitude-phase) et de la variation de la conductance optique en fonction de la fréquence optique (Diodes couplées à une cavité externe).

La largeur spectrale est donnée par la formule suivante :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \quad (I.2)$$

Où n_g est l'indice de groupe, L est la longueur de la cavité.

En régime linéaire Schawlow et Townes établissent la formule de la largeur spectrale d'un laser [10]. Petermann montre que la courbure d'une fonction d'onde qui apparaît dans les lasers à guidage par gain peut être la cause d'un élargissement spectral [61, 62].

D'autres auteurs contribuent au développement des équations d'évolutions qui permettent d'évaluer les taux de modulation et de fluctuation à une fréquence électrique quelconque. Nilsson et Yamamoto ont montré qu'une diode laser peut être modulée en fréquence lentement si elle comporte au moins deux éléments actifs différents [63].

I.6.2 Condition de seuil d'un laser à semi-conducteur

L'augmentation de la tension appliquée aux bornes de la jonction entraîne l'augmentation du courant traversant la jonction P-N ainsi que la densité des porteurs de charges dans la zone de charge d'espace (ZCE).

Si τ est le temps nécessaire à la recombinaison et d la largeur de la zone de recombinaison, la densité d'électrons (trous) n dans la zone est donnée par [8]:

$$n = \frac{j\tau}{qd} \quad (\text{I.3})$$

Où q est la charge du porteur et j la densité de courant.

C'est ainsi qu'on augmente la population électronique lorsque le courant augmente provoquant alors l'inversion de population. Donc à faible courant on aura l'absorption dans la zone de déplétion: la bande de valence (BV) est pleine d'électrons mais la bande de conduction (BC) est vide. L'augmentation de population d'électrons et de trous dans la zone de déplétion élève (respectivement abaisse) le quasi-niveau de Fermi (E_{fc} , E_{fv}) en bande de conduction (respectivement en bande de valence) et se rapproche du bas de la BC (respectivement du haut de la BV). La différence entre les deux quasi-niveaux de Fermi est égale à la chute de potentiel eV.

La probabilité d'occupation étant devenue supérieure à 1/2, alors l'émission surpasse l'absorption dans la zone spectrale proche du gap (c'est le courant seuil de transparence). Le gain est donné par [8] :

$$g(\omega) = \alpha_0(\omega) [f_c(E_i) - f_v(E_f)] \quad (\text{I.4})$$

où $\alpha_0(\omega)$ est le coefficient d'absorption ($t=0$), $f_c(E_i)$ (resp. $f_v(E_f)$): la probabilité d'occupation d'un état initial (resp. final) dans la BC (resp. BV), ω la fréquence.

Le gain est fonction du nombre de porteurs

$$n = \int_{E_g}^{\infty} D_c(E) f_c(E, E_{f,c}) dE \quad (\text{I.5})$$

où $D_c(E)$ est la densité d'état.

Pour que le gain soit positif -inversion de population- il faut que $f_c(E_i) - f_v(E_f) \geq 0$. Soit $qV = E_{fc} - E_{fv} \geq h\nu$ avec $h\nu$ est l'énergie de photon. Cette inégalité constitue la condition de Bernard et Durrafourg. Lorsque le courant augmente et atteint une certaine valeur, on obtient l'inversion de population puis le gain nécessaire à l'oscillation laser : c'est le courant de seuil. La cavité laser n'est que deux faces clivées du semi-conducteur taillées dans des plans cristallins du matériau parallèles jouant ainsi le rôle de miroirs (coefficient de réflexion d'environ 30%). Les miroirs multicouches se déposent sur ces faces améliorant la performance des dispositifs.

- Condition sur le gain

La densité de photons ne peut être maintenue dans la cavité que si l'intensité reste inchangée après un trajet aller et retour des photons. Le courant seuil est atteint alors pour l'effet laser [8]. On a d'après la loi de Beer-Lambert:

$$I_0 e^{(g_{seuil} L)} e^{(-\alpha L)} \times R_1 \times e^{(g_{seuil} L)} e^{(-\alpha L)} \times R_2 = I_0 \quad (I.6)$$

Où I_0 est l'intensité avant amplification du faisceau lumineux (Candela), g est le gain (cm^{-1}), R_1 et R_2 sont les pouvoirs réflecteurs des faces de la cavité et L est la longueur de la cavité.

L'équation de seuil est alors :

$$g_{seuil} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (I.7)$$

α est le coefficient global de pertes.

- Condition sur la phase

Une condition sur la phase est donnée sous la forme [64] pour que le champ diverge:

$$kL + \varphi = p\pi \quad \text{avec} \quad p \in \mathbb{N}^* \quad (I.8)$$

Où k représente le vecteur d'onde $2\pi n_g / \lambda$, φ est la moyenne des déphasages induits par les miroirs.

I.6.3 Description des lasers à semi-conducteurs

Les lasers à semi-conducteurs et les lasers conventionnels ont les mêmes propriétés fondamentales (rayonnement quasi monochromatique, directivité des faisceaux émis). Les lasers conventionnels sont siège des transitions radioactives entre niveaux d'énergie discrets alors que les premières diodes lasers présentent des transitions entre niveaux d'énergie distribués dans la bande de valence et dans la bande de conduction. Le pompage par injection est dominant et facile à mettre en œuvre dans les diodes lasers. Ces dernières sont très petites avec une zone active étroite et une grande divergence des faisceaux. Les propriétés des matériaux (Eg, variation d'indice) conditionnent les caractéristiques (spectrale et spatiale) des diodes lasers traditionnelles.

Les premières diodes lasers furent des lasers à Hétérojonction. Elles nécessitent des courants seuils très élevés à température ambiante (35 à 100 KA.cm^{-2}) avec un guide optique peu efficace. Les hétérostructures sont apparues pour assurer le confinement des porteurs et de la lumière dans une direction perpendiculaire à la jonction. C'était une idée de Kroemer, Alferov et leurs collègues d'utiliser le $\text{GaAs-GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ (x =composition) [65].

En 1967, l'on maîtrise les technologies des hétérostructures III-V et en 1969 les premiers lasers à hétérostructures virent le jour [66].

Ces lasers sont capables de fonctionner en continu et à température ambiante. On distingue des hétérostructures simples, double hétérostructures [67], hétérostructures à confinement séparé. Le confinement est réussi grâce aux variations de la largeur de la bande interdite et de l'indice de réfraction.

Dans les hétérostructures, il y a une réduction de l'absorption de la lumière laser. On obtient ainsi un courant confiné latéralement par une structure en ruban qui règle les problèmes de dissipation thermique et une faible densité de courant. Les concepts de base des lasers avec réseau (DFB Distributed Feedback) sont formulés dans "Inventor's Certificate" en 1971 [66]. Dans la même année Kogelnik et Shank proposent de remplacer les cavités Fabry Pérot par des volumes de périodicité inhomogénique [68]. Ils utilisent certaines approches pour fabriquer des DFB et DBR (Distributed Bragg Reflector) qui donnent de bonnes performances plus tard.

Aujourd'hui, grâce aux nouvelles structures évoluées, le contour des diodes laser est saisi. Les lasers à cascade quantique [69] couvrent désormais les gammes de longueur d'onde d'émission laser non explorées. Ce sont des lasers à semi-conducteurs unipolaires, qui tirent leur gain optique des transitions entre sous-bandes dans la bande de conduction de puits quantiques couplés. Les sources laser à émission verticale par la surface de haute cohérence apparaissent pour réduire la consommation électrique. Il s'agit du VECSEL (*Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) et du VCSEL (*vertical-cavity surface emitting laser*) [70, 71]. Des lasers aux boîtes quantiques (*quantum dots*) semi-conductrices viennent supplanter les puits quantiques en améliorant drastiquement les propriétés des diodes laser [72].

I.6.4 Structure de base d'une diode laser

Trois principes fondamentaux régissent la réalisation d'une diode laser :

1. Une **zone de recombinaison** (production du gain optique par émission stimulée) ;
2. Une **cavité optique** fournissant la réaction nécessaire (cavité Fabry Pérot ou variation d'indice des réseaux de Bragg comme réflecteurs) ;
3. Un **guide optique** permettant le confinement des rayonnements.

L'ensemble du milieu amplificateur et de la cavité optique constitue un oscillateur laser. Le développement des sources lasers est motivé par le besoin d'étendre la gamme spectrale accessible, d'améliorer la pureté spectrale et la qualité du faisceau, d'augmenter la plage d'accordabilité, de réaliser des systèmes plus compacts et compatibles aux applications désirées.

La figure I-7 décrit une diode laser à semi-conducteurs émettant par la tranche à base de GaSb. On pourrait y voir la structure de base des lasers à semi-conducteurs qui présente les couches de confinement et la couche active. Le schéma d'une diode laser à homostructure est donné par la figure I-8 [73].

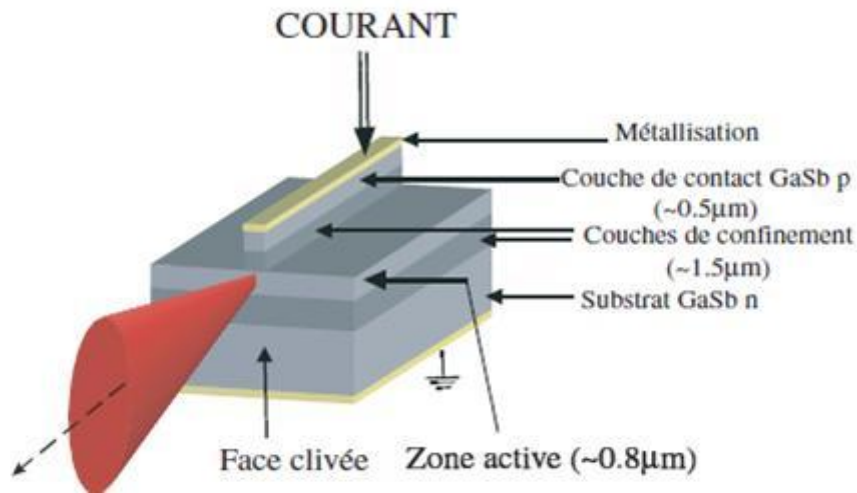


Figure I-7: Schéma d'une diode laser sur substrat GaSb

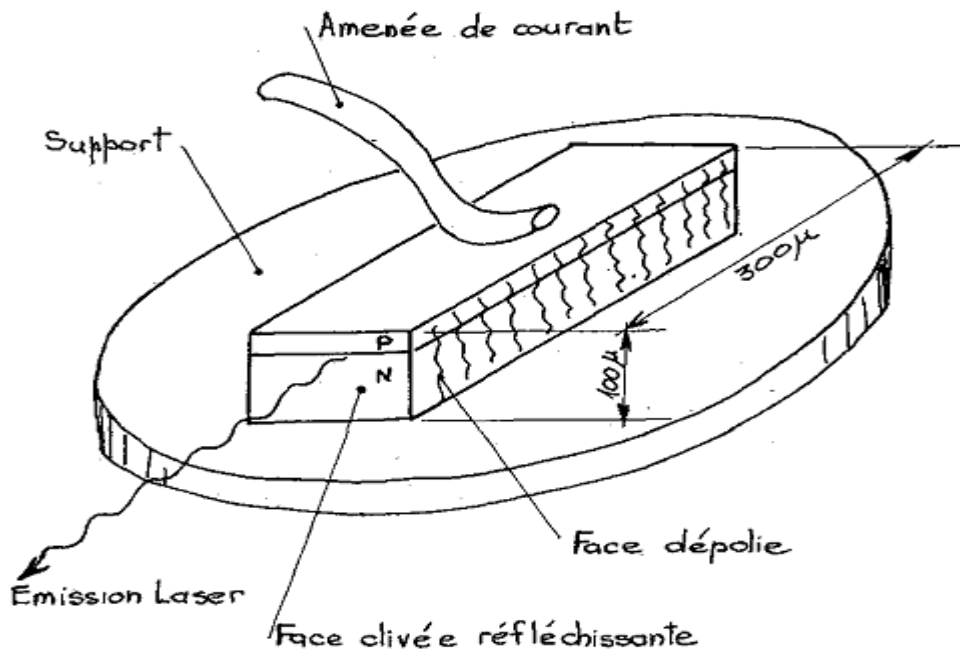


Figure I-8 : Vue d'un laser homostructure

I.6.5 Différentes structures de diodes lasers

Des structures de diodes lasers sont développées de nos jours permettant d'améliorer les qualités et l'efficacité de ces lasers.

I.6.5.1 Lasers à double hétérostructure (DHL)

Les lasers à Homojonction sont peu efficaces et nécessitent plus de puissance pour fonctionner.

Quant aux diodes lasers à double hétérostructure, un matériau à petit bandgap est pris en "sandwich" entre deux couches de matériaux à grand bandgap. C'est la jonction entre des matériaux de différents bandgaps qui constitue l'hétérojonction. Ainsi deux hétérojonctions forment la double hétérostructure. Dans ces lasers, les électrons et les trous sont confinés au milieu de la couche active. Et les paires électrons-trous contribuent à l'amplification de la lumière. Il se produit des recombinaisons radiatives formant à cet effet l'inversion de population. Lorsque le gain et les pertes seront égaux, la structure commence à produire de la lumière; le guidage des photons est aussi possible.

La double hétérostructure a permis l'observation de l'effet laser en régime continu et à température ambiante en URSS et aux USA au printemps 1970 [66, 67]. Plus tard, dans les années 90, [74] et F. Pitard et *al.* [75] ont étudié des doubles hétérostructures GaInAsSb/GaAlAsSb pour produire des lasers fonctionnant en continu à 80 K et émettant vers 1,95 μ m et vers 2,17 μ m à 298 K. L'étude des paramètres physiques de ces DH lasers a été réalisée par J. Leclercq et *al.* [76]. D'autres groupes ont travaillé dans cette technologie pour apporter leur contribution à l'amélioration des caractéristiques des diodes lasers [77]. Le tableau I-1 montre un exemple de structure d'une DH laser [76]. On peut lire l'épaisseur des couches et leurs indices de réfraction à $\lambda=2,37\mu$ m.

Tableau I-1 : Paramètres de Doubles Hétérostructures lasers

couche	dopage (cm ⁻³)	Épaisseur (μ m)	énergie gap (eV)	indice de réfraction ($\lambda=2,37\mu$ m)
GaSb (contact)	$p \approx 10^{18}$ (dopage Ge)	0,4	0,73	3,8
Ga _{0,77} In _{0,23} As _{0,20} Sb _{0,80} confinement	$p \approx 10^{18}$ (dopage Ge)	2	1,32 (indirect en L)	3,45
Ga _{0,53} Al _{0,47} As _{0,04} Sb _{0,96} couche active	$p \approx 10^{18}$ (résiduel)	1	0,52	3,62
Ga _{0,77} In _{0,23} As _{0,20} Sb _{0,80} confinement	$n \approx 10^{18}$ (dopage Te)	3	1,32 (indirect en L)	3,45
GaSb (substrat)	$n \approx 0,7-1 \times 10^{18}$ (dopage Te)	100	0,73	3,8

F. Pitard et *al.* [75] ont obtenu par épitaxie en phase liquide des doubles hétérojonctions Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,02}Sb_{0,98}(p)/Ga_{0,83}Al_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}(p)/Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,02}Sb_{0,98} (n) sur substrat GaSb (100)n.

Ils ont réalisé des diodes lasers à guidage par le gain émettant dans l'infrarouge moyen avec les longueurs d'ondes d'émission 1,95µm (80 K-150mA) et 2,17µm (298 K-1,2 A) pour une puissance de l'ordre du milliwatt.

Ils ont obtenu par une modélisation l'indice de la couche active au seuil égal à $n_{act}=3,79$. Ces diodes lasers sont très bonnes pour la transmission par fibres optiques [78], dans le domaine de la spectroscopie des gaz pour l'analyse de la pollution atmosphérique [79].

Parmi les matériaux capables d'émettre dans le moyen infrarouge, on peut citer les solutions solides III-V, avec des alliages comme le sel de Plomb dopé au Cadmium ou aux terres rares [80] ou le Tellure de Cadmium et de Mercure HgCdTe [81]. Des diodes lasers à hétérostructures ont été réalisées à partir de GaInAsSb/GaAlAsSb [82], InAsSb/InAsSbP [83] InGaAs/InAsPSb [84] et InGaAs/InAsSb. Il faut signaler que la filière GaSb fournit un faisceau cohérent à température ambiante.

La figure I-9 résume les diverses filières et technologies exploitées avec leurs longueurs d'ondes d'émission respectives [85].

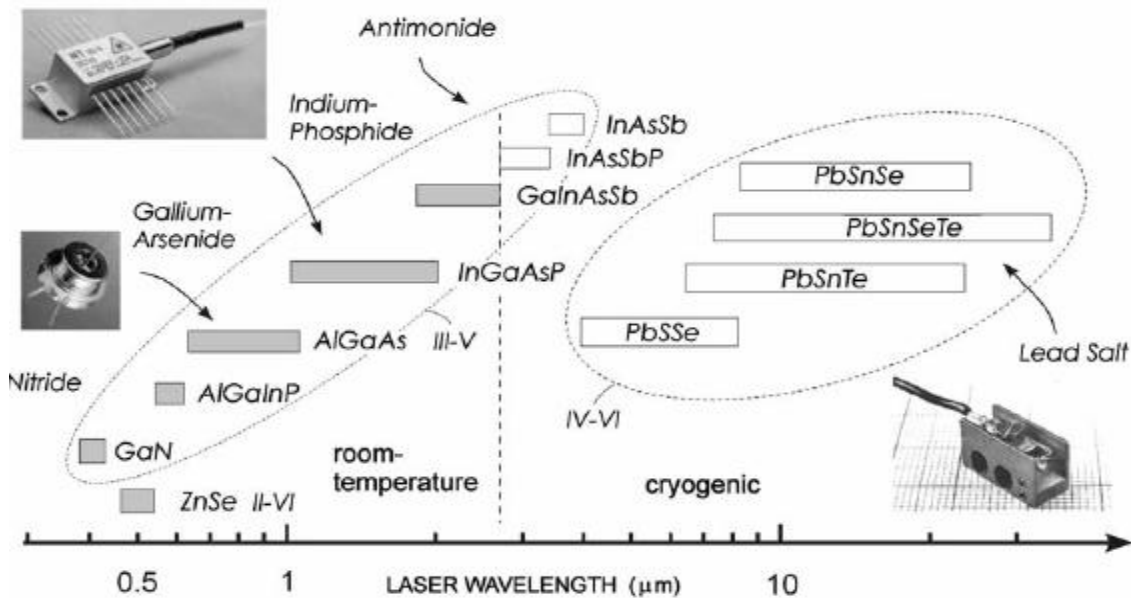


Figure I-9: Schéma représentant la couverture spectrale des longueurs d'onde des diodes lasers obtenues suivant les différentes filières de matériaux

Le calcul du gain net est donné par la relation :

$$G = \Gamma g - \alpha - \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (I.9)$$

où α est le coefficient global de pertes, g le gain seuil, Γ , le facteur de confinement, L , la longueur de cavité et R , l'intensité de réflectivité sur les faces.

Le confinement électrique est obtenu grâce aux barrières énergétiques contre la diffusion des électrons et des trous qui apparaissent respectivement au niveau de l'hétérojonction isotype p/p et de celle p/n par suite des différences d'énergies gaps et d'affinité électronique des couches épitaxiées. Le facteur de confinement optique Γ est le rapport de l'intensité de l'onde électromagnétique se propageant dans la couche active par l'intensité totale. Botez [86] a donné une approximation de Γ pour une structure guidante planaire passive (ni perte sans gain) symétrique sous la forme:

$$\Gamma \approx D^2 / (2 + D^2) \text{ avec } D = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{(n_2^2 - n_1^2)} \quad (\text{I.10})$$

D est un paramètre de phase normalisée, fonction de l'épaisseur de la couche active d , de la longueur d'onde λ et de l'indice de réfraction de la couche active n_2 et celui de la couche de confinement n_1 .

Donc le facteur de confinement est grand lorsque d est grand.

Le rendement quantique différentiel externe est défini par:

$$\eta d = \frac{2q}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad (\text{I.11})$$

Il est élevé à basse température. Le coefficient global de pertes internes α est donné par:

$$\alpha = \alpha_{fc} + \alpha_{jvb} + \alpha_s \quad (\text{I.12})$$

Avec α_{fc} : coefficient de pertes dues à l'absorption par les porteurs libres

α_{jvb} : coefficient de pertes par absorption intervalence

α_s : coefficient de pertes par diffusion

$\alpha_{fc} = \tau_e N + \tau_t P$ où $\tau_{e,t}$ est le coefficient de capture des photons par les électrons et trous libres.

On obtient le spectre d'émission grâce à un spectromètre. L'indice de groupe vaut:

$$n_g = n \left[1 - \left(\lambda/n \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \right] \quad (\text{I.13})$$

J.L. Leclercq et ses collaborateurs [76], dans leur étude des diodes lasers planaires à ruban et à guidage par le gain à partir des doubles hétérostructures $\text{Ga}_{0,77}\text{Al}_{0,23}\text{As}_{0,20}\text{Sb}_{0,80}/\text{Ga}_{0,53}\text{Al}_{0,47}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ par épitaxie en phase liquide (LPE) sur un substrat de GaSb(100), ont obtenu l'effet laser vers $2,1\mu\text{m}$ à 80 K (en régime continu) et vers $2,37\mu\text{m}$ à 292 K (en régime pulsé) avec des courants de seuil de 265 mA (80K) et 4A (à température ambiante). Ces lasers ont leur application dans les communications optiques, les transmissions radar à travers les fenêtres atmosphériques, la détection de gaz à distance.

Ils ont utilisé aussi la méthode de Hakki et Paoli [87] pour déterminer le gain optique avec l'expression du gain relatif à un mode donné sous la forme:

$$G_m = (1/L) \left[\ln \frac{r^{1/2} - 1}{r^{1/2} + 1} - \ln R \right] \quad (I.14)$$

Avec L, la longueur de la cavité résonante; r, la profondeur de modulation ($r = (P_i + P_{i+1}) / 2V_i$) où $(P_i + P_{i+1}) / 2$ est la moyenne de l'intensité de deux pics consécutifs et V_i , l'intensité de la vallée intermédiaire et R la réflectivité des faces de cavités (30%).

Ils ont calculé le paramètre d'élargissement de raie α ou facteur de Henry qui caractérise le couplage entre les variations de l'indice de réfraction n et celles du gain optique G induites par les fluctuations de la densité des porteurs de charges N [88] et qui a la forme [89] :

$$\alpha = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dG/dN} \quad (I.15)$$

Ce paramètre détermine plusieurs propriétés des diodes lasers [90] surtout la largeur de raie [91] et la variation de l'indice est donnée par :

$$dn_m = \frac{\lambda}{2L\Delta\lambda} d\lambda \quad (I.16)$$

$$\alpha = \frac{2\pi}{L\Delta\lambda} \frac{d\lambda}{dG_m} \quad (I.17)$$

avec dG_m la variation du gain modal et $d\lambda$ celle de la longueur d'onde.

La valeur trouvée de α (80K, $\lambda = 2,096\mu\text{m}$) est $3,8 \pm 1,3$ [76]. Baranov obtient $\alpha = 3,1$ (80K, $\lambda = 1,8\mu\text{m}$) pour une diode laser à GaInAsSb/GaSb [91]. D'autres travaux ont obtenu aussi $\alpha = 2,5$ (300K, $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ -GaInAsP) [88], $\alpha = 6,5$ (1,3-1,5 μm -300K-GaInAsP) [92], $\alpha = 2,8$ ($\lambda = 0,85\mu\text{m}$ -GaAlAs). Une grande valeur de α proviendrait de l'influence des porteurs libres dans des matériaux à faible gap.

Des auteurs ont évalué le coefficient de recombinaisons non radiatives Auger. Ils écrivent le courant injecté pour une concentration N de porteurs injectés de la façon suivante:

$$I = qV(AN + BN^2 + CN^3) \quad (I.18)$$

Où V est le volume de la couche active; A, le coefficient de recombinaisons non radiatives sur centres profonds (zone active et interfaces); B, le coefficient de recombinaisons spontanées, C, le coefficient de recombinaisons non radiatives Auger global. L'effet Auger est le mécanisme prédominant à température ambiante dans les matériaux à semi-conducteurs à une grande longueur d'onde.

I.6.5.2 Lasers à puits quantiques

Ils sont formés des couches minces d'épaisseur inférieure à 20nm. Les porteurs et les photons sont fortement confinés dans la couche active et on observe un faible courant de seuil avec une puissance très élevée. Le laser à puits quantiques est un laser à semi-conducteur, utilisant un seul type de porteurs, où se déroulent deux phénomènes de la mécanique quantique: l'effet tunnel et le confinement quantique.

Le concept était bien défini depuis 1971 mais il a fallu les travaux du groupe de Faist [25] pour avoir de concrètes applications. On peut citer les différentes formes :

- ❖ **Les lasers à puits quantiques W** ont permis de réduire les processus parasites de relaxation par effet Auger. C'est une série de doubles puits (bande de conduction et bande de valence en forme de W). Le profil du potentiel conduit à un fort couplage entre les états quantiques fondamentaux d'électrons et de trous pour une efficacité optique ;
- ❖ **Les lasers à Cascade Quantique (QCLs)** révolutionnent les domaines lasers dans les années 90 [25] en couvrant le moyen et lointain infrarouge. Ils sont unipolaires et mettent en jeu des transitions optiques entre sous-bandes dans la bande de conduction de puits quantiques.

Dans les lasers à semi-conducteurs conventionnels, la lumière est produite par recombinaison d'électron-trou à travers la bande interdite. La largeur de la bande interdite détermine la longueur d'onde du laser. Il s'agit d'une approche complètement différente pour les lasers à cascade quantique. Ici les électrons font des transitions entre les états liés dus aux confinements quantiques dans les couches alternées ultraminces. Les puits quantiques résultants restreignent le mouvement de l'électron dans la direction perpendiculaire au plan des couches: c'est le confinement optique. Leurs caractéristiques ne dépendent pas totalement des propriétés des matériaux. La zone active n'est plus une jonction p-n mais une structure unipolaire n-n (figure I-10a). On obtient un potentiel artificiel en créneaux. C'est une succession de puits quantiques couplés de fines barrières (figure I-10b). La disposition de plusieurs étages de puits actifs quantiques donne un meilleur gain optique [24].

Les QCLs présentent des avantages comme :

- ✓ utilisation du même matériau semi-conducteur dont la technologie est bien maîtrisée ;
- ✓ une cascade périodique permettant aux électrons de produire plusieurs photons ; ce qui accroît la puissance optique [93];

- ✓ pas de recombinaison d'interface et surtout il y a la réduction des pertes optiques ainsi que celle du courant seuil;
- ✓ ils fonctionnent jusqu'à la température ambiante [94].

Ils soulèvent tout de même des problèmes comme: importance relative des mécanismes non radiatifs (photons optiques, effet Auger intersousbande), la limite ultime des performances (modèles d'élargissement des états), rôles des effets collectifs, distributions d'énergie d'électrons.



Figure I-10 : Schéma des dispositifs qui caractérisent le fonctionnement des QCLs.
(a) Unipolarité, transition optique entre sous bandes. (b) Cascade : beaucoup de photons par électron.

Les lasers à cascade quantique (QCLs) couvrent un large éventail de longueurs d'onde et de températures [95] en exploitant beaucoup de différents modèles, mais toujours dans les mêmes systèmes de matériaux: InP/GaInAs/AlInAs. Les concepts Quantum Cascade ont été appliqués avec succès dans la filière GaAs/AlGaAs. D'autres auteurs ont travaillé sur les lasers à boîtes quantiques [96, 97] et les lasers à modes bloqués [98].

I.6.5.3 Lasers à contre réaction distribuée (DFB Distributed-Feedback)

Ces lasers ont des propriétés de sources d'une pureté spectrale très élevée (monofréquence). Un réseau périodique est gravé sur la zone active du laser [99]. Ces dispositifs sont intégrés dans d'autres types de lasers pour améliorer leur performance comme c'est le cas des DFB-QCL qui sont monomodes et très propices pour la spectroscopie [100].

I.6.5.4 Microlasers

Ils ont des tailles du micromètre (1 μ m) avec un mode longitudinal unique. Un laser qui produit des sources d'une pureté spectrale supérieure utilise une géométrie en cavité externe [101]. On découvre alors les lasers verticaux émettant par la surface (VCSEL) qui utilisent les propriétés réfléchissantes des structures d'indice périodique.

On utilise de miroirs de coefficient de réflexion supérieur à 99% de part et d'autre de la couche active [102, 103]. Bousseksou et ses collaborateurs ont démontré un effet laser monomode sur 15nm d'accordabilité en régime continu et 25 nm en régime pulsé [104]. Ils ont montré un nouveau concept de VECSEL pompé électriquement dans une géométrie de cavité plan-concave et directement couplé à une fibre optique. La figure I-11 montre un exemple de diode laser VCSEL [105].

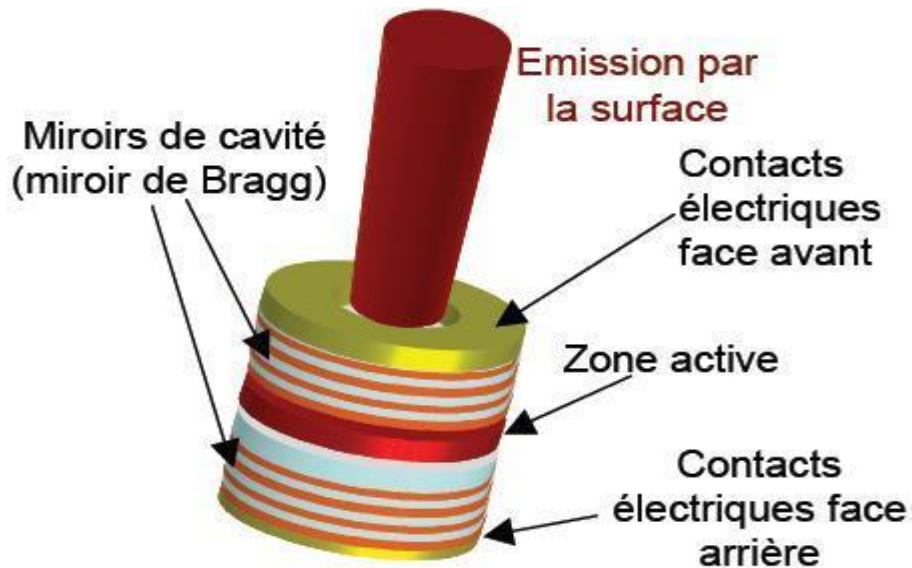


Figure I-11 : Schéma d'une diode laser VCSEL

Notons que F-J Vermersch et *al.* [106] ont développé des diodes dans la configuration dite Al-free active régions épitaxiées par EPVOM, dont les faces sont non traitées, émettant une puissance optique élevée (3,5W par face sans aucune détérioration). D'excellents résultats ont été obtenus: de faibles pertes internes, un rendement quantique interne élevé et une faible densité de courant à transparence.

I.6.6 Matériaux de base des lasers à semi-conducteurs

On utilise souvent les composés semi-conducteurs du groupe III(Ga, Al, In) et du groupe V (P, As,...) car ils ont une bande interdite directe d'énergie. De plus les hétérostructures de ces matériaux qui sont aisément obtenues et avec un accord de maille, peuvent être établies par l'épitaxie en phase liquide (LPE) ou par une déposition à vapeur chimique d'organo-métallique (MOCVD) ou par épitaxie par jet moléculaire (JEM).

D'autres diodes lasers résultent de la combinaison des matériaux des groupes II et VI comme Pb, Zn, Se, Cd, Hg pour l'infrarouge etc. Récemment d'impressionnants résultats ont été obtenus avec des sources de radiations d'ondes courtes basées sur les séléniures- $A_{II}B_{VI}$ [107] et les nitrures- $A_{III}B_V$.

Les semi-conducteurs à nitrures (GaN, AlN, InN) et leurs alliages sont prometteurs par leur qualité, leur extension en longueur d'ondes émises (de l'U.V. au vert voire jaune) [108] et leurs solutions solides peuvent avoir un gap variant de 2eV (InN) à 6,2 eV (AlN). Ces lasers produisent de forte luminescence et ont une forte conductivité électrique.

I.6.6.1 Méthodes de fabrication des hétérostructures

Les hétérostructures contrôlent les paramètres fondamentaux des cristaux et dispositifs à semi-conducteurs: largeur de la bande interdite, masse effective et mobilités des porteurs de charges, indice de réfraction, structure électronique de bande etc. Leurs principales caractéristiques sont la superinjection des porteurs, le confinement optique et le confinement des porteurs (électrons).

Les principaux avantages sont :

- un courant de seuil très faible des DH-lasers et des lasers à structures évoluées, à température ambiante;
- rendement élevé pour les hétérostructures simples et des DEL (Diode électroluminescente) à hétérostructures;
- cellules solaires à hétérostructures et transistors bipolaires à hétérostructures.

Les hétérojonctions sont obtenues dans la plupart des cas par épitaxie. Ceci permet de marier les paramètres de mailles de réseaux des cristaux des différents matériaux. Cette technique permet de suivre l'épaisseur de couches déposées, de changer les propriétés des matériaux par cristallisation. Il existe trois principaux modèles de cette technique :

- épitaxie en phase liquide (LPE);
- épitaxie en phase Vapeur (VPE-*Vapour Phase Epitaxy*);
- épitaxie par jet moléculaire (EJM) ou (MBE).

Epitaxie en phase liquide (LPE)

A cause de sa simplicité, la LPE était la principale méthode de fabrication des hétérostructures et dispositifs dérivés depuis la moitié des années 1960 [109]. Dans cette technique la force de cristallisation est la supersaturation de la phase liquide du matériau cristallisé. Dès 1950 [110], on a réussi la croissance épitaxiale du germanium à base d'une solution d'indium. En 1963, la LPE est utilisée pour fabriquer une jonction PN de GaAs. On l'a utilisé à l'institut Ioffe à Leningrad pour la première fois pour fabriquer des hétérojonctions dans la structure de AlGaAs afin de créer des diodes, des DEL, des diodes lasers et des cellules solaires.

Quelques modifications sont arrivées à LPE pour fabriquer les hétérostructures à multicouches. On réussit la fabrication des multicouches de AlGaAs/GaAs [109], de InGaAsP/GaAs, InGaAs/InP [66], InGaAsSb et d'autres hétérojonctions. On développe plus tard des méthodes LPE permettant la croissance des hétérostructures à puits ou à boîtes quantiques en GaAsInP/GaAs et GaInAsP/InP [66].

Cette technique produit des DEL à 45%, des lasers à puits ou à boîtes quantiques ($J=120\text{A.cm}^{-2}$) et des cellules solaires (rendement $\geq 25\%$).

Épitaxie en phase vapeur (VPE)

La VPE est une technique de croissance épitaxiale des structures à semi-conducteurs par transfert d'un mélange de réactifs gazeux à la surface d'un substrat cristallin avec une croissance successive de couches résultant des réactions chimiques entre les réactifs et le substrat. Les hétérostructures $A_{III}B_V$ sont généralement fabriquées par deux formes de VPE :

- VPE à chlorure;
- VPE à organo-métalliques (MOCVD).

Elles permettent de fabriquer les hétérostructures $A_{III}B_V$. Les couches minces, les lasers à puits quantiques, les lasers à faible courant de seuil à température ambiante ont été obtenus par cette technique [111].

Épitaxie par jet moléculaire (EJM)

L'épitaxie par jet moléculaire EJM ou MBE (Molecular Beam Epitaxy) est une méthode de croissance entraînant une interaction chimique d'une ou plusieurs molécules ou jets atomiques sur une surface d'un substrat chauffé. Les matériaux sources sont placés dans des cellules d'évaporation. Cette technique se réalise sous ultravide. Une approche de la technique de MBE permet de croître les binaires. Elle requiert une analyse thermodynamique. Abdelmajid et ses collaborateurs [112], ont obtenu des lasers par MBE émettant à température ambiante et à faible courant de seuil pour des applications de puissances et d'analyse des gaz.

1.6.6.2 Propriétés et application des lasers à semi-conducteurs

Les lasers à semi-conducteurs donnent de bon rendement (40 à 50%), ils sont bien compacts et de faible coût, leurs longueurs d'onde sont réglables. La divergence de leur faisceau est entre 10° et 40° . Ils ont souvent besoin de refroidissement. Cependant le laser est un outil précieux dans :

- A. la géodésie par la mesure de distance à grande précision, la détermination d'altitude des reliefs et la vérification de la théorie de la relativité ;
- B. la physique des ultrabasses températures par le refroidissement d'atomes ;

- C. les télécommunications par fibre optique avec une meilleure modulation de fréquence, transmissions sans fils (satellites, télévision, téléphonie);
- D. l'industrie par chauffage, fusion, et vaporisation des matières, perçage, polissage en microélectronique, traitement à chaud des puces à semi-conducteurs, synthèses de nouvelles matières, vérification d'alignement des structures en travaux publics, contrôle de qualité, détection de défauts de fabrication de produits, détection de molécules gazeuses et étude de la pollution atmosphérique;
- E. la recherche scientifique par les chambres à vide pour stabiliser les atomes étudiés, analyse chimique, soudage de la structure moléculaire de la matière, détection d'impuretés dans les matières, la photochimie ;
- F. la médecine: coupure et cautérisation des tissus organiques sans endommager les tissus saints environnants (chirurgie laser), décollement de la rétine, ressoudage des tissus, vaporisation des lésions et analyses d'échantillons biochimiques;
- G. la technologie militaire par le guidage laser de missiles, avions, satellites, contre-mesures, detection de drogues, sécurité des aéroports etc.;
- H. les arts par la photographie, l'holographie, les arts scéniques, le nettoyage de la façade des monuments historiques.

Les raies d'absorption de nombreux gaz polluants (CH_4 , CO_2 , CO , ...), présentes dans le moyen infrarouge (MIR) (Figure I-12), peuvent être analysées par spectroscopie d'absorption par diodes laser accordables, ce qui peut être mis à profit dans des applications telles que la surveillance de pollution environnementale ou l'aide au diagnostic médical [113].

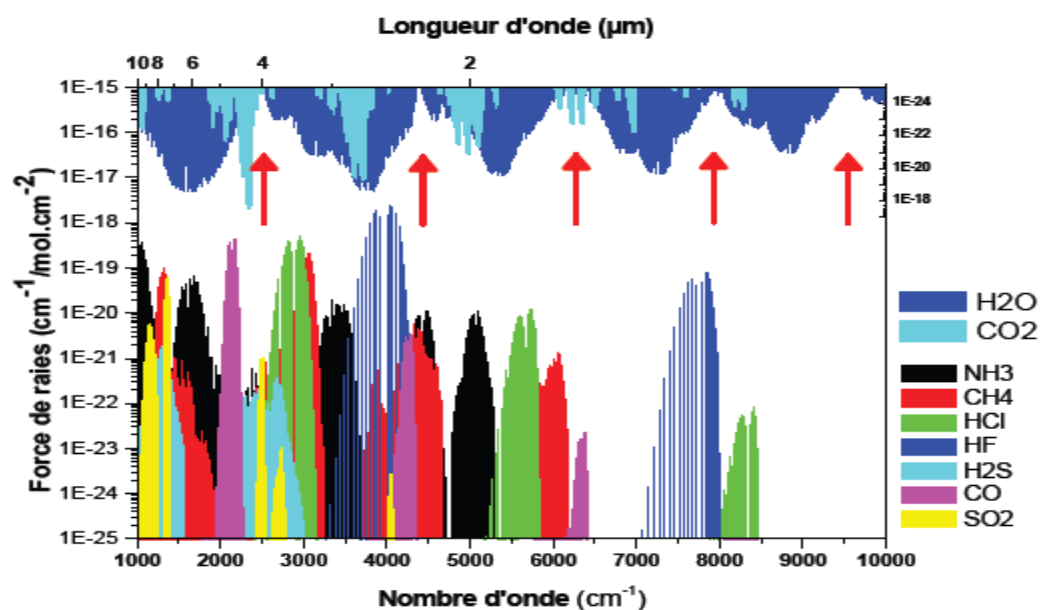


Figure I-12 : Intensité des raies d'absorption de différents gaz entre 1 et 10 μm .

Le moyen infrarouge (MIR), couvrant la gamme de longueurs d'onde de 2 à 12 μm , est un domaine spectral présentant de nombreux intérêts. Les fenêtres de transparence de l'atmosphère centrées autour de 2,3 μm , 4,0 μm et 10,4 μm sont exploitées par des applications faisant usage de lasers de puissance comme les télécommunications en espace libre ou les contre-mesures infrarouges.

I.7 Sécurité Laser

Les lasers sont des outils souvent indispensables pour de nombreuses applications, mais il ne faut pas en oublier les dangers. Leur utilisation peut présenter des risques pour l'homme en fonction de la puissance du laser. L'œil est l'organe le plus fragile vis-à-vis de la lumière laser.

En effet, si le faisceau laser est dirigé dans l'œil, celui-ci focalise le faisceau laser, ce qui augmente l'éclairement sur la rétine. Cette dernière peut alors être endommagée même avec des lasers de faible puissance (dès 1 mW). Il faut, à cet effet, prévoir des lunettes appropriées au cours de la manipulation des lasers. La figure I-13 représente le symbole qui signale la présence du laser.



Figure I-13: Symbole Laser

I.8 Conclusion

Le laser est une source de lumière ponctuelle, temporelle et cohérente qui ne cesse de révolutionner le domaine de la technologie. Avec la diversité des longueurs d'onde accessibles (visible, infrarouge, ultraviolet, rayons X) et surtout ses propriétés intéressantes, le laser s'intègre facilement dans les dispositifs: lecteurs de CD et DVD, stockages optiques, informatiques, musique, armée, arts, médecine (physiothérapie, traitement du cancer, chirurgie des yeux etc.), traitement des matériaux en industries et dans la recherche scientifique.

Nous avons présenté une généralité sur les lasers : de l'historique, au principe et à la description des lasers en général et les lasers à semi-conducteurs en particulier.

Cependant les lasers à semi-conducteurs et surtout les lasers à hétérostructures (DH, SCH, QWells, QD, QWires, superréseaux) résolvent plusieurs problèmes auxquels l'homme est confronté grâce à leur compacité et à leur facilité de manutention et de modulation de leur fréquence (longueur d'onde variable). Ils sont meilleurs en la mesure de distance, en les transmissions optiques à hauts débits et en la communication par fibre optique, en contrôle de la pollution atmosphérique par analyse des gaz polluants (CH_4 , CO_2 , NO_x , ...) et la miniaturisation des dispositifs est mieux réussie.

La nouvelle donne de l'échelle quantique promet tant de réalisations et une révolution dans l'utilisation des différentes structures. Notons que l'accord de maille de paramètre nécessaire à la réalisation des hétérostructures reste le seul handicap pour la maîtrise totale et la facilité de réalisations des lasers à semi-conducteurs. D'ailleurs les recherches tournent autour de ce point pour rendre à profit des réseaux désaccordés. Avec les nouvelles bases des microlasers (VCSEL, VECSEL, les lasers à réseaux de Bragg etc.), la recherche a besoin de l'association mutuelle d'entreprise et sociétés pour leur mise en oeuvre effective.

Afin de pouvoir définir les structures des diodes laser, une étude sur les phénomènes de propagation à l'intérieur des couches d'une diode laser sera présentée dans le chapitre II.

Références bibliographiques

- [1] Jeff Hecht
The Laser Guidebook, p.485
McGraw-Hill Professional; 2nd edition (Sept. 1, 1999) | ISBN: 0071359672
- [2] M.Garcia et al.
An AlGaAs–GaAs quantum cascade laser operating with a thermoelectric cooler for spectroscopy of NH₃
Optics Communications 226, 39–43, 2003
- [3] Walther et al.
Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz
Appl. Phys. Lett. 91,131122, 2007
- [4] J. Wilson and J. F. B. Hawkes
Laser principles and Application
International Series in Optoelectronics, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 15-45 (1987)
- [5] Ralph Wuerker
The laser before and after 1960. The laser was born May 16, 1960 at Malibu California
<http://www.physics.ucla.edu/demoweb/outreach/Obamathon/Wuerker-long.pdf>
- [6] Claude COHEN-TANNOUDJI
Théorie quantique du cycle de pompage optique. Vérification expérimentale des nouveaux effets prévus
Thèse de doctorat, Université de Paris, 1962, <http://tel.archives-ouvertes.fr/docs/00/06/08/98/PDF/1962COHEN-TANNOUDJI.pdf>
- [7] C. Gmachl et al.
Recent progress in quantum cascade lasers and applications
Rep. Prog. Phys. 64, 1533–1601, 2001
- [8] V. Berger
Principes physiques des lasers à semi-conducteurs
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/2000/pdf/berger.pdf>
[EDPSciences2002](#)
- [9] J.P. Gordon, H.J.Zeiger, and C.H. Townes
Molecular Microwave oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH₃
Phys. Rev. Vol. 95, N°1, 282–284, 1954
- [10] A. L. Schawlow and C.H. Townes
Infrared and Optical Masers
Phys. Rev. Vol. 112, N° 6, 1940-1949, 1958
- [11] N.G.Basov and A.M.Prokhorov
Theory of the molecular generator and molecular power amplifier
Sov. Phys. JETP 3 (3), 426–429, 1956 [Zh.Eksp.Theor.Fiz. 30,560–563, 1956]
- [12] T. H. Maiman
Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby
Phys. Rev. Lett. Vol. 4, N° 11, 564-566, 1960
- [13] A. Javan, W.R. Bennet Jr., and D.R. Herriot.
Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a helium neon mixture.
Phys. Rev. Lett. , Vol. 6, 106-110, 1961

- [14] A. D. White and E. I. Gordon
Excitation Mechanisms and Current Dependence of population Inversion in He-Ne Lasers
Appl. Phys. Lett., Vol. 3, N° 11, 197-199, 1963
- [15] C. K. N. Patel
Optical Power Output in He-Ne and Pure Ne Maser
J. Appl. Phys. Vol. **33**, N° 11, 3194-3195, 1962
- [16] R. N. Hall et al.
Coherent Light Emission from GaAs Junctions
Phys. Rev. Lett. , Vol. 9, N°9, 366-368, 1962
- [17] N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua
Coherent (Visible) Light Emission from Ga(As_{1-x}P_x) Junctions
Appl. Phys. Lett., Vol. 1, N° 4, 82-83, 1962
- [18] P. P. Sorokin and J. R. Lankard,
Stimulated emission observed from an organic dye, chloro-aluminum phthalocyanine,
IBM J. Res. Develop. 10, 162-163, 1966
- [19] F. P. Schäfer, W. Schmidt, J. Volze,
Organic dye solution laser
Appl. Phys. Lett. 9, 306-309, 1966
- [19] <http://www.science-et-vie.net/definition-laser-127.html>
- [20] <http://www.cosmosmagazine.com/news/3448/laser-turns-50-years-old>
- [21] <http://fr.vikidia.org/wiki/Laser>
- [22] M. J. Weber
Handbook of Lasers
©2001 CRC Press LLC
- [23] P. Laporte et al.
Les Nouvelles technologies laser femtosecondes
Bulletin du Cercle d'études des métaux. ISSN: 0366-4104, Cercle d'études des métaux,
Vol. 17, no5, I1-I7, (2002)
- [24] P. Brosseau
Semiconductor lasers and integrated devices
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/2000/pdf/brosseau.pdf>
EDPSciences2002,
- [25] J. Faist et al.
Quantum cascade laser
Science, vol. 264, 553–556, 1994.
- [26] C. Sirtori
GaAs Quantum Cascade Lasers: Fundamentals and Performance
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/2000/pdf/sirtori.pdf>
EDPSciences2002
- [27] A.E. Klingbeil, J.B. Jeffries and R.K. Hanson
Tunable mid-IR laser absorption sensor for time-resolved hydrocarbon fuel measurements
Proceedings of the Combustion Institute 31, 807–815(2007)

- [28] R. Tessier, P. Christol and A. Joullié
Nouveaux lasers à semi-conducteurs pour le moyen infrarouge
Rev. Scient. CNRS, Images de la physique 2005, Quanta et photons, 179-185.
<http://www.cnrs.fr/publications/imagesdelaphysique/couv-PDF/IdP2005/28Teissier.pdf>, ISSN 0290-0041
- [29] H. I. Schiff, G. I. Mackay and J. Bechara
The use of tunable diode laser absorption spectroscopy for atmospheric measurements
In Air Monitoring by Spectroscopy Techniques, M.W. Sigrist (Ed.) (Wiley, New York 1994)
- [30] D. Deacon et al.
First Operation of a Free-Electron Laser
Phys. Rev. Lett. 38, 892–894, 1977
- [31] C. Brau
Free-electron lasers
San Diego, CA, USA: Academic Press, 1990.
- [32] M.-E. Couprie and J.-M. Ortéga
Free-electron lasers sources for scientific applications
©EDP Sciences, Wiley-VCH 2000, Analusis, 28, 725-736, (2000)
- [33] J.-M. Ortega
Développements récents des Lasers à Electrons Libres
Rev. Scient. CNRS, Images de la physique 2005, Quanta et photons, 173-178.
<http://www.cnrs.fr/publications/imagesdelaphysique/couv-PDF/IdP2005/27Ortega.pdf>
- [34] M. E. Couprie
Lasers UV à électrons libres
J Phys. IV France vol. 9, no 5, 5.9-5.12 (1999), ISSN 1155-4339
- [35] M.R. Andrews et al.
Observation of Interference Between Two Bose Condensates
Science, Vol. 275, 637-641, 1997
- [36] S.A. Haine, M. K. Olsen and J. J. Hope
Generating Controllable Atom-Light Entanglement with a Raman Atom Laser System
Phys. Rev. Lett. 96, 133601, 2006
- [37] P. Leboeuf and N. Pavloff
Bose-Einstein beams: Coherent propagation through a guide
Phys. Rev. A 64, 033602, 2001
- [38] P. R. Berman
Atom interferometry
Academic Press, London, 1997
- [39] V. Tzelpesis et al.
Analysis of a Passively Mode Locked Self Starting All Fiber Soliton Laser
J. of Light. Technol., Vol. 11, no. 11, 1729-1736, 1993.
- [40] S. Calvez
Laser à fibres pour les télécommunications multiplexées en longueur d'onde : Etude de l'accordabilité en longueur d'onde et de la génération de train multi longueurs d'ondes d'impulsions par voie électro-optique.
Thèse de doctorat, UFR des Sciences et Techniques de l'Université de France Comté, 2002.

- [41] M. Leduc et E. Courtade
Nouveaux lasers à fibre pour polariser les spins nucléaires d'un gaz d'hélium: applications médicales à l'Imagerie par Résonance Magnétique
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/2000/pdf/leduc.pdf>,
EDPSciences2002
- [42] R. F. Kazarinov and R. A. Suris
Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice
Sov. Phys. Semicond. 5,707–709, 1971
- [43] M. Curie et D. Curie
Questions actuelles en luminescence cristalline
Ed. de la revue d'optique théorique et instrumentale, Paris (1956)
- [44] O.V. Lossev
Luminous Carborundum Detector and Detection Effect and Oscillations with Crystals
Philosophical Magazine, Vol. 6, no. 39, 1024-1044(1928)
- [45] F. Levy
Physique et technologies des Semi-conducteurs
In : Traité des matériaux (vol 18). Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne (1995)
- [46] S. Carayon
Propriétés de fluorescence de nanocristaux de semi-conducteurs II-VI
Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier-Grenoble I, 2005
- [47] M. Pope, H. Kallmann, and P. Magnante
Electroluminescence in organic crystals
J. Chem. Phys. 38, 2042, 1963
- [48] M. B. Khalifa
Etude du transport et ingénierie de bandes dans les diodes organiques électroluminescentes hétérostructures
Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon (2004)
- [49] K. Napo
Elaboration et caractérisation de couches minces de sélénium et de Poly(N-vinylcarbazole) en vue d'application optoélectrique
Thèse de Doctorat d'état (Université de Nantes-Université de Lomé), 1998.
- [50] S. Ouro-Djobo
Réalisation et caractérisation de diode à base de Poly(N-vinylcarbazole) et de sélénium amorphe
Thèse de Doctorat, Université de Nantes, 2001
- [51] O. Stéphan et al.
Physico-chimie des polymères semi-conducteurs: application l'élaboration de dispositifs organiques électroluminescents
http://www-lsp.ujf-grenoble.fr/vie_scientifique/rapport_activite/2002_optique/LSP2002_electroluminescence.PDF
- [52] F. Desvignes
Rayonnements optiques, Radiométrie, Photométrie
Ed. Masson (2^eEd.), Paris (1997)

- [53] G. Wakefield et al.
Charge injection into porous silicon electroluminescent devices
Materials Science and Engineering B, 51(1-3), 141-145, 1998
- [54] O. Svelto
Principles of Lasers, Fourth Edition (Translated from Italian and edited by David C. Hanna)
© 1998, 1989, 1982, 1976 Springer Science+Business Media, Inc.
- [55] J. Arnaud
Physique des diodes lasers,
<http://www.bibsciences.org/bibsup/opt-coll/pub/1/pdf/p3.pdf>
- [56] M. G. Bernard and G. Durrafourg
Laser Conditions in Semiconductors
Physic Status Solidi (b) 1,699, 1961
- [57] I. Berstein
Fluctuation d'amplitude et de phase des générateurs à lampes
Bull., Investia Acad. Sc. (URSS), Phys. Series, 14, 145, 1950
- [58] P. Grivet and A. Blaquièrre
Masers and classical oscillations
In: Optical Masers XIII, Polytech. Press of the polytech. Inst. of Brooklyn New York, 1963
- [59] M. Lax
Classical Noise. V. Noise in Self-Sustained Oscillators
Phys. Rev. 160, 290, 1967
- [60] C. H. Henry
Theory of spontaneous emission noise in open resonators and it application to lasers and optical amplifiers
J. Lightwave tech. L.T, 4, 228, 1986
- [61] K. Petermann
Calculated spontaneous emission factor for double heterostructure injection lasers with gain-induced wave guiding
IEEE, J. of Q. E.15, 566, 1979.
- [62] A. M. van der Lee et al.
Critical Petermann K Factor for Intensity Noise Squeezing
Phys. Rev. Lett. Vol 85, 4711-4714, (2000)
- [63] O. Nilsson and Y. Yamamoto
Small-signal response of a Semiconductor laser with inhomogeneous linewidth enhancement factor: possibility of a flat carrier - induced F.M. response
Appl. Phys. Lett. 46, 223, 1985
- [64] A. Wilk
Réalisation par Epitaxie par jets moléculaires d'une nouvelle structure laser III-V émettant à plus de 3 μm
Thèse de doctorat, Université de Montpellier 2, 2000
- [65] H. Kroemer
A proposed class of heterojunction injection lasers
Proc. IEEE 51, 1782, 1963

- [66] Zh. I. Alferov, V. M. Andreev, and N. N. Ledentsov
Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology
Rev. Mod. Phys., Vol.73, 767-782, 2001
- [67] M.B. Panish, I. Hayashi, and S. Sumski
Double Heterostructure injection lasers with room temperature thresholds as low as 2300A/cm²
Appl. Phys. Lett. 16(8), 326-327, 1970
- [68] H. Kogelnik and C. V. Shank
Stimulated Emission in a periodic Structure
Appl. Phys. Lett. 18, 152-154, 1971
- [69] A. Hugi et al.
External cavity quantum cascade laser tunable from 7.6 to 11.4μm
Appl. Phys. Lett. **95**, 061103, 2009
- [70] H. Soda et al.
GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers
Jpn. J. Appl. Phys. 18, 2329, 1979
- [71] G. Totschnig et al.
Mid-infrared external-cavity quantum-cascade laser
Opt. Lett., Vol. 27, No. 20, 1788-1790, 2002
- [72] J. Tatebayashi et al.
1.28μm lasing from stacked InAs/GaAs quantum dots with low-temperature-grown AlGaAs cladding layer by metalorganic chemical vapor deposition
Appl. Phys. Lett., 86, 053107, 2005
- [73] P. Hirtz
Laser à semi-conducteur à heterostructure
J. De Phys., Colloque C3, supplément au no 4, Tome 35, C3-201-206, 1974
- [74] M. Mohou
Caractérisation optique de doubles hétérostructures laser
GaAlAsSb/GaInAsSb/GaAlAsSb
Thèse, Université Montpellier 2, 1990.
- [75] F. Pitard et al.
Préparation et étude de diodes laser à GalnAsSb-GaAlAsSb fonctionnant en continu à 80K
J Phys. III 1, 605 -622, 1991
- [76] J. L. Leclercq et al.
Caractérisation au-dessous du seuil de doubles hétérostructures lasers
GalnAsSb/GaAlAsSb émettant vers 2,37 μm
J. Phys III 3,1963-1979, 1993
- [77] M. R. Z. Morosini et al.
Fabrication of GalnAsSb/GaAlAsSb Double Heterostructure Lasers Emitting at 2.2μm
Brazilian Journal of Physics, vol 24. Rio 1, 473-479, 1994
- [78] T. Kanamori and S. Sakaguchi
Preparation of Elevated NA Fluoride Optical Fibers
Jpn. J. Appl. Phys, Vol 25, L 468, 1986
- [79] D.L. Partin
Lead salt quantum effect structures
IEEE J. Quantum Electron. QE 24, 1716, 1988

- [80] D.E. Cooper and R.E. Warren
Two-tone optical heterodyne spectroscopy with diode lasers: theory of line shapes and experimental results
J Opt. Soc. Am. B4, 470, 1987
- [81] A. Ravid et al.
Optically pumped laser oscillation at $\approx 2.9\mu\text{m}$ of HgCdTe layer grown by metalorganic chemical vapor deposition
Appl. Phys. Lett. 55, 2704, 1989
- [82] J-L. Zyskind et al.
Highly uniform, high quantum efficiency GaInAsSb/AlGaAsSb double heterostructure lasers emitting at $2.2\mu\text{m}$
Electron Lett. 25, 568, 1989
- [83] H. Mani et al.
New III-V double-heterojunction laser emitting near $3.2\mu\text{m}$
Electron Lett. 24, 1542, 1988
- [84] R. U. Martinelli and T. J. Zamerowski
InGaAs/InAsPSb diode lasers with output wavelengths at $2.52\mu\text{m}$
Appl Phys- Lett- 56, 125, 1990
- [85] P. Werle et al.
Near- and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis
Optics and Lasers in Engineering 37 (2-3), 101, 2002
- [86] D. Botez
Analytical approximation of the radiation confinement factor for the TE₀ mode of a double heterojunction laser
IEEE J. Quantum Electron. QE 14, 230, 1978
- [87] B. W. Hakki and T. L. Paoli
Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers
J. Appl. Phys. 46, 1299, 1975
- [88] M. Osinski and J. Buus
Linewidth broadening factor in semiconductor lasers--An overview
IEEE J. Quantum Electron. QE 23, 9, 1987
- [89] K. Vahala and A. Yariv
Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers--Part I
IEEE J. Quantum Electron. QE 19, 1096, 1983
- [90] C. H. Henry
Theory of the linewidth of semiconductor lasers
IEEE J. Quantum Election. QE 18, 259, 1982
- [91] A. N. Baranov
Linewidth enhancement factor for GaInSbAs/GaSb lasers
App. Phys. Lett. 59, 2360, 1991
- [92] Henning I. D. And Collins J. V.
Measurements of the Semiconductor Laser Linewidth Broadening Factor
Electron. Lett. 19, 927, 1983
- [93] Y. Bai et al.
Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with watt-level optical power
Appl. Phys. Lett. 92, 101105, 2008

- [94] J. Devenson et al.
High temperature operation of 3.3 μ m quantum cascade lasers
Appl. Phys. Lett. 91, 141106, 2007
- [95] J. Faist et al.
Quantum Cascade Lasers without Intersubband Population Inversion
Phys. Rev. Lett. 76, 411 - 414 , 1996
- [96] P.J. Poole et al.
Growth of InAs/InP-based quantum dots for 1.55 μ m laser applications
J. of Crystal Growth, Vol. 311, Issue 6, 1482-1486, 2009
- [97] P. C. Peng et al.
Tunable slow light device using quantum dot semiconductor laser
Optics Express, Vol. 14, no 26, 12880, 2006
- [98] Y. K. Chen and M.C. Wu
Monolithic colliding-pulse mode-locked quantum-well lasers
IEEE J Quantum Electronic 28, 2176, 1992
- [99] J.E. Carroll, J.E.A. Whiteaway and R.G.S. Plumb
Distributed Feedback semiconductors Lasers, chapter1: The semiconductor-diode laser
The Institute of Electrical Engineers ISBN:IEE 0-85296-917-1-SPIE 0819426601, London, UK, 1998
- [100] B. G. Lee et al.
Widely tunable single-mode quantum cascade laser source for mid-infrared spectroscopy
Appl.Phys.Lett. 91,231101-4, 2007
- [101] Jason Hill
Report on Laser diode technology and applications
http://www.physics.pdx.edu/~larosaa/Applied_Optics_464-564/Projects_Presented/2005_Hill_Laser_Diode_Report.pdf
- [102] A.N. Baranov et al.
CW Lasing in GaInAsSb/GaSb Buried Channel Laser (T=20° C., λ =2.0 μ m)
Sov Tech. Phys. Lett.14, 727, 1988
- [103] C. Caneau et al.
2.2 μ m GaInAsSb/AlGaAsSb injection lasers with low threshold current density
Appl. Phys. Lett. 51, 764, 1987
- [104] A. Bousseksou et al.
Fabrication and characterization of 1.55 μ m single transverse mode large diameter electrically pumped VECSEL
Optical and Quantum Electronics (à paraître dans OQE, date d'acceptation: 07/02/2007)
- [105] Adel BOUSSEKSOU
Dispositifs semi-conducteurs en pompage électrique pour laser en cavité verticale externe émettant à 1,55 μ m
Thèse de doctorat de l'Université PARIS XI UFR Scientifique d'ORSAY, 2007
- [106] F-J. Vermerch et al.
Diode laser à 852 nm sans Aluminium dans la zone active
http://confs.comelec.enst.fr/jnog2004/papers/A18_Vermersch.pdf

- [107] S. Colak et al.
Threshold in electron-beam end-pumped II-VI lasers
J. Appl. Phys. 62, 2633 , 1987
- [108] F. Enjalbert
Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV
pompé par cathode à micropointes
These de Doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004.
- [109] V. M. Andreev, L. M. Dolginov, and D. N. Tret'akov
Liquid Phase Epitaxy in the Semiconductor Devices Technology
ed. Zh. I. Alferov, Moscow, Izd. "Sov. Radio" 328p., 1975.
- [110] R. R. Low et al.
A Developmental Germanium P-N-P Junction Transistor
Proc. IRE 40 1352-7 , 1952
- [111] N. N. Ledentsov et al.
Properties of strained (In,Ga,Al)As lasers with laterally modulated active region
Appl.Phys.Lett. 70 (21), 2888-90, 1997
- [112] A. Salhi et al.
Réalisation par EJM de diodes laser interbandes émettant entre 2 et 3 μm
DOCTISS 2004, <http://www.lirmm.fr/doctisso4/art/EO5.pdf>
- [113] L.S. Rothman, et al.
The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database
J. of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 96 (2), p. 139, 2005

Chapitre II Phénomènes de propagation dans les structures laser à semi-conducteurs

II.1 Introduction

Les diodes lasers produisent un rayonnement amplifié cohérent obtenu à partir des semi-conducteurs. Ces diodes couvrent aujourd'hui toute la gamme spectrale et spécialement, la plage du moyen Infrarouge 2-12 μ m, une zone idéale pour développer des applications comme l'analyse des gaz (contrôle de la pollution, suivi des procédés industriels, étude de l'atmosphère), la spectroscopie moléculaire, les applications médicales (chirurgie reconstructive, aide aux diagnostics, la thérapie) ou les applications militaires (contre-mesure infrarouge, imagerie infrarouge) ou encore les détections du feu [1]. Pour ces multiples applications, les caractéristiques électriques et optiques déterminent les qualités des diodes lasers. Parmi ces caractéristiques nous pouvons citer les champs optiques, le facteur de confinement, le courant seuil, etc. L'objet de ce chapitre est d'étudier la propagation de l'onde dans la structure laser, la forme des champs électromagnétiques dans les différentes couches de la Double hétérostructure (DH) laser et le facteur de confinement. A partir des équations de MAXWELL nous avons réalisé la théorie électromagnétique de la DH laser. Cette approche théorique a été mise à profit pour étudier l'influence des paramètres caractéristiques tels que l'épaisseur de la couche active d , les indices de réfraction n_1 , n_2 et n_3 ainsi que la longueur d'onde de la DH laser à ruban de type $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ sur la distribution spatiale du rayonnement émis [2]. Ces paramètres caractéristiques contribuent à l'optimisation des structures et à la modélisation des performances des DH lasers [3-6].

II.2 Théorie électromagnétique

II.2.1 Modèle électromagnétique

II.2.1.1 Guides d'ondes optiques diélectriques

Le principe du confinement de la lumière est défini par un milieu diélectrique constituant un piège pour la lumière, entouré d'un second milieu d'indice de réfraction plus faible. La lumière se réfléchit aux frontières entre les deux milieux par des réflexions totales. Les guides en géométrie plane ou de ruban et les fibres optiques fonctionnent sur ce principe pour faire propager de la lumière. L'étude des propriétés de ces structures guidantes constitue le domaine de l'optique guidée.

C'est un domaine qui ouvre d'importantes applications en télécommunication et dans la fabrication de composants miniaturisés pour l'optique et l'optoélectronique. La figure II-1 montre les formes de guides d'onde.

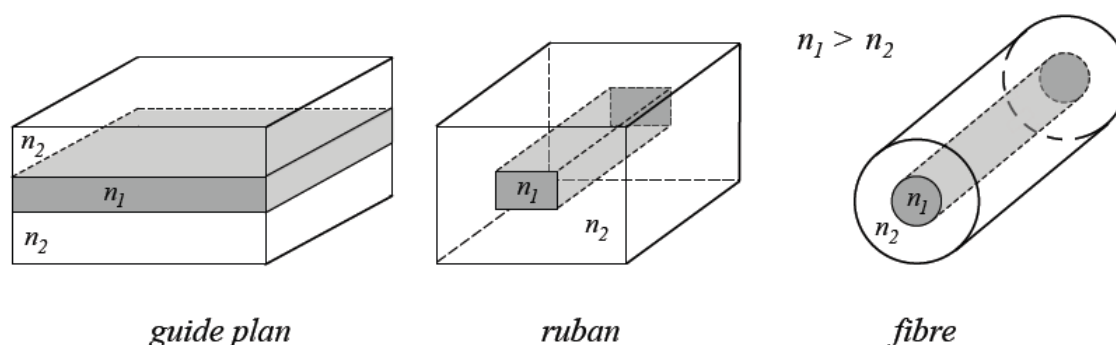


Figure II-1 : Guides d'ondes optiques : guides d'ondes plans et fibre optique

Il existe plusieurs formes de guides d'ondes optiques : des guides d'ondes plans à confinement optique transverse en 1-D (structure des diodes) et des guides d'ondes non plans (cylindriques) à confinement optique transverse en 2-D (fibres optiques). Les guides d'ondes plans sont repartis en deux groupes dont les profils sont indiqués sur la figure II-2. On peut citer des guides d'ondes plans à saut d'indice (figure II-2a) où $n_2 > n_1 \geq n_3$ et des guides d'ondes plans à gradient d'indice (figure II-2b).

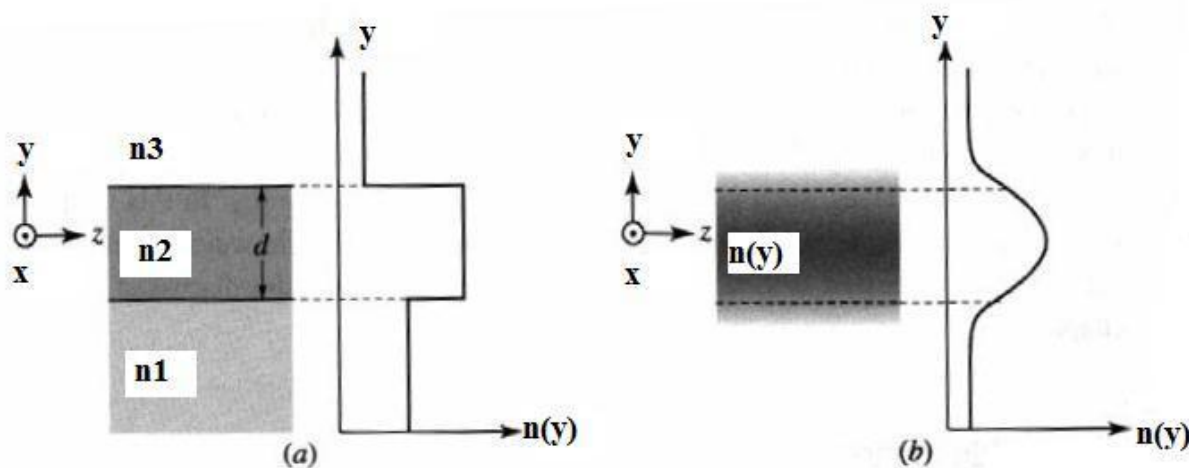


Figure II-2 : Profils d'indice des guides. Guide d'ondes (plan) à saut d'indice (a) et guide d'ondes plans à gradient d'indice (b).

II.2.1.2 Exemple de structure d'une double hétérostructure laser

Du point de vue optique, la double hétérostructure laser peut être représentée par la superposition de trois couches d'indices de réfraction n_1 , n_2 , n_3 . Le plan $z=0$ et $z=-L$ correspondent aux faces semi-réfléchissantes (figure II-3). La théorie de la structure laser plane explique les principes de bases du confinement électromagnétique dans les lasers à semi-conducteurs. La couche d'indice n_2 et d'épaisseur d représente la couche active où se produit l'inversion de population. Les couches latérales sont les couches de confinement d'indices n_1 et n_3 , respectivement. Les indices sont considérés constants. Ce modèle définit clairement la structure des diodes laser traditionnelles. Cette structure guidante produit le faisceau de lumière dans le plan $z>0$. La répartition de l'énergie dans le plan $z=0$ caractérise la loi d'illumination dans le plan de sortie, elle est aussi appelée le champ proche. Le champ lointain est le champ rayonné à grande distance.

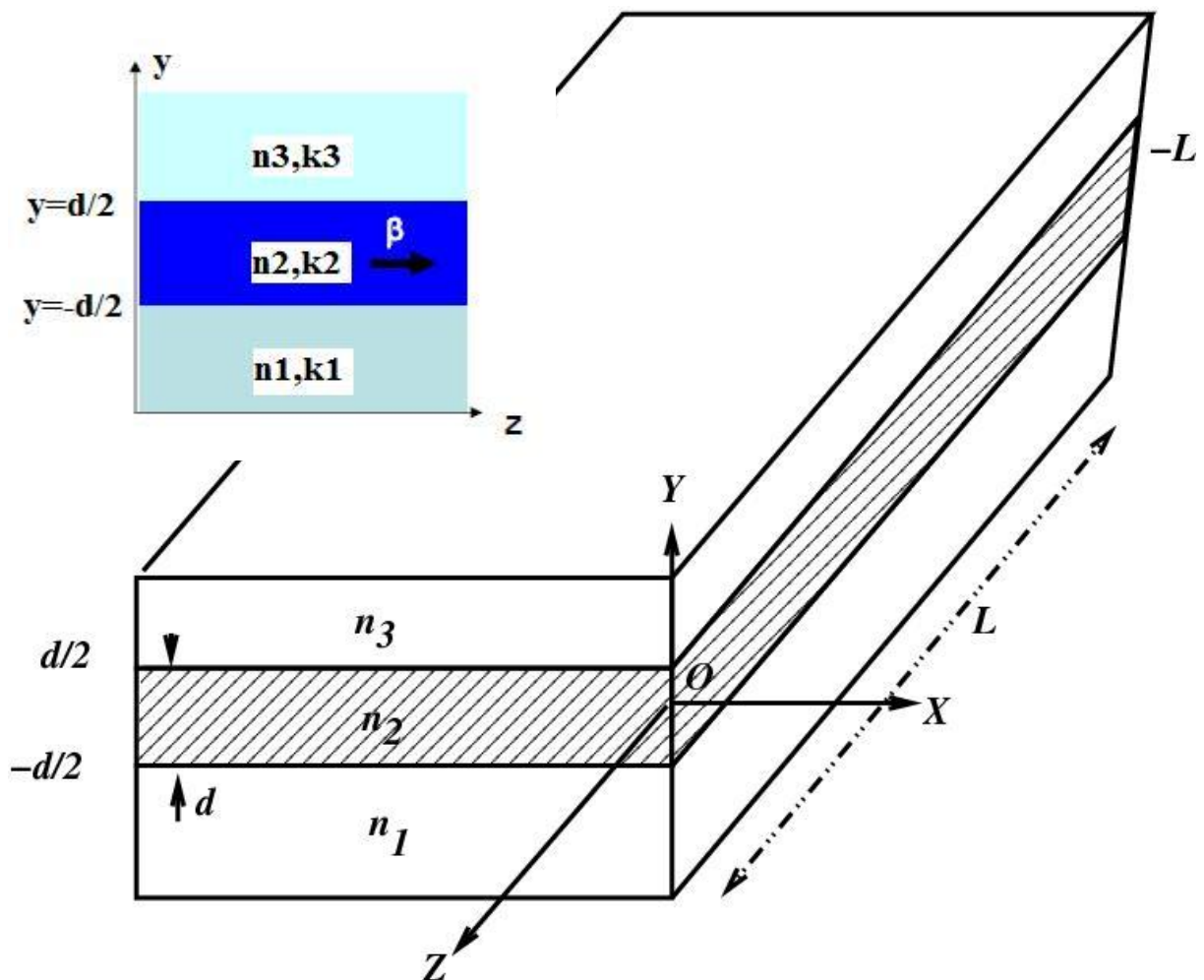


Figure II-3 : Le modèle de la double hétérostructure laser

II.2.2 Equations d'ondes dans le cas de la structure laser planaire

La description du champ électromagnétique dans la structure laser est obtenue par la résolution des équations de MAXWELL. Le champ varie proportionnellement à $\exp j(\omega t - k_z z)$ où ω est la fréquence angulaire, k_z , la constante de propagation selon (Oz) avec $k_z = \beta$. Les équations de MAXWELL dans un milieu sans charge et sans courant sont données (en SI) par le système suivant :

$$\begin{cases} \vec{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega\mu_p \vec{H} \\ \vec{\text{rot}} \vec{H} = j\omega\varepsilon_p \vec{E} \\ \vec{\text{div}} \vec{E} = 0 \\ \vec{\text{div}} \vec{H} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

$\vec{E}$ est le champ électrique, $\vec{H}$ est le champ magnétique, μ_p est la perméabilité, ε_p est la permittivité du milieu p et $j^2 = -1$. Les champs $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont perpendiculaires et la vitesse de propagation est $v = 1/(\varepsilon_p \mu_p)^{1/2}$.

Des équations (II.1), on déduit :

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} + jk_z E_y = -j\omega\mu_p H_x \\ -\frac{\partial E_z}{\partial x} - jk_z E_x = -j\omega\mu_p H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_p H_z \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} + jk_z H_y = +j\omega\varepsilon_p E_x \\ -\frac{\partial H_z}{\partial x} - jk_z H_x = +j\omega\varepsilon_p E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = +j\omega\varepsilon_p E_z \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Posons $k_p^2 = \varepsilon_p \mu_p \omega^2$, avec k_p , le vecteur d'onde associé à la propagation de l'onde dans le milieu p.

A partir des équations générales de propagation :

$$\begin{cases} \Delta \vec{E} = \varepsilon_p \mu_p \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ \Delta \vec{H} = \varepsilon_p \mu_p \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

On obtient :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_p^2 E = 0 \quad (\text{II.5})$$

Et

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + k_p^2 H = 0 \quad (\text{II.6})$$

A partir des équations (II.2) et (II.3), deux types de solutions sont possibles pour la structure laser. Selon notre modèle, l'indice ne varie pas suivant (Ox) donc toutes les dérivées partielles par rapport à x seront nulles ($\frac{\partial}{\partial x}(E_i \text{ ou } H_i) = 0$).

On obtient alors deux groupes d'équations :

$$\begin{cases} jk_z E_y + \frac{\partial E_z}{\partial y} = -j\omega \mu_p H_x \\ -jk_z E_x = -j\omega \mu_p H_y \\ -\frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega \mu_p H_z \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

$$\begin{cases} jk_z H_y + \frac{\partial H_z}{\partial y} = j\omega \varepsilon_p E_x \\ -jk_z H_x = j\omega \varepsilon_p E_y \\ -\frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega \varepsilon_p E_z \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

Et les équations générales de propagation se réduisent finalement à :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_p^2 E = 0 \quad (\text{II.9})$$

Puis

$$\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} + k_p^2 H = 0 \quad (\text{II.10})$$

II.2.3 Description des modes de propagation : ondes Transversales Electriques (TE) et ondes Transversales Magnétiques (TM)

La résolution des systèmes d'équations II.7 et II.8 donne deux formes possibles d'ondes pouvant se propager dans la structure laser plane:

- ✚ L'onde Transversale Electrique (TE) ;
- ✚ L'onde Transversale Magnétique (TM).

II.2.3.1 Ondes Transversales Electriques (TE)

Le champ électrique des ondes TE possède une composante non nulle E_x alors que le champ magnétique dispose de deux composantes non nulles (H_y et H_z). On obtient l'équation d'onde vérifiée par le champ électrique sous la forme:

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_p^2 - k_z^2) E_x = 0 \quad (\text{II.11})$$

Les différentes zones de la structure laser sont caractérisées par les vecteurs d'ondes k_1, k_2, k_3 dans des couches d'indice de réfraction n_1, n_2, n_3 , respectivement. Nous supposons $\mu_p = \mu_0$ quel que soit le milieu considéré.

On considère $k_p^2 = \varepsilon_p \mu_p \omega^2$, $\varepsilon_p = \varepsilon_r \varepsilon_0$ où $\varepsilon_r = n^2$ est la permittivité relative. La partie réelle de n est l'indice de réfraction optique. Lorsque la partie imaginaire est positive, le milieu est dit absorbant et il est amplificateur dans le cas contraire où le gain est $g = k_0 n_p$ avec k_0 la constante de propagation dans le vide. La forme des solutions des équations de propagation dépendent alors de la nature de k_1, k_2, k_3 .

✚ Si k_1, k_2, k_3 et β sont réels alors $k_{y2}^2 = k_2^2 - k_z^2$ et $\alpha_{yp}^2 = k_z^2 - k_p^2$ ($p \in \{1; 3\}$) sont réels d'où les solutions seront périodiques ou exponentielles suivant le signe de ces constantes. Ces solutions sont des fonctions continues en $y = \pm d/2$.

✚ Si $k_2 \geq \beta \geq k_1 \geq k_3$, les solutions sont périodiques et la propagation se réalise sous l'incidence inférieure à l'angle critique $i_c = \arcsin(k_1/k_2)$ ou $\arcsin(k_3/k_2)$.

Les solutions générales sont donc :

- ❖ Pour $k_2^2 - k_z^2 > 0$ et avec $k_{Y2}^2 = k_2^2 - k_z^2$, on obtient des ondes oscillatoires dont la forme générale est :

$$E_x(y) = Ae^{jk_{Y2}y} + Be^{-jk_{Y2}y} \quad (\text{II.12})$$

- ❖ Pour $k_p^2 - k_z^2 < 0$ et avec $\alpha_{YP}^2 = k_z^2 - k_p^2$ on obtient des ondes atténuantes dont la forme générale est :

$$E_x(y) = Fe^{\alpha_{YP}y} + De^{-\alpha_{YP}y} \quad (\text{II.13})$$

Où A, B, D et F sont des constantes à déterminer à partir des conditions aux limites; k_{Y2} et α_{YP} sont les constantes de propagation et d'atténuation, respectivement, dans la couche active et dans les couches de confinement.

Les solutions souhaitables de l'onde guidée sont oscillatoires ou harmoniques dans la couche active et les solutions sont atténuantes dans les régions extérieures. On obtient les modes à un champ défini comme:

$$E_x(y) = \begin{cases} Fe^{+\alpha_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ Ae^{+jk_{Y2}y} + Be^{-jk_{Y2}y} & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ De^{-\alpha_{Y3}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

La constante de propagation de la couche active est définie par $k_{Y2}^2 = k_2^2 - k_z^2$ et les constantes d'atténuation respectives dans les couches de confinement sont telles que $\alpha_{Y1}^2 = k_z^2 - k_1^2$ et $\alpha_{Y3}^2 = k_z^2 - k_3^2$.

La propagation de l'onde suivant (zz') confère à la structure laser une dimension infinie. Donc toutes les solutions qui répondent aux conditions limites $y = \pm d/2$ sont des modes de la structure laser. On s'intéresse généralement au mode TE car il est susceptible de se propager dans les lasers à hétérostructures. La forme de l'onde est donnée par les équations de Maxwell et les conditions limites.

Les expressions du champ $\vec{E}$ nous définissent deux types de modes : les modes pairs et les modes impairs. Les modes pairs sont réalisés lorsque le champ est symétrique par rapport à $y=0$ et les modes impairs résultent d'un champ antisymétrique par rapport à $y=0$.

On introduit habituellement l'indice effectif " n_{eff} " tel que $k_z = \beta = k_0 n_{eff}$, k_0 est la constante de propagation dans le vide.

La forme du champ E pour le mode pair est donnée par :

$$E_x(y) = \begin{cases} Fe^{+\alpha_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ A \cos(k_{Y2}y + \varphi) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ De^{-\alpha_{Y3}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (II.15)$$

Pour les modes impairs le champ s'écrit :

$$E_x(y) = \begin{cases} -Fe^{+\alpha_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ A \sin(k_{Y2}y + \varphi) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ De^{-\alpha_{Y3}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (II.16)$$

Avec φ , le déphasage résultant des réflexions totales aux interfaces.

II.2.3.2 Conditions de continuité aux interfaces

Les composantes du champ électrique E_x et celles du champ magnétique H_z doivent être continues en $y = \pm d/2$.

Soient :

$$\begin{cases} E_{2x}(\frac{d}{2}) = E_{3x}(\frac{d}{2}) \\ E_{1x}(-\frac{d}{2}) = E_{2x}(-\frac{d}{2}) \\ H_{2z}(\frac{d}{2}) = H_{3z}(\frac{d}{2}) \text{ ou } \frac{\partial E_{x3}}{\partial y} \Big|_{y=\frac{d}{2}} = \frac{\partial E_{x2}}{\partial y} \Big|_{y=\frac{d}{2}} \\ H_{1z}(-\frac{d}{2}) = H_{2z}(-\frac{d}{2}) \text{ ou } \frac{\partial E_{x1}}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{d}{2}} = \frac{\partial E_{x2}}{\partial y} \Big|_{y=-\frac{d}{2}} \end{cases} \quad (II.17)$$

Pour les modes pairs des ondes TE, les conditions aux limites donnent les relations suivantes :

$$\begin{cases} F = A \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ D = A \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \\ F\alpha_{Y1} = A k_{Y2} \sin(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ D\alpha_{Y3} = A k_{Y2} \sin(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

L'expression du champ devient alors :

$$E_x(y) = A \begin{cases} \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) e^{+\alpha_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} y + \varphi) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) e^{-\alpha_{Y3}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

De même pour les modes impairs on aura :

$$\begin{cases} F = A \sin(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ D = A \sin(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \\ -F\alpha_{Y1} = A k_{Y2} \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ -D\alpha_{Y3} = A k_{Y2} \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

Le champ prend alors la forme :

$$E_x(y) = A \begin{cases} -\sin(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) e^{+\alpha_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ \sin(k_{Y2} y + \varphi) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ \sin(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) e^{-\alpha_{Y3}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

La constante A est définie par la normalisation de l'intensité du champ électrique.

Les autres paramètres de la structure laser sont :

✓ La fréquence normalisée ou le nombre $V = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2}$

✓ L'indice normalisé de la structure $b = \frac{\beta^2 - k_1^2}{k_2^2 - k_1^2} = \frac{n_{eff}^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_1^2}$

✓ Le facteur d'asymétrie $a_E = \frac{n_1^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_1^2}$ avec $a_E = 0$ dans le cas de la

structure laser symétrique.

Les conditions aux limites pour chaque parité conduisent à des relations entre les constantes de propagation [10].

Pour les modes pairs :

$$\begin{cases} \alpha_{Y1} = k_{Y2} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ \alpha_{Y3} = k_{Y2} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \end{cases} \quad (II.22)$$

Puis, pour les modes impairs

$$\begin{cases} \frac{1}{\alpha_{Y1}} = -\frac{1}{k_{Y2}} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ -\frac{1}{\alpha_{Y3}} = \frac{1}{k_{Y2}} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \end{cases} \quad (II.23)$$

Soit
$$\begin{cases} \tan(k_{Y2} d) = \frac{k_{Y2}(\alpha_{Y1} + \alpha_{Y3})}{k_{Y2}^2 - \alpha_{Y1} \alpha_{Y3}} \\ \tan(2\varphi) = \frac{k_{Y2}(\alpha_{Y3} - \alpha_{Y1})}{k_{Y2}^2 + \alpha_{Y1} \alpha_{Y3}} \end{cases} \quad (II.24)$$

II.2.3.3 Ondes Transversales Magnétiques (TM)

Par analogie à la démarche effectuée pour l'obtention des modes TE, il est possible de définir les modes TM. On obtient des expressions similaires. Le champ électrique des ondes TM possède deux composantes non nulles (E_y et E_z) et le champ magnétique possède une composante non nulle H_x . On obtient l'équation d'onde vérifiée par le champ magnétique sous la forme:

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k_p^2 - k_z^2) H_x = 0 \quad (II.25)$$

L'expression du champ magnétique pour les modes pairs est donnée par :

$$H_x(y) = B \begin{cases} \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) e^{+a_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} y + \varphi) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) e^{-a_{Y3}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{II.26})$$

La constante B se déduit de la normalisation de l'intensité du champ magnétique.

Le facteur d'asymétrie $a_M = \left(n_2^4 / n_3^4 \right) \left\{ \frac{(n_1^2 - n_3^2)}{(n_2^2 - n_1^2)} \right\}$ [7-10] tel que, $a_M = 0$ dans le

cas de la structure laser symétrique.

Les conditions de continuité permettent de déterminer les équations de dispersion des structures planaires pour les modes TM. Les constantes de propagation d'un mode TM sont ainsi liées aux paramètres du guide par :

$$\begin{cases} \alpha_{Y1} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k_{Y2} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ \alpha_{Y3} = \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2} k_{Y2} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \\ \frac{1}{\alpha_{Y1}} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{1}{k_{Y2}} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} - \varphi) \\ -\frac{1}{\alpha_{Y3}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3} \frac{1}{k_{Y2}} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2} + \varphi) \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

La différence entre les relations pour des modes TE et celles des modes TM est liée au rapport des permittivités $\varepsilon_p / \varepsilon_2$ pour les milieux adjacents.

On a donc pour le mode TM, les équations transcendantes [7-9]

$$\begin{cases} \tan(k_{Y2} d) = \frac{1}{n_2^2} \left[\frac{k_{Y2} (\alpha_{Y1} / n_1^2 + \alpha_{Y3} / n_3^2)}{(k_{Y2} / n_2)^2 - \alpha_{Y1} \alpha_{Y3} / (n_1^2 n_3^2)} \right] \\ \tan(2\varphi) = \frac{1}{n_2^2} \left[\frac{k_{Y2} (\alpha_{Y3} / n_3^2 - \alpha_{Y1} / n_1^2)}{(k_{Y2} / n_2)^2 + \alpha_{Y1} \alpha_{Y3} / (n_1^2 n_3^2)} \right] \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

II.2.4 Distribution du champ électrique. Puissance optique

Le vecteur de Poynting est donné par $\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H}$. Le vecteur de Poynting moyen est donc dirigé selon l'axe de propagation. Le vecteur de Poynting moyen représente la densité moyenne (temporelle) de la puissance transportée par l'onde électromagnétique (W/m²).

Pour une onde plane, le vecteur Poynting moyen est proportionnel au carré du champ électrique (ou magnétique). Pour un champ électromagnétique quelconque, la puissance moyenne transportée est donnée par la somme des puissances moyennes transportées [7-10].

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \{ \vec{E} \wedge \vec{H} \} \quad (\text{II.29})$$

L'orthogonalité conduit à l'expression suivante pour les différentes ondes propagées :

$$\int_{\Sigma} [\vec{E}_i \wedge \vec{H}_j] \cdot \vec{z} d\Sigma = \int_{\Sigma} [\vec{E}_j \wedge \vec{H}_i] \cdot \vec{z} d\Sigma = 0 \quad (\text{II.30})$$

La théorie de la propagation des ondes électromagnétiques montre que le flux de vecteur de Poynting noté S à travers une surface fermée Σ est égal à la variation par unité de temps de l'énergie électromagnétique contenue dans le volume limité par cette surface. La puissance électromagnétique traversant une surface fermée Σ est donnée par le flux du vecteur de Poynting à travers cette surface. C'est donc l'intégrale du vecteur Poynting moyen sur une section infinie transverse à l'axe de propagation et orientée dans le sens de propagation.

$$P = \iint_{\Sigma} \frac{1}{2} \text{Re} \{ (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{u}_z \} d\Sigma \quad (\text{II.31})$$

Dans le cas de la structure laser, la puissance transportée par un mode dans la direction Oz par unité de longueur x (le champ étant uniforme selon Ox) est donnée par la relation :

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{2} (E_x \cdot H_y - E_y \cdot H_x) dy \quad (\text{II.32})$$

Pour le mode TE ($E_y = 0$), la puissance transportée par ce mode dans la direction Oz, s'écrit :

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} (E_x \times H_y) dy \quad (\text{II.33})$$

Avec $\frac{k_z}{\omega\mu_0}E_x = H_y$. On obtient :

$$P = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_x|^2 dy \quad (\text{II.34})$$

Pour le mode TM, on peut réécrire la puissance moyenne sous la forme :

$$P = \frac{\beta}{2\omega\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{n^2} |H_x|^2 dy \quad (\text{II.35})$$

Une valeur de P donnée peut permettre de retrouver les constantes A et B définies dans les expressions de champs électrique et magnétique.

II.2.5 Equation de dispersion. Détermination de l'indice de réfraction efficace n_{eff}

Dans le cas des ondes TE

Les valeurs de k_{y2} et de α_{yp} peuvent être déterminées aussi par la méthode graphique ou par la méthode numérique à partir des équations de dispersion. Il est possible donc de déterminer l'indice effectif avec $k_z = \beta = k_0 n_{\text{eff}}$.

On obtient la relation suivante à partir des relations dues aux conditions aux limites (équations II.22 et II.23).

$$\left\{ \begin{array}{l} \arctan(k_{y2}/\alpha_{y1}) + \arctan(k_{y2}/\alpha_{y3}) + k_{y2}d - (m+1)\pi = 0 \\ \text{avec } m=0,1,2,\dots \end{array} \right. \quad (\text{II.36})$$

Le mode fondamental est déterminé par la valeur nulle de m.

En introduisant $k_{y2}^2 = k_0^2(n_2^2 - n_{\text{eff}}^2)$ et $\alpha_{yp}^2 = k_0^2(n_{\text{eff}}^2 - n_p^2)$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ dans l'équation (II.36), on détermine la valeur de l'indice effectif n_{eff} qui correspond au mode. Soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \arctan\left(\frac{\sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2}}{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2}}\right) + \arctan\left(\frac{\sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2}}{\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2}}\right) + k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2} d - (m+1)\pi = 0 \\ \text{avec } m=0,1,2,\dots \end{array} \right. \quad (\text{II.37})$$

Dans le cas des ondes TM

On obtient pour le mode des ondes TM, la relation suivante reliant l'indice effectif n_{eff} aux indices de la structure.

$$\left\{ \arctan \left(\left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}}{\sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2}} \right) + \arctan \left(\left(\frac{n_2}{n_3} \right)^2 \frac{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}}{\sqrt{n_{eff}^2 - n_3^2}} \right) + k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} d - (m+1)\pi = 0 \right. \quad (II.38)$$

avec $m=0,1,2,\dots$

Il est à remarquer que tout se passe comme si l'onde se propageait dans un milieu d'indice n_{eff} .

Finalement, l'équation de dispersion peut se mettre sous la forme générale:

$$\arctan \left(\left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2\rho} \frac{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}}{\sqrt{n_{eff}^2 - n_1^2}} \right) + \arctan \left(\left(\frac{n_2}{n_3} \right)^{2\rho} \frac{\sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2}}{\sqrt{n_{eff}^2 - n_3^2}} \right) + k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} d - (m+1)\pi = 0 \quad (II.39)$$

Et le déphasage résultant des réflexions totales aux interfaces est donné par :

$$(\varphi_{p/2} = \arctan \left[\left(n_2/n_p \right)^{2\rho} \sqrt{n_{eff}^2 - n_p^2} / \sqrt{n_2^2 - n_{eff}^2} \right] \text{ avec } p \in \{1;3\} \quad (II.40)$$

Avec $\rho=0$ pour le mode TE et $\rho=1$ pour le mode TM.

L'équation de dispersion pour les modes TE et TM permet, pour les indices de la structure laser donnés, de tracer l'évolution de l'indice effectif en fonction de l'épaisseur pour différents modes. La méthode de la dichotomie sur MATLAB est utilisée, pour résoudre l'équation transcendante et qui consiste à chercher les valeurs de l'indice effectif qui annulent la fonction.

Nous pouvons définir ainsi une épaisseur de coupure associée à chaque mode tel que n_{eff} soit égal à l'indice de la couche de confinement $n_{eff} = n_3$:

$$d_c = \frac{m\pi + \arctan \left[\left(n_2/n_1 \right)^{2\rho} \sqrt{n_3^2 - n_1^2} / \sqrt{n_2^2 - n_3^2} \right]}{k_0 \sqrt{n_2^2 - n_3^2}} \quad (II.41)$$

Le nombre de modes maximal pouvant exister dans le guide serait égal à :

$$N(m)=1+E\left[\frac{1}{\pi}\left\{\arctan\left(\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2\rho}\frac{\sqrt{n_2^2-n_3^2}}{\sqrt{n_3^2-n_1^2}}\right)+k_0\sqrt{n_2^2-n_3^2}d\right\}\right] \quad (\text{II.42})$$

II.2.6 Description de la méthode de l'indice effectif

La méthode de l'indice effectif consiste [10]

- A remplacer la structure laser en 2D par une combinaison de structures en 1D ;
- Pour chaque guide 1D, on calcule l'indice effectif le long de l'axe (Oy)
- On obtient un modèle de guide en plaçant les valeurs obtenues le long de l'axe (Ox) ;
- Puis résoudre l'équation obtenue pour ce modèle le long de l'axe (Ox) pour obtenir l'indice effectif recherché.

Pour ce faire il suffit de considérer l'équation de la fonction d'onde suivante et utiliser la méthode de séparations des variables.

$$\frac{\partial^2 \Psi(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi(x,y)}{\partial y^2} + k_0^2 (\varepsilon_r(x,y) - n_{eff}^2) \Psi(x,y) = 0 \quad (\text{II.43})$$

En posant $\Psi(x,y) = f(x).g(y)$, on obtient

$$\frac{1}{f(x)} \frac{d^2 f(x)}{dx^2} + \frac{1}{g(y)} \frac{d^2 g(y)}{dy^2} + k_0^2 (\varepsilon_r(x,y) - n_{eff}^2) = 0 \quad (\text{II.44})$$

$$\text{Soit } \begin{cases} \frac{1}{g(y)} \frac{d^2 g(y)}{dy^2} + k_0^2 \varepsilon_r(x,y) = k_0^2 N^2(x) \\ \frac{1}{f(x)} \frac{d^2 f(x)}{dx^2} - k_0^2 n_{eff}^2 = -k_0^2 N^2(x) \end{cases} \quad (\text{II.45})$$

On obtient deux équations indépendantes qui permettent de trouver $N(x)$ puis

$$n_{eff} : \begin{cases} \frac{d^2 g(y)}{dy^2} + k_0^2 [\varepsilon_r(x,y) - N^2(x)] g(y) = 0 \\ \frac{d^2 f(x)}{dx^2} - k_0^2 (n_{eff}^2 - N^2(x)) f(x) = 0 \end{cases} \quad (\text{II.46})$$

Cette méthode permet d'analyser un système de structure en 2D sous forme d'une structure de couches en 1D.

II.3 Etude d'une structure laser planaire symétrique

Nous considèrerons, dans ce paragraphe, une structure laser planaire symétrique où $n_1 = n_3$, $k_1 = k_3$ et $\alpha_{Y1} = \alpha_{Y3}$, avec un déphasage égal à $\varphi = \frac{m\pi}{2}$.

II.3.1 Expressions du champ Ex

✚ Pour le mode TE pair

Le champ électrique du mode TE est donné par:

$$E_x(y) = A \begin{cases} \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} - \frac{m\pi}{2}) e^{+\alpha_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} y + \frac{m\pi}{2}) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} + \frac{m\pi}{2}) e^{-\alpha_{Y1}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{II.47})$$

Pour le mode fondamental m est égal à zéro (0).

✚ Pour le mode TE impair

$$E_x(y) = A \begin{cases} -\sin(k_{Y2} \frac{d}{2} - \frac{m\pi}{2}) e^{+\alpha_{Y1}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ \sin(k_{Y2} y + \frac{m\pi}{2}) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ \sin(k_{Y2} \frac{d}{2} + \frac{m\pi}{2}) e^{-\alpha_{Y1}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{II.48})$$

Les conditions de continuité donnent donc des relations transcendantes simplifiées liant les paramètres de la structure laser.

$$\begin{cases} \alpha_{Y1} = k_{Y2} \tan(k_{Y2} \frac{d}{2}) \\ -\alpha_{Y1} = k_{Y2} \cotan(k_{Y2} \frac{d}{2}) \end{cases} \quad (\text{II.49})$$

✚ Pour le mode TM

Pour le mode TM, l'expression de H_x est similaire à celle de E_x dans le cas du mode TE. Les conditions aux limites définissent les relations simplifiées liant les constantes de propagation.

$$\begin{cases} \alpha_{y1} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k_{y2} \tan(k_{y2} \frac{d}{2}) \\ -\alpha_{y1} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k_{y2} \cotan(k_{y2} \frac{d}{2}) \end{cases} \quad (\text{II.50})$$

II.3.2 Calcul des constantes de propagation k_{y2} et d'atténuation α_{y1}

Les valeurs de α_{y1} et de k_{y2} sont solutions des équations (II.49) pour les modes TE et des équations (II.50) pour les modes TM. Ces équations représentent les équations de dispersion des structures planaires symétriques. Les constantes de propagation d'un mode de la structure guidante sont ainsi liées aux paramètres qui caractérisent cette structure. Soit :

$$\begin{cases} \alpha_{y1} \frac{d}{2} = k_{y2} \frac{d}{2} \tan(k_{y2} \frac{d}{2}) \\ -\alpha_{y1} \frac{d}{2} = k_{y2} \frac{d}{2} \cotan(k_{y2} \frac{d}{2}) \end{cases} \quad (\text{II.51})$$

La résolution de ce système d'équations se fait généralement de façon numérique.

En posant $k_{y2}^2 = k_2^2 - k_z^2$, $\alpha_{y1}^2 = k_z^2 - k_1^2$ on obtient l'équation suivante :

$$\left(\frac{\alpha_{y1} d}{2} \right)^2 + \left(\frac{k_{y2} d}{2} \right)^2 = (n_2^2 - n_1^2) \left(\frac{k_0 d}{2} \right)^2 \quad (\text{II.52})$$

On remarque ainsi que la relation précédente (équation II.52) correspond à une équation de cercle dont le centre est O(0,0) et le rayon est R tel que $R = \sqrt{(n_2^2 - n_1^2)} \left(\frac{k_0 d}{2} \right)$ dans un plan $(O, \frac{\alpha_{y1} d}{2}, \frac{k_{y2} d}{2})$. Ce qui permet de pouvoir faire une résolution graphique des ensembles d'équations (II.49) et (II.50), afin de déterminer les valeurs de α_{y1} et de k_{y2} et caractériser les différents modes de propagation, solutions des équations transcendantes définies par les intersections entre le cercle défini, les tangentes et les cotangentes.

Les constantes doivent vérifier simultanément les deux équations de (II.50). Ainsi en ajoutant l'équation II.51, on peut faire une résolution graphique. Nous avons fait un exemple pour les valeurs arbitraires de R telles que $R \in \{1, 3, 5\}$ comme l'indique la figure II-4.

Dans le cas de $R=5$, quatre (4) modes sont possibles: les modes pairs TE_0 et TE_2 et les modes impairs TE_1 et TE_3 . Nous obtenons un seul mode, le mode fondamental pour $R=1$.

On montre ici que l'écart entre les indices de réfraction constitue un facteur pour l'obtention d'une structure guidante monomodale. Les constantes pour les modes impairs sont obtenues par l'intersection du cercle de rayon R avec les courbes de cotangente alors que celles des modes pairs sont obtenues par l'intersection du cercle avec les courbes de tangentes.

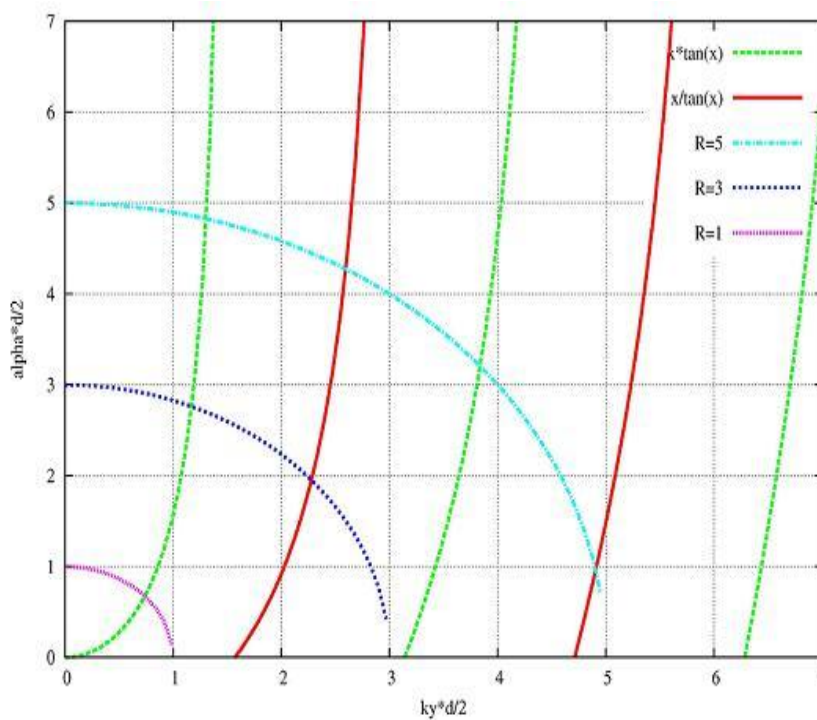


Figure II-4 : Illustration de la résolution graphique des équations transcendentes pour déterminer les modes possibles lorsque $R=1, 3, 5$.

II.3.3 Profil d'irradiance

Le profil d'irradiance est obtenu grâce à la courbe de $|E_x|^2$ en fonction de y . C'est l'intensité lumineuse se propageant dans la structure laser, elle est proportionnelle au carré du champ.

Plus l'indice du mode est élevé, plus le nombre de lobes est élevé comme il est illustré par la figure II-5 pour l'exemple de $R=5$. Tous les profils sont normalisés pour avoir une amplitude maximale unitaire.

Nous verrons plus tard que l'épaisseur de la couche active et les indices de réfraction ont une influence remarquable sur l'intensité du mode dans un guide optique.

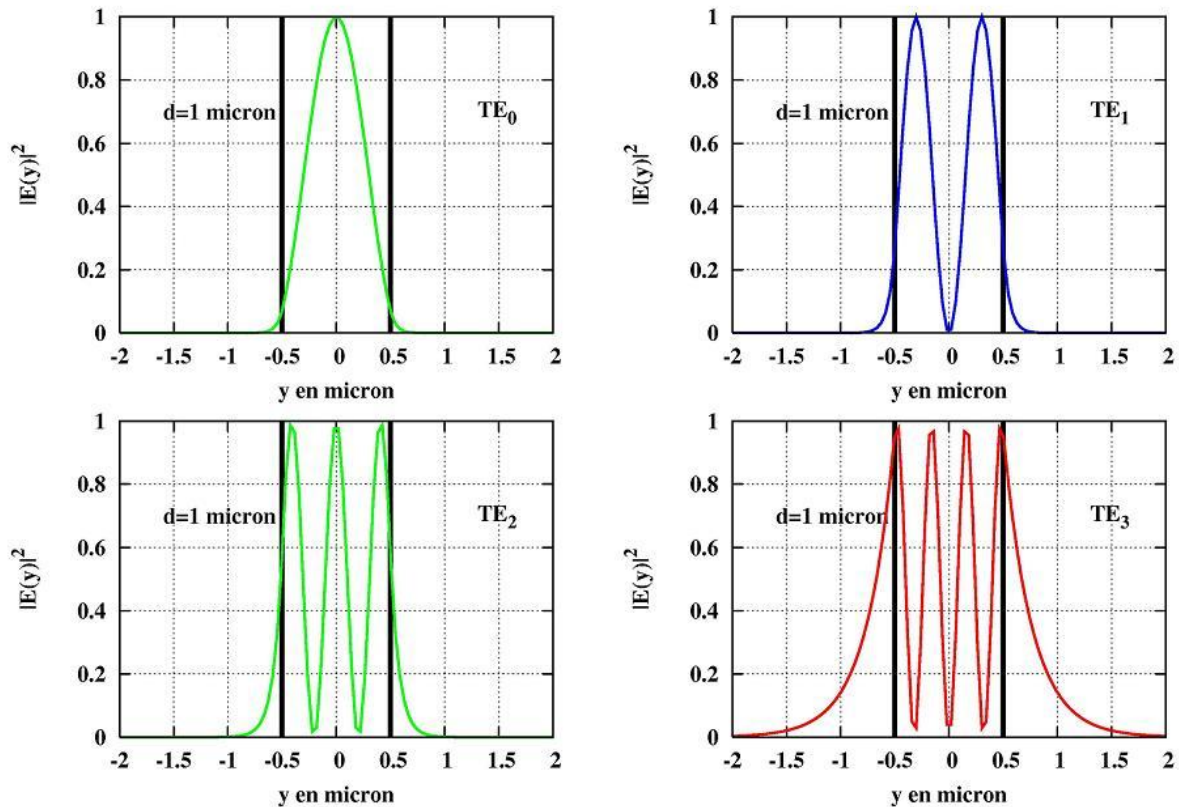


Figure II-5 : Profils d'irradiance des 4 modes TE se propageant lorsque $R=5$. Les traits noirs identifient les limites de la couche centrale

II.3.4 Longueur d'onde de coupure

D'après la valeur de R qui est une fonction du saut d'indice et du rapport de l'épaisseur de la couche active sur la longueur d'onde d'émission, il subsistera un nombre limité de modes. Ce nombre augmente avec l'épaisseur de la couche centrale comme on l'avait montré dans la *section II.2.5*.

Lorsque l'intersection se fait sur l'abscisse, on a $\alpha_{Y1}=0$ et $\frac{k_{Y2}d}{2}=\frac{m\pi}{2}$
d'où:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{m\pi}{2} \leq \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \frac{\pi d}{\lambda_0} \\ \text{et} \\ \frac{d}{\lambda_0} \geq \frac{m}{2\sqrt{n_2^2 - n_1^2}} \end{array} \right. \text{ ou } \left\{ \begin{array}{l} \frac{m\pi}{2} \leq \sqrt{n_2^2 - n_3^2} \frac{\pi d}{\lambda_0} \\ \text{et} \\ \frac{d}{\lambda_0} \geq \frac{m}{2\sqrt{n_2^2 - n_3^2}} \end{array} \right. \quad (\text{II.53})$$

Le mode TE₀ est le mode fondamental. Ainsi pour une épaisseur d donnée, correspond une longueur d'onde maximale pour obtenir le mode TE₀. Ce dernier est le seul possible lorsque

$$\frac{d}{\lambda_0} \geq \frac{1}{2\sqrt{n_2^2 - n_1^2}} \quad (\text{II.54})$$

Pour assurer l'existence d'un seul mode guidé la condition de l'équation (II.54) doit être vérifiée.

II.4 Facteur de confinement optique

Il est d'intérêt que l'onde soit confinée au maximum dans la couche active de la structure laser. Le facteur de confinement Γ caractérise l'étalement de la lumière dans la direction (Oy). On le définit comme étant le rapport de l'intensité lumineuse dans la couche active sur l'intensité aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la zone active.

$$\Gamma = \frac{\frac{1}{2} \int_{\text{coeur}} \text{Re}\{ \vec{E} \wedge \vec{H} \} \hat{z} dy}{\frac{1}{2} \int_{\text{total}} \text{Re}\{ \vec{E} \wedge \vec{H} \} \hat{z} dy} \quad (\text{II.55})$$

C'est un facteur qui représente l'irradiance totale, se propageant (vers les z positifs) dans la partie centrale de la structure laser. Le champ électrique n'ayant qu'une seule composante, soit E_x , dans le cas du mode TE, alors le facteur de confinement peut être exprimé sous la forme suivante :

$$\Gamma = \frac{\frac{1}{2} \int \text{Re}\left\{ -E_x H_y \right\} dy}{\frac{1}{2} \int \text{Re}\left\{ -E_x H_y \right\} dx} \quad (\text{II.56})$$

Lorsqu'on remplace H_y par son expression en fonction de E_x , $k_z E_x = \omega \mu_p H_y$ l'expression du facteur de confinement devient :

$$\Gamma = \frac{\frac{k_z}{\omega \mu_2} \int_{|y| < d/2} |E_x|^2 dy}{\frac{k_z}{\omega \mu_p} \int_{|y| > d/2} |E_x|^2 dy + \frac{k_z}{\omega \mu_2} \int_{|y| > d/2} |E_x|^2 dy} \quad (\text{II.57})$$

Soit :

$$\Gamma = \frac{\int_{|y| < d/2} |E_x|^2 dy}{\int_{|y| < d/2} |E_x|^2 dy + \int_{|y| > d/2} |E_x|^2 dy} \quad (\text{II.58})$$

On obtient une expression similaire pour le mode TM en substituant E_x par H_x .

II.4.1 Structure laser planaire asymétrique

Pour la structure laser asymétrique plane le facteur de confinement est donné en tenant compte des expressions des puissances dans chaque couche.

- pour les ondes TE, la puissance optique, en tenant compte de l'expression de E_x , est donnée pour les différentes couches par :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{\text{cœur}} = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \frac{A^2}{2} \left[d + \frac{\sin^2(k_{y2}d/2 - \varphi)}{\alpha_{y1}} + \frac{\sin^2(k_{y2}d/2 + \varphi)}{\alpha_{y3}} \right] \text{ pour } |y| < \frac{d}{2} \\ P_{\text{sub}} = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} A^2 \left[\frac{\cos^2(k_{y2}d/2 - \varphi)}{2\alpha_{y1}} \right] \text{ pour } y < -\frac{d}{2} \\ P_{\text{clad}} = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} A^2 \left[\frac{\cos^2(k_{y2}d/2 + \varphi)}{2\alpha_{y3}} \right] \text{ pour } y > \frac{d}{2} \end{array} \right. \quad (\text{II.59})$$

La puissance totale est la somme des puissances émises par chaque couche du guide.

$$P_{\text{Totale}} = P_{\text{cœur}} + P_{\text{sub}} + P_{\text{clad}} \quad (\text{II.60})$$

On retrouve pour la puissance totale une expression qui est fonction des paramètres de la structure laser :

$$P_{Totale} = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} \frac{A^2}{2} \left[d + \frac{1}{\alpha_{Y1}} + \frac{1}{\alpha_{Y3}} \right] \quad (II.61)$$

Cette formule fait apparaître entre crochets un terme homogène à une longueur que l'on définira comme étant la largeur effective d_{eff} . La largeur effective d_{eff} représente la largeur électromagnétique de l'onde.

Il est donc indispensable que l'épaisseur de l'ensemble des trois couches formant le guide soit supérieure à d_{eff} afin d'éviter les pertes en intensité du champ électromagnétique.

La constante A est déterminée en fonction d'une valeur donnée de P tel que

$$A = 2 \sqrt{\frac{P\omega\mu_0}{\beta d_{eff}}} \quad avec \quad d_{eff} = \left[d + \frac{1}{\alpha_{Y1}} + \frac{1}{\alpha_{Y3}} \right] \quad (II.62)$$

Comme $\sin^2(x) = \frac{\tan^2(x)}{1 + \tan^2(x)}$ avec $x \neq q\frac{\pi}{2}$; q relatif, l'expression du facteur de confinement est donnée par :

$$\Gamma = \frac{1}{d_{eff}} \left(d + \frac{\alpha_{Y1}}{k_{Y2}^2 + \alpha_{Y1}^2} + \frac{\alpha_{Y3}}{k_{Y2}^2 + \alpha_{Y3}^2} \right) \quad (II.63)$$

- Pour les ondes TM, la puissance se calcule par la formule $P = \frac{\beta}{2\omega\epsilon_0} \int \frac{1}{n^2} |H_x|^2 dy$. L'expression du facteur de confinement est donnée par:

$$\Gamma = \frac{1}{d_M} \left(d + \frac{1}{q_1} \frac{\alpha_{Y1}}{k_{Y2}^2 + \alpha_{Y1}^2} + \frac{1}{q_3} \frac{\alpha_{Y3}}{k_{Y2}^2 + \alpha_{Y3}^2} \right) \quad (II.64)$$

$$\text{Avec, } \begin{cases} d_M = d + \frac{1}{q_1 k_{Y1}} + \frac{1}{q_3 k_{Y3}} \\ q_1 = \frac{\beta^2}{k_{Y2}^2} + \frac{\beta^2}{k_1^2} - 1 \quad et \quad q_3 = \frac{\beta^2}{k_{Y2}^2} + \frac{\beta^2}{k_3^2} - 1 \end{cases}$$

d_M , l'épaisseur effective de la structure laser pour le mode TM.

II.4.2 Structure laser symétrique

On obtient dans une structure laser symétrique, pour les ondes TE, les expressions simplifiées suivantes pour le facteur de confinement :

❖ Pour les modes pairs

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\cos^2\left(\frac{k_{Y2}d}{2}\right)}{\frac{\alpha_{Y1}d}{2} \left[1 + \frac{\sin(k_{Y2}d)}{k_{Y2}d} \right]} \right\}^{-1} \quad (\text{II.65})$$

❖ Pour les modes impairs

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\sin^2\left(\frac{k_{Y2}d}{2}\right)}{\frac{\alpha_{Y1}d}{2} \left[1 - \frac{\sin(k_{Y2}d)}{k_{Y2}d} \right]} \right\}^{-1} \quad (\text{II.66})$$

Le facteur de confinement est une fonction des constantes de propagations. Il est inférieur à 1.

Des calculs similaires nous donnent les expressions du facteur de confinement pour le mode TM sous les formes suivantes :

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\cos^2\left(\frac{k_{Y2}d}{2}\right)}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{\alpha_{Y1}d}{2} \left[1 + \frac{\sin(k_{Y2}d)}{k_{Y2}d} \right]} \right\}^{-1} \quad (\text{II.67})$$

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\sin^2\left(\frac{k_{Y2}d}{2}\right)}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{\alpha_{Y1}d}{2} \left[1 - \frac{\sin(k_{Y2}d)}{k_{Y1}d} \right]} \right\}^{-1} \quad (\text{II.68})$$

Pour les modes pairs, équation II.67, et pour les modes impairs, équation II.68, respectivement.

II.5 Applications aux structures guidantes d'une double hétérostructure laser

Nous considérons une double hétérostructure à base des alliages de GaSb pour faire les études des phénomènes de propagation des ondes dans la structure laser dont le substrat est en GaSb. Nous prenons une structure laser à trois couches dont les indices de réfraction sont supposés constants. L'indice de la zone active est supérieur à ceux des couches de confinement. Une étude d'une structure symétrique de diode laser DH sera réalisée.

La structure de la diode est formée par des quaternaires $Ga_{1-x'}In_{x'}As_ySb_{1-y'}/Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}$. La composition d'aluminium (Al) est représentée par x , ($x < 1$), dans les couches de confinement $Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}$, y représente la composition d'Arsenic (As).

La couche active, composée par $Ga_{1-x'}In_{x'}As_ySb_{1-y'}$ a une composition en Indium (In) égale à x' et y' représente la composition en Antimoine (Sb). L'accord de maille entre les différents atomes impose une relation entre les différentes concentrations des composés constituant la structure laser.

Les structures à base d'antimoniures émettent souvent dans le moyen infrarouge (MIR). Le MIR couvre 2 à 12 μ m. Il présente, aujourd'hui, de nombreux intérêts pour le grand nombre d'applications auxquelles cette région spectrale est sollicitée. Cette zone comprend la fenêtre de transparence de l'atmosphère pour les transitions optiques et les raies d'absorptions de nombreux gaz polluants y sont présentes. Par une spectroscopie d'absorption à diodes lasers on peut faire le contrôle de la pollution dans l'atmosphère [11-13]. Les méthodes d'analyse des gaz pour le contrôle des processus technologiques et de la surveillance de l'environnement sont élaborées sur la base des émetteurs IR [14]. Cette gamme permet aussi d'établir des communications optiques et d'autres applications comme le diagnostic médical, la thérapie en médecine.

Particulièrement, les alliages quaternaires $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ sont des matériaux importants qui couvrent des longueurs d'onde entre le visible et l'infrarouge [15-19]. Ces alliages sont utilisés comme des couches de confinement dans des lasers à infrarouge [20]. Ils peuvent être en accord de maille avec des substrats commerciaux existants tels que les binaires GaSb, InAs et InP. $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ en accord de maille sur InAs peut servir comme un important matériau pour des applications dans des transistors à haute mobilité d'électrons HEMT.

Le système AlGaAsSb/AlAsSb à maille accordé sur InP est utilisé à $1,55\mu\text{m}$ comme réflecteurs de Bragg distribués à forte réflexion afin de réaliser des lasers VCSEL à pompage optique [21]. Des quaternaires des composés semi-conducteurs (Al, Ga, In) – (P, As, Sb), aux mailles accordées sur InP ont été étudiés par M. Guden et J. Piprek [22]. Ils ont étudié l'énergie de bande gap, l'indice de réfraction à $1,55\mu\text{m}$ et la conductivité thermique en fonction de la composition. Ces alliages sont propices pour améliorer les miroirs de réflexion de Bragg.

Pour réaliser l'optimisation des structures des doubles hétérostructures laser, il est essentiel que le courant de seuil soit réduit, le rendement quantique soit grand et qu'un fonctionnement en continu soit possible. Ainsi pour les DH laser, cette optimisation est synonyme de la détermination précise et de l'étude de l'influence des paramètres caractéristiques sur leurs propriétés. L'étude de l'influence des paramètres caractéristiques de la double Hétérostructure laser est réalisée dans les paragraphes suivants.

II.5.1 Paramètres caractéristiques de la double Hétérostructure laser

Nos résultats portent sur l'étude théorique de la variation de l'intensité du champ électrique à l'intérieur de la double Hétérostructure laser $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y'}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$. Cette étude nécessite la connaissance des indices de réfraction des alliages constituant les couches de la structure.

Pour les quaternaires $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$, $\text{Ga}_{1-x'}\text{In}_{x'}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y'}$, la condition d'accord de maille sur GaSb reliant les compositions y et x puis y' et x' selon la loi de Végard est donnée par [23]:

$$\begin{cases} y = \frac{0,0396x}{0,4426+0,0318x} & (0 \leq x \leq 1,0) \\ \text{et} \\ y' = \frac{0,3835-0,3835x'}{0,4210+0,216x'} & (0 \leq x' \leq 1,0) \end{cases} \quad (\text{II.69})$$

Les résultats des calculs d'indice à partir du modèle d'oscillateur simple [24] pour différentes compositions des alliages sont présentés dans le *Tableau II-1*. Ces données nous ont permis de présenter les différents résultats de cette section. L'étude est faite sur les couches de confinement car elles jouent un rôle dans les propriétés de confinement requises pour la structure guidante. Ainsi nous avons fait varier l'épaisseur d de la couche active et la composition x d'aluminium des couches de confinement car ces dernières impliquent la variation de l'indice optique.

Tableau II-1: Indice de réfraction à 300K

$Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$	$Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}$		
	x=27%	x=34%	x=50%
3,72 [25]	y=2,4%	y=3%	y=4,5%
	n=3,63	n=3,59	n=3,50

L'intérêt que présente le MIR a conduit au choix de la longueur d'onde d'étude égale à 2,2 μ m.

Les représentations graphiques sont faites après la détermination de l'indice effectif grâce à la méthode de dichotomie sous MATLAB en résolvant l'équation caractéristique de la structure laser.

Les courbes sont obtenues avec les logiciels graphiques MATLAB 7.0 et Gnuplot 4.2.

II.5.2 Profil de l'indice effectif de la structure laser

Nous avons étudié la variation de l'indice effectif de la structure laser symétrique, formé de $Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,024}Sb_{0,976}$ ($n_3=3,63$) comme la couche de confinement et $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$ ($n_2=3,72$) qui est la couche active, par rapport à l'épaisseur de la couche active en identifiant le nombre maximal de modes dans cette couche (figure II-6).

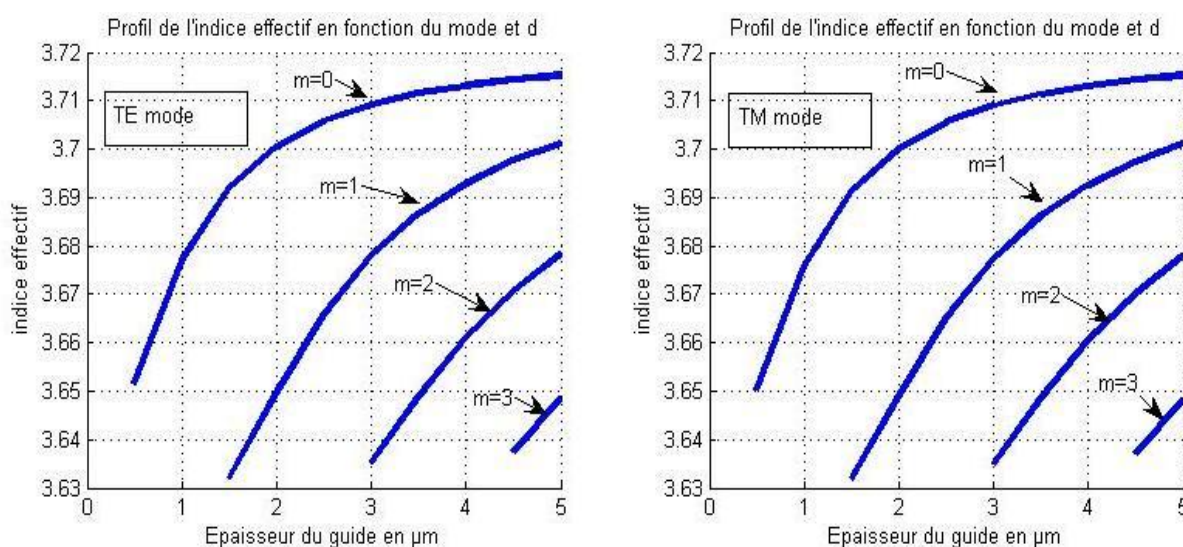


Figure II-6: Profil de l'indice effectif de la structure laser en fonction de son épaisseur et du mode (modes TE et modes TM) : guide $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$ ($n_2=3,72$)/ $Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,024}Sb_{0,976}$ ($n_3=3,63$)

Nous avons traité le cas des ondes TE et des ondes TM. Nous remarquons que le nombre maximal de modes guidés augmente avec l'épaisseur de la couche active. L'indice effectif tend vers sa valeur maximale n_2 (indice de la couche active) correspondant à une propagation libre, et prend comme valeur minimale l'indice du substrat correspondant à une épaisseur de la couche active en dessous de laquelle le mode m ne peut pas se propager. L'indice effectif du mode transversal électrique (TE) est légèrement supérieur à celui de mode transversal magnétique (TM). Le mode fondamental correspondant à $m=0$ se retrouve dans toutes les structures quelque soit l'épaisseur considérée. Il subsiste seul dans la structure laser lorsque l'épaisseur de la couche active devient très petite.

Nous présentons sur la figure II-7 une comparaison entre les modes des ondes TE se propageant dans la structure laser de couche active identique et de couches de confinement différentes.

Nous avons considéré les structures planaires $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$ ($n_2=3,72$)/ $Ga_{0,50}Al_{0,50}As_{0,01}Sb_{0,99}$ ($n_3=3,50$) (figure II-7A) et $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$ ($n_2=3,72$) / $Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,024}Sb_{0,976}$ ($n_3=3,63$) (figure II-7B).

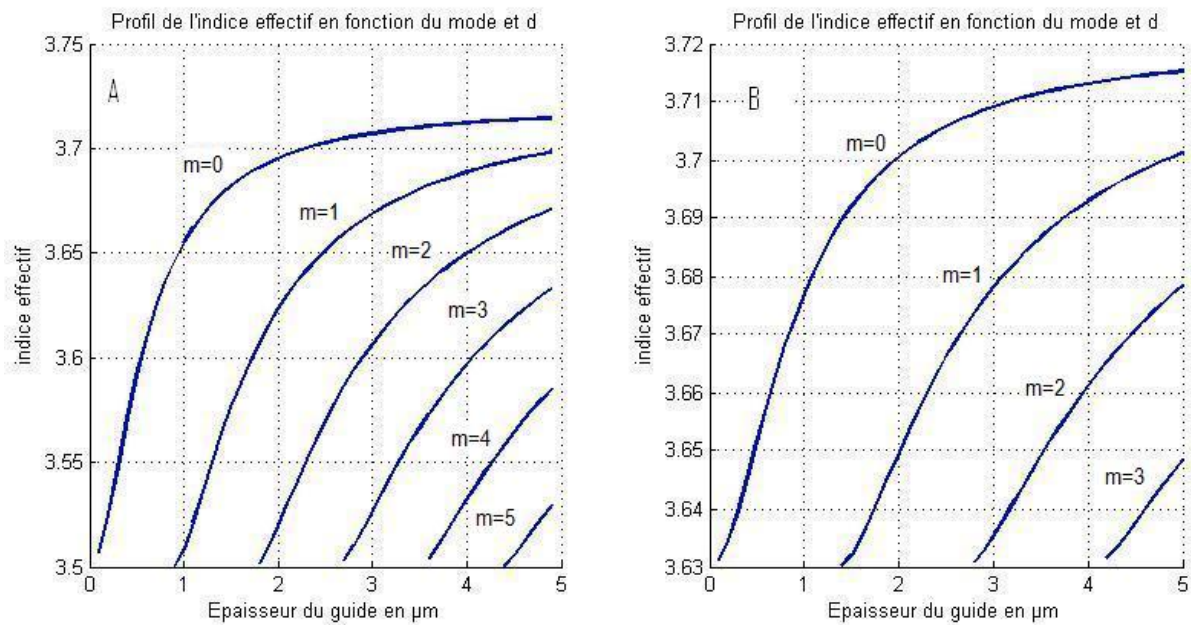


Figure II-7: Profil de l'indice effectif de la structure laser en fonction de son épaisseur et du mode (pour les modes TE) dans le cas de la structure laser $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$ ($n_2=3,72$)/ $Ga_{0,73}Al_{0,27}As_{0,024}Sb_{0,976}$ ($n_3=3,63$) (A) et $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$ ($n_2=3,72$)/ $Ga_{0,50}Al_{0,50}As_{0,01}Sb_{0,99}$ ($n_3=3,50$) (B).

On remarque que lorsque la concentration x d'aluminium augmente ou que l'indice de la couche de confinement diminue, le nombre de modes pouvant se propager augmente.

Nous pouvons voir aussi que plus l'indice de la couche de confinement est faible, plus le mode multiple apparaît vite lorsque l'épaisseur d de la couche active augmente. Par exemple si l'on considère une épaisseur de la couche active égale à $1\mu\text{m}$, pour la structure laser à couche de confinement d'indice 3,50, deux modes sont susceptibles de se propager (le mode fondamental et le mode d'ordre 1) alors que la structure laser à couche de confinement d'indice égal à 3,63, seul le mode fondamental peut se propager.

II.5.3 Variation de l'intensité du champ à l'intérieur de la structure laser en fonction de la composition d'aluminium de la structure

La réalisation des différentes couches de la structure n'est pas aisée ; il faut tenir compte des accords de maille entre les différents alliages. Les propriétés des différentes couches dépendent de leur composition atomique. C'est ainsi que nous avons étudié l'influence de la concentration en aluminium de l'alliage qui forme la couche de confinement sur les propriétés de la structure laser.

L'intensité de l'onde TE pour le mode fondamental, se propageant dans la structure laser, est étudiée pour des DH laser. L'étude est faite sur des structures laser à double hétérojonction dont la couche active est formée de $\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ et les couches de confinement sont formées de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$. Des études ont été faites sur différentes épaisseurs de la couche active allant de $0,2$ à $1\mu\text{m}$.

A cet effet, nous avons étudié le quaternaire GaAlAsSb contenant des concentrations de 27%, 34% et 50% en aluminium, pour un indice de réfraction de 3,63 ; 3,59 ; 3,50, respectivement. Les courbes du profil de l'intensité de l'onde propagée dans ces différentes structures sont présentées sur les figures II-8 et II-9. Les barres verticales délimitent la couche active. On peut voir sur les figures II-8 et II-9 que l'épaisseur de la couche active est constante et la composition en aluminium de la couche de confinement varie. On remarque que l'intensité interne est plus confinée dans la zone centrale lorsque la concentration en aluminium augmente. Lorsque x varie de 27 à 50%, il se réalise une augmentation de l'intensité du mode propagé dans la couche active.

Donc, plus la concentration x en aluminium est faible, plus la fraction de l'énergie du mode propagé à l'intérieur de la couche active est également faible.

Ce qui montre clairement l'influence très sensible de l'aluminium des couches de confinement sur la distribution du champ électrique à l'intérieur de la structure laser. Cette influence est valable quelque soit l'épaisseur de la zone active comme il est illustré sur les figures II-9 et II-10 [2].

La longueur d'onde d'émission dépend aussi de la composition intrinsèque de la structure. Ainsi la divergence du rayonnement est très influencée par les indices de réfraction des couches de la structure.

Nous remarquons que, pour avoir une grande fraction d'énergie propagée dans la couche active, il faut que la concentration en aluminium soit élevée ou encore que l'indice de réfraction de la couche de confinement soit très petit.

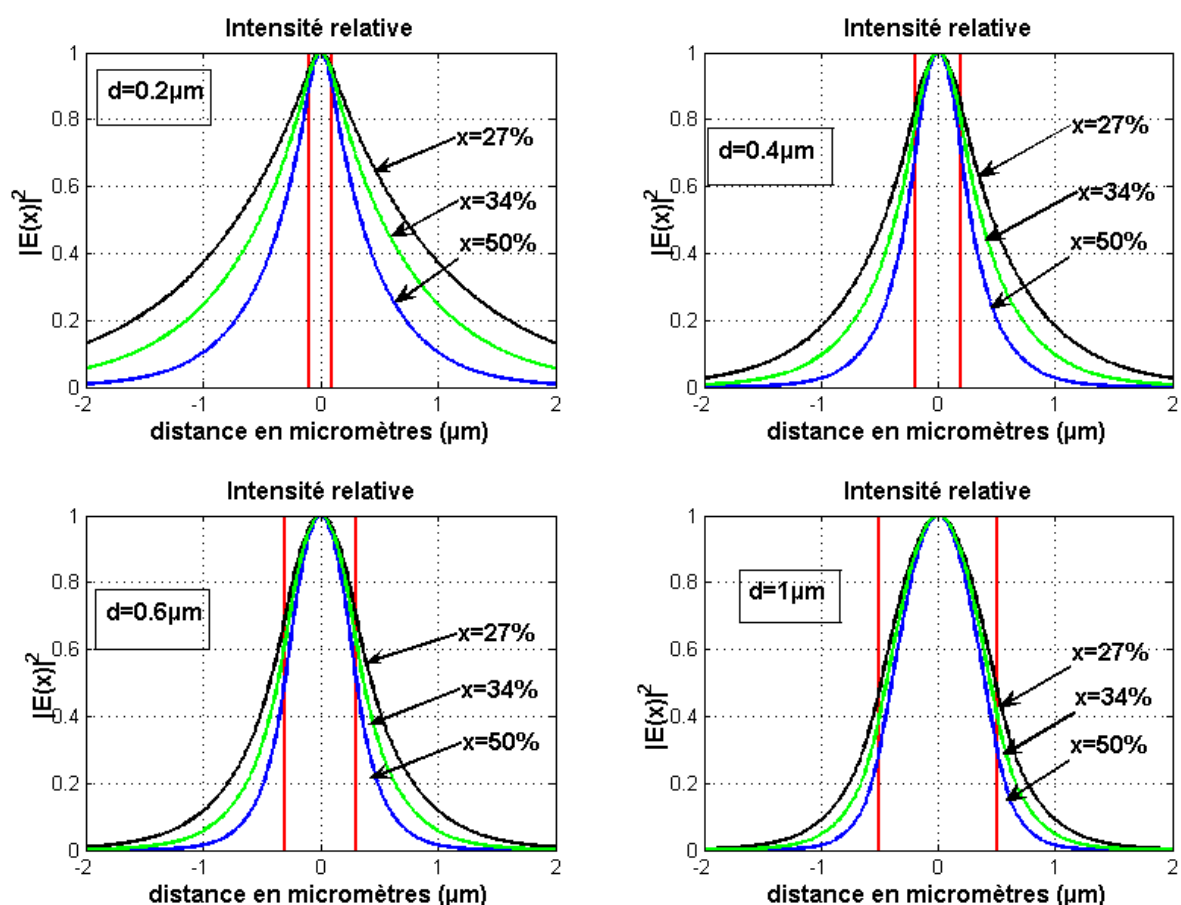


Figure II-8 : Influence de la composition d'Aluminium sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active.

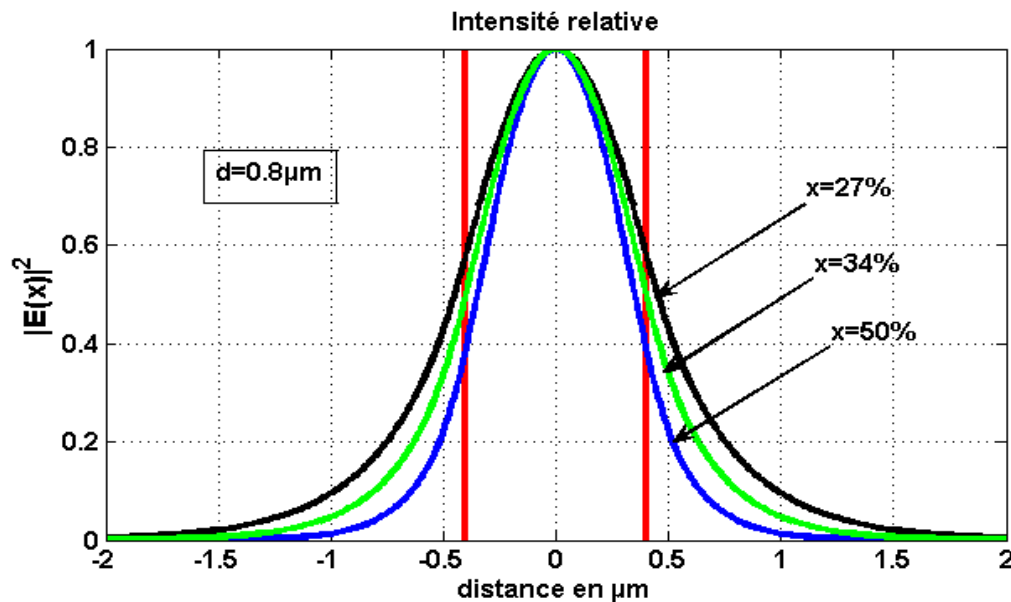


Figure II-9 : Influence de la composition d'Aluminium sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active.

II.5.4 Variation de l'intensité du champ à l'intérieur de la structure laser en fonction de l'épaisseur d de la zone active

L'épaisseur de la couche active est un paramètre important dans la structure des lasers à double hétérostructure. Plusieurs propriétés des dispositifs optoélectroniques dépendent de l'épaisseur des structures qu'ils contiennent. Il en est de même pour tous les lasers à semi-conducteurs dans lesquels l'épaisseur des structures intervient dans l'émission et le confinement de l'onde lumineuse. La longueur d'onde émise, le design des dispositifs dépendent de l'épaisseur. Nous présentons dans cette section l'étude de l'intensité du champ électrique pour le mode fondamental susceptible de se propager à l'intérieur des DH lasers à des épaisseurs de la couche active variées.

Les figures de II-10 à II-13 présentent les variations de l'intensité du champ électrique à l'intérieur de la diode laser pour les concentrations en aluminium de 27 ; 34 et 50%. Pour chaque figure, la composition en aluminium est gardée constante, tandis que l'épaisseur de la couche active varie. Les épaisseurs considérées pour notre étude sont : $d=0,2\mu\text{m}$, $d=0,4\mu\text{m}$, $d=0,6\mu\text{m}$, $d=0,8\mu\text{m}$ et $d=1\mu\text{m}$. Les lignes en tirets sur les figures délimitent la surface représentant la fraction d'énergie confinée à l'intérieur de la couche active.

Leurs extrémités sont déterminées par l'intersection de la courbe limitant l'intensité et celles qui limitent l'épaisseur de la couche active. On note une diminution de l'intensité lumineuse à l'intérieur de la couche active lorsque l'épaisseur est plus petite.

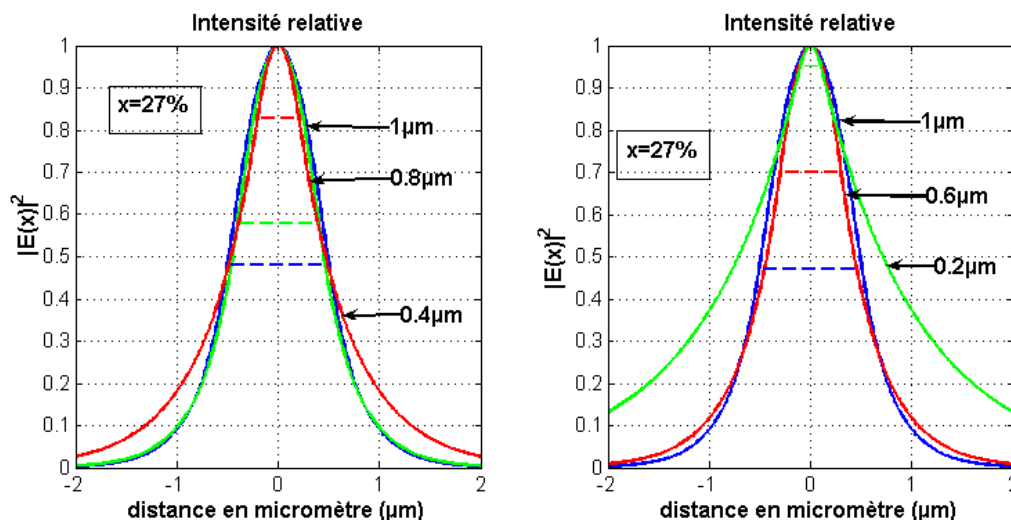


Figure II-10: Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}$ ($n_3=3,63$).

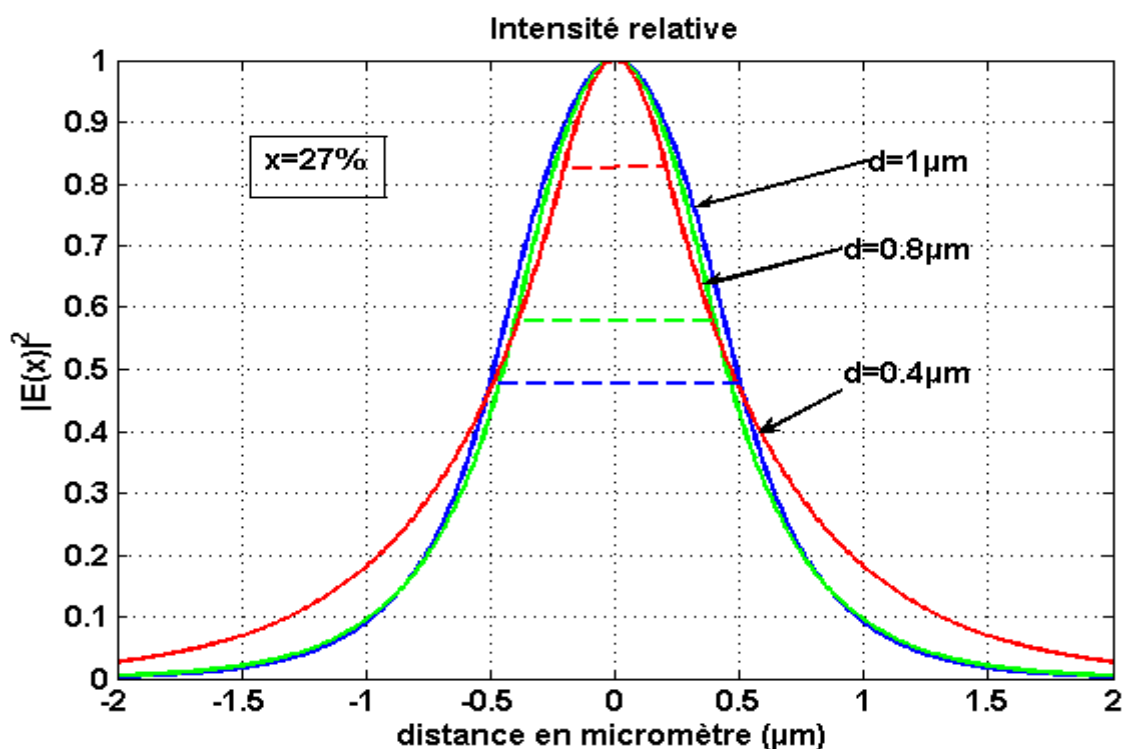


Figure II-11: Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active ($\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}$ ($n_3=3,63$)).

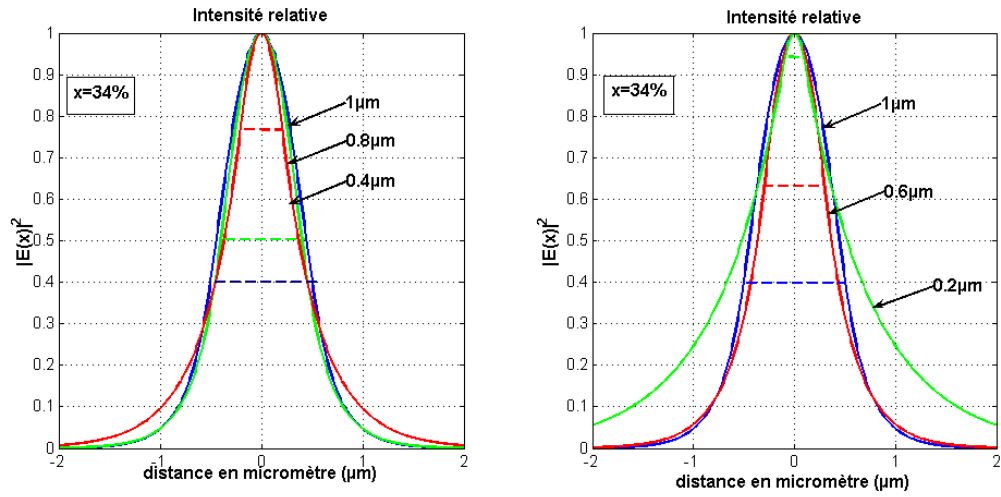


Figure II-12 : Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active ($Ga_{0,66}Al_{0,34}As_{0,03}Sb_{0,97}$ ($n_3=3,59$)).

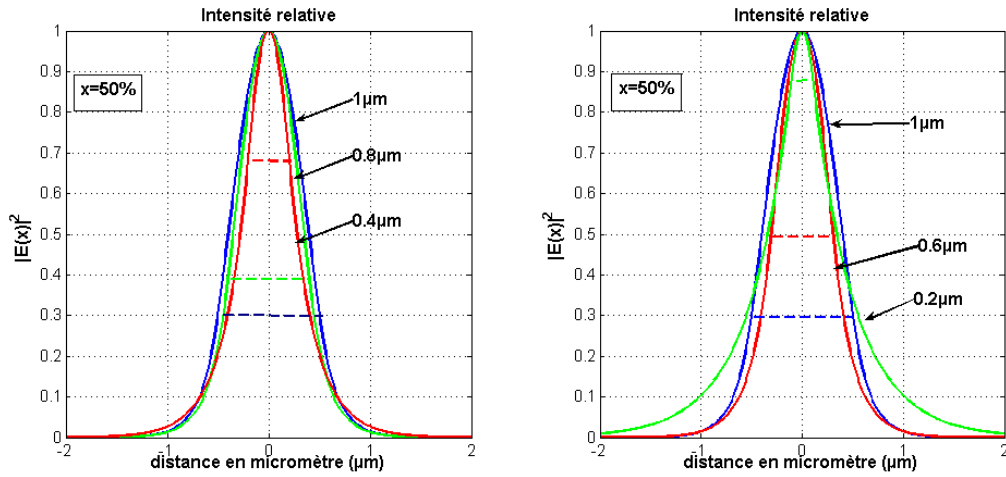


Figure II-13: Influence de l'épaisseur d de la zone active sur le confinement de la lumière à l'intérieur de la couche active ($Ga_{0,50}Al_{0,50}As_{0,045}Sb_{0,955}$ ($n_3=3,50$)).

Prenons le cas de la *figure* II-11 ; l'intensité lumineuse à l'intérieur de la couche active ayant pour épaisseur $d=0,4\mu m$ est diminuée de plus que la moitié par rapport à celle propagée dans la diode dont la couche active a une épaisseur de $d=1\mu m$.

Nous pouvons dire que l'intensité et la divergence du rayonnement laser sont fortement influencées par l'épaisseur de la couche active. On pourrait dire que pour avoir un bon confinement, il faut une structure de grande taille. Mais les figures II-6 et II-7 nous montrent que, lorsque l'épaisseur de la couche active augmente, il apparaît plus de modes, d'ordre élevé, susceptibles de se propager à l'intérieur de la structure laser. Or l'on souhaite réaliser des structures monomodales qui permettront de bien confiner de l'énergie afin d'avoir une puissance de sortie correspondante aux applications envisagées.

La concentration en aluminium agit aussi sur le confinement des faisceaux. Il faut donc ajuster simultanément tous les paramètres intervenant dans le confinement de la lumière dans la structure laser comme l'épaisseur d de la couche active et la composition x en des couches de la structure. Un écart faible d'indice produirait une émission plus confinée dans la partie centrale du guide.

II.5.5 Etude de la variation du facteur de confinement optique Γ avec les paramètres de la structure laser

Le facteur de confinement optique (Γ) est un paramètre d'appréciation de la qualité des structures laser ou celle du faisceau propagé. Nous faisons dans cette partie l'étude du facteur de confinement (Γ) dans la structure laser planaire symétrique.

Le mode fondamental est celui considéré pour les ondes TE. Le facteur de confinement (Γ) dans la structure laser a pour expression :

$$\Gamma = \left\{ 1 + \frac{\cos^2\left(\frac{k_{y2}d}{2}\right)}{\frac{\alpha_{y1}d}{2} \left[1 + \frac{\sin(k_{y2}d)}{k_{y2}d} \right]} \right\}^{-1} \quad (\text{II.70})$$

Le facteur de confinement (Γ) dépend de l'épaisseur d de la couche active et des indices de couches de la structure.

Nous avons représenté les courbes d'évolution du facteur de confinement Γ , en fonction de l'épaisseur de la couche active avec différentes concentration en aluminium de la couche de confinement (*figure II-14*). Le facteur de confinement Γ croît avec l'épaisseur de la couche active ainsi qu'avec la concentration en Aluminium des couches de confinement comme il est illustré sur la *figure II-14*.

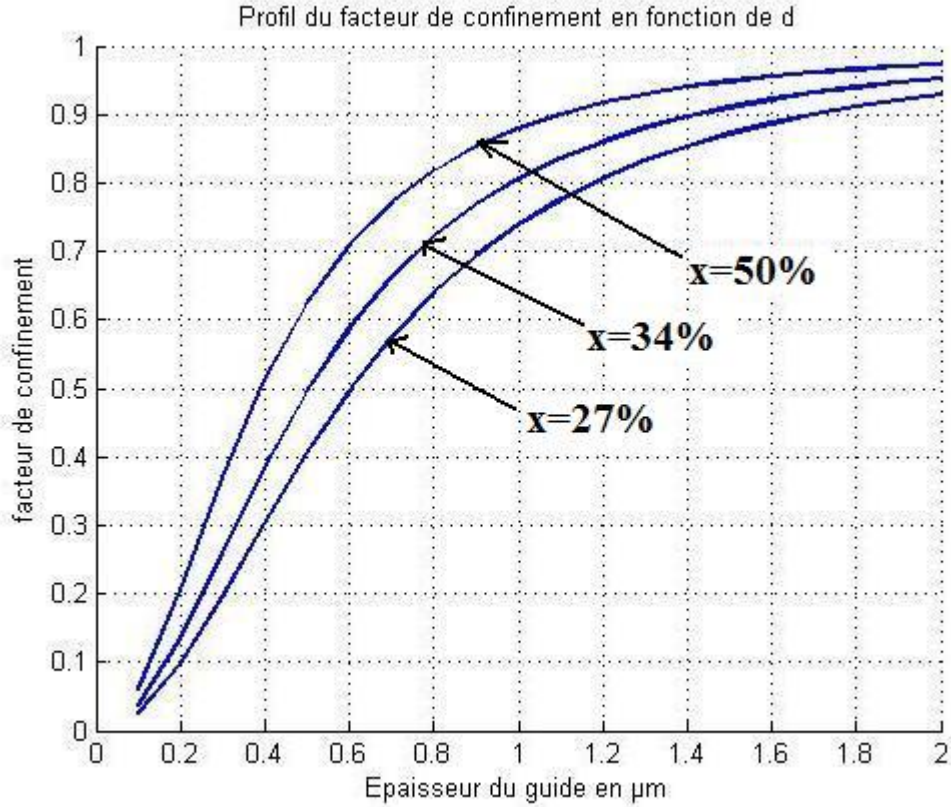


Figure II-14: Variation du facteur de confinement Γ , obtenue par simulation, avec l'épaisseur de la couche active pour différentes concentrations en aluminium de la couche de confinement

Pour l'analyse du cas $d = 1\mu\text{m}$, les valeurs du facteur de confinement Γ sont 0,74 ; 0,81 et 0,88 respectivement pour $x = 27\%$, 34% et 50% . La connaissance du facteur de confinement est nécessaire pour la détermination du courant seuil des structures laser. Le calcul du gain net est donné par:

$$G = \Gamma g - \alpha - \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (\text{II.71})$$

Où α est le coefficient global de pertes, g le gain seuil, Γ , le facteur de confinement, L , la longueur de cavité et R , l'intensité de réflectivité sur les faces. Une approximation approuvée du facteur de confinement Γ [26], pour la structure laser symétrique planaire passive, peut être donnée par :

$$\Gamma = \frac{2V^2}{1+2V^2} \quad \text{avec} \quad V = \frac{\pi d}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \quad (\text{II.72})$$

Γ est une fonction de l'épaisseur de la couche active d , de la longueur d'onde λ et de l'indice de réfraction de la couche active n_2 et celui des couches de confinement n_1 .

Les différentes courbes (*figure II-14 et figure II-15*) montrent que le facteur de confinement croît avec d et est inférieur à 1. Les courbes de simulation illustrent bien qu'il existe une valeur minimale de l'épaisseur de la structure laser à partir de laquelle il existe un mode pouvant se propager.

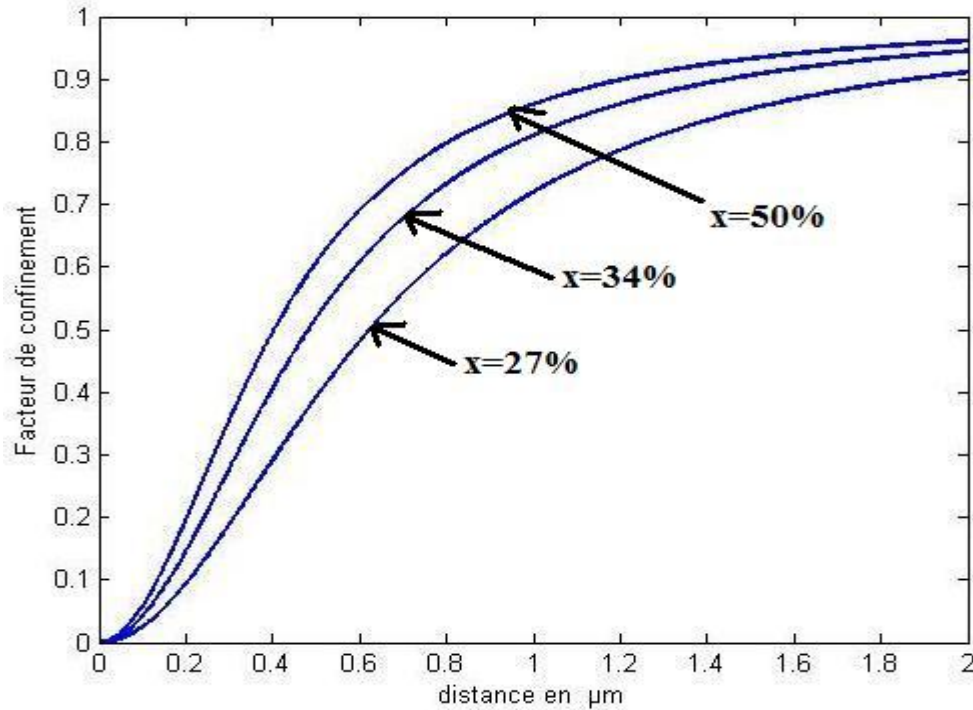


Figure II-15: Variation du facteur de confinement Γ avec l'épaisseur de la couche active pour différentes concentrations en aluminium de la couche de confinement en utilisant l'équation (II.72).

II.6 Conclusion

Nous avons réalisé, dans ce chapitre, l'étude de l'influence des paramètres caractéristiques des diodes laser à structure planaire. L'utilisation de la théorie électromagnétique nous permet de décrire les modes des ondes Transversales Electrique (TE) et Magnétique (TM).

Nous avons ainsi déterminé l'effet de la composition x en aluminium des couches de confinement sur les performances des structures laser $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$. L'effet de l'épaisseur de la couche active est étudié pour des structures émettant vers $2,2\mu\text{m}$.

Ainsi les variations de l'intensité du champ électrique en fonction de la concentration x en aluminium et de l'épaisseur de la structure laser sont réalisées. L'intensité et la divergence du rayonnement laser sont fortement influencées par l'épaisseur de la couche active, on note une diminution de l'intensité lumineuse à l'intérieur de la couche active lorsque l'épaisseur est petite. Plus la concentration x en aluminium est faible, plus la fraction de l'énergie du mode propagé à l'intérieur de la couche active est également faible. Le confinement optique est analysé pour les différentes structures.

Le facteur de confinement Γ croît avec l'épaisseur d de la couche active ainsi qu'avec la concentration x en aluminium des couches de confinement. Cette simulation contribue à la réalisation des structures guidantes en tenant compte des paramètres du guide considéré.

L'effet de l'épaisseur d de la zone active et de la concentration x en aluminium de la couche de confinement sur le champ lointain constituera l'objet du chapitre III.

Références bibliographiques

- [1] T. Kanamori et S. Sakaguchi
Preparation of Elevated NA Fluoride Optical Fibers
Jpn. J. Appl. Phys- Vol 25 (6), L468-L470, 1986
- [2] A. M. Mohou, M. M. Dzagli and K. S. Gadedjisso-Tossou
Études des paramètres des lasers à double heterostructure $Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}Al_xAs_yS_{1-y}$
Rev. Ivoir. Sci. Technol., 12, 11-20, 2008
- [3] F. Pitard et al.
Préparation et étude de diodes laser à GaInAsSb-GaAlAsSb fonctionnant en continu à 80K
J. Phys.III France 1, 605-622, 1991
- [4] M. R. Z. Morosini et al.
Fabrication of GaInAsSb/AlGaAsSb Double Heterostructure Lasers Emitting at 2.2 μ m
Brazilian Journal of Physics, vol.24, 473-479, 1994
- [5] C. Caneau et al.
2.2 μ m GaInAsSb/AlGaAsSb injection lasers with low threshold current density
Appl. Phys. Lett. 51, 764-766, 1987
- [6] J. L. Leclercq et al.
Caractérisation au-dessous du seuil de doubles hétérostructures lasers
GaInAsSb/GaAlAsSb émettant vers 2,37 μ m
J. Phys.III France 3, 1963-1979, 1993
- [7] Jia-Ming Liu
Photonic devices Part II waveguides and couplers
Cambridge University Press, ISBN0521551951, 9780521551953, Edition illustrée, pages 72-288, 2005
- [8] D. Marcuse
Theory of dielectric optical waveguides, Second Edition, Chap 1, 1-59
New York, Academic Press, Inc., 1974. 267 p.
- [9] Katsunari Okamoto
Fundamentals of Optical Waveguides, Second Edition, chap 1&2, 1-46,
Academic Press Copyright ©2006.
- [10] Kenji Kawano, Tsutomu Kitoh
Introduction to Optical Waveguide Analysis: Solving Maxwell's Equations and the Schrödinger Equation
John Wiley & sons, INC Copyright ©2001. ISBN 0-471-22160-0
- [11] P.W. France et al.
Ultimate realistic losses of ZrF₄ based infrared fibres
SPIE, Vol. 618, Infrared Optical Materials and Fibers IV, 51, 1986
- [12] D.E. Cooper and R.E. Warren
Two-tone optical heterodyne spectroscopy with diode lasers: theory of line shapes and experimental results
J. Opt. Soc. Am. B4, 470-480, 1987
- [13] M. T. Mc Culloch, N. Langford and G. Duxbury
Real-time trace-level detection of carbon dioxide and ethylene in car exhaust gases
Applied optics Vol. 44, No 14, 2887-2894, 2005

- [14] M. Aidaraliev et al.
InGaAsSb(Gd)/InAsSbP Double Heterostructure Lasers ($\lambda=3.0-3.3 \mu\text{m}$) for Diode Laser Spectroscopy
Semiconductors, Vol. 34, No7, 848–852, 2000
- [15] S. Adachi
Band gaps and refractive indices of AlGaAsSb, GaInAsSb, and InPAsSb: Key properties for a variety of the 2-4 μm optoelectronic device applications
J. Appl. Phys. 61 (10), 4869-4876, 1987
- [16] I.Vurgaftman, J.R.Meyer and L.R.Ram-Mohan
Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys
J.Appl.Phys.89, 5815, 2001
- [17] N.Bouarissa, R.Bachiri and Z.Charifi
Electronic Properties of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ Alloys Lattice-Matched to InAs
Phys. Stat. Sol.(b)226, 293, 2001
- [18] A.Joullié, P.Christol
GaSb-based mid-infrared 2–5 μm laser diodes
C. R. Physique 4, 621–637, 2003
- [19] E. Tournié et al.
2.5 μm GaInAsSb lattice-matched to GaSb by liquid phase epitaxy
J. Appl. Phys. 68, 5936, 1990
- [20] A.F.M. Anwar and R.T.Webster
Energy bandgap of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ and conduction band discontinuity of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ /InAs and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ / InGaAs heterostructures
Solid-State Electron. 42, 2101-2104, 1998
- [21] G. Almuneau et al.
Accurate control of Sb composition in AlGaAsSb alloys on InP substrates by molecular beam Epitaxy
J. Cryst. Growth 208, 113-116, 2000
- [22] M Gudeney and J Piprek
Material parameters of quaternary III–V semiconductors for multilayer mirrors at 1,55 μm wavelength Modelling
Simul. Mater. Sci. Eng. 4, 349–357, 1996.
- [23] G. Almuneau
Etude et réalisation de lasers à cavité verticale à 1,55 μm sur GaSb
Thèse de doctorat, Université de Montpellier II-Sciences et Techniques du Languedoc, 1998
- [24] S. H. Wemple and M. Didomenko
Behavior of the Electronic Dielectric Constant in Covalent and Ionic Materials
Phys. Rev., B3 1338- 1351, 1971
- [25] M. A. Mohou
Characterization of double Heterostructure Lasers GaAlAsSb/GaInAsSb/GaAlAsSb Emitting in continuous Mode at 80K
J. of the Institution of Engineers (India), Vol. 76, 81, 1996
- [26] D. Botez
Analytical approximation of the radiation confinement factor for the TE mode of a double heterojunction laser
IEEE J. Quantum Electron. QE 14, 230, 1978

Chapitre III Distribution du champ électromagnétique à l'extérieur des structures laser à semi-conducteurs

III.1 Introduction

Les diodes laser sont beaucoup plus utilisées de nos jours. La maîtrise des paramètres des radiations laser n'est pas toujours effective, car à chaque type d'applications correspond un profil d'irradiance. Par exemple le processus de trempe des métaux nécessite un faisceau laser uniformément distribué alors que la coupe des métaux demande un faisceau plus étroit et focalisé. L'irradiance se présente à l'intérieur et à l'extérieur de la cavité laser. Le champ proche constitue l'illumination à l'intérieur de la structure laser et on définit le champ lointain comme étant le champ électromagnétique rayonné par le laser à une distance très grande par rapport aux dimensions de la face de sortie de la structure laser. L'expression du champ lointain peut être utilisée pour mettre au point des systèmes appropriés. Elle est utile pour déterminer les propriétés de propagation du faisceau laser à travers un milieu donné. L'application des lasers nécessite la connaissance du champ lointain. La résolution des équations de Maxwell a permis d'établir l'équation du champ lointain.

Dans ce chapitre nous montrons en particulier que l'écart d'indice $\Delta n = n_2 - n_1$ influence fortement la divergence du champ rayonné à grande distance. Le cas d'une diode à Double Hétérostructure laser (DH) $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{Sb}_y/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_{1-y}$ se fera par l'étude de l'influence des paramètres de la structure laser sur la divergence du faisceau.

III.2 Modélisation du champ lointain

III.2.1 Structure laser

La structure considérée, pour notre étude, est montrée par la figure III-1.

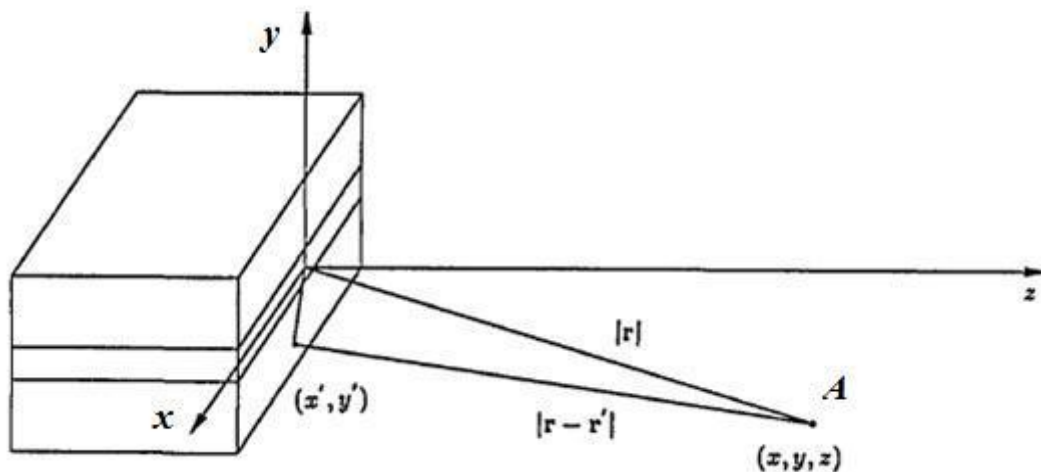


Figure III-1 : Structure laser planaire et illustration du modèle de calcul du champ lointain

La structure laser planaire est symétrique et infinie. L'indice de la couche active est n_2 et n_1 est celui des couches de confinement. La figure III-1 présente les hypothèses faites pour le calcul de l'intensité du champ lointain. Nous considérons tout point de la face de sortie du laser comme une source émettrice dans le demi-espace $z > 0$. Selon le principe de Huyghens, l'amplitude du champ électrique en un point d'observation A peut être considérée comme la somme des amplitudes au point A des vibrations émises par les sources élémentaires cohérentes localisées sur la face de sortie.

Nous allons étudier le champ lointain des ondes TE dans la direction perpendiculaire à la jonction plane au point A (x, y, z) dans l'espace. Les ondes TE sont celles qui sont mesurées expérimentalement. Les plans xOy et yOz sont respectivement perpendiculaire et parallèle au plan de la jonction de la diode laser. Les vecteurs-position de la source et du point de mesure A du champ sont $\vec{r}' = x'\vec{i} + y'\vec{j}$ et $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$, respectivement.

III.2.2 Définition du champ électromagnétique

En considérant, le cas d'une onde monochromatique, la forme de l'onde est :

$$\Phi(\vec{r}, t) = E(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (\text{III.1})$$

Avec $E(\vec{r})$, une solution de l'équation de Helmholtz sous la forme :

$$\nabla^2 E(\vec{r}) + k^2 E(\vec{r}) = 0 \quad (\text{III.2})$$

La propagation du faisceau dans le cas général est régie par l'intégrale de diffraction de Rayleigh-Sommerfeld sous la forme [1-3] :

$$E(\vec{r}) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\vec{r}') \frac{z}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \times ik(|\vec{r} - \vec{r}'| - 1) \exp(ik|\vec{r} - \vec{r}'|) dx' dy' \quad (\text{III.3})$$

Avec $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ et $\vec{r}' = x'\vec{i} + y'\vec{j}$.

Etant donné que la source émettrice est définie comme une très petite région, pour la distribution du champ lointain, certaines approximations peuvent être considérées.

$$k|\vec{r} - \vec{r}'| \gg 1 \text{ et } \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \approx \frac{1}{|\vec{r}|} \text{ puis } |\vec{r} - \vec{r}'| = |\vec{r}| + \frac{\vec{r} \cdot \vec{r}'}{|\vec{r}|}$$

Et l'expression du champ devient :

$$E(x,y,z) = -\frac{iz}{\lambda r} \frac{\exp(ikr)}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x',y',0) \exp\left(ik \frac{x'^2 + y'^2 - 2xx' - 2yy'}{2r}\right) dx' dy' \quad (\text{III.4})$$

Où k est le vecteur d'onde qui est relié à la longueur d'onde λ par $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ et $E(x',y',0)$ est le champ juste à la face de sortie de la structure laser.

Les approximations pour le champ lointain telles que la distance entre la source et le point d'observation est très grande par rapport à la longueur d'onde et aux dimensions de la structure laser, conduisent à la forme simplifiée du champ rayonné à grande distance [4]:

$$E(x,y,z) = -\frac{iz}{\lambda r} \frac{\exp(ikr)}{r} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x',y',0) \exp\left(-ik \frac{xx' + yy'}{r}\right) dx' dy' \quad (\text{III.5})$$

L'irradiance peut être obtenue en prenant le carré du module du champ soit:

$$I(x,y,z) = |E(x,y,z)|^2 \quad (\text{III.6})$$

III.3 Expression du champ lointain dans le plan orthogonal à l'hétérojonction

La géométrie de la structure décrite par la figure *III-1* nous permet de déterminer le champ lointain par rapport aux plans de la jonction. Le champ au point d'observation A peut être obtenu par la somme des amplitudes et des phases des ondes sphériques, solutions de l'équation de Maxwell dans le vide. On note deux plans d'observation de la divergence du faisceau laser.

La divergence perpendiculaire et la divergence parallèle au plan de la jonction sont généralement observées. Les prédictions de divergence du faisceau des diodes laser sont limitées à 50° d'après R. Cunningham [5] et 65,5° d'après Zeng [4] pour la divergence perpendiculaire et une limite de 10° est donnée pour la divergence parallèle. Généralement, la divergence porte d'intérêt par rapport aux multiples applications des diodes laser. Pour ce faire on suppose le champ séparable suivant les plans de la jonction. Le champ lointain serait le produit de deux champs qui dépendent séparément des composantes x , y et z .

Etant donné que les structures laser sont souvent différentes, chacune d'elle répond à un modèle d'équation spécifié. Pour notre cas, nous considérons le plan orthogonal.

L'équation d'onde peut être écrite sous la forme d'une équation de Maxwell dans le vide :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} \text{ avec } \mu_0 \varepsilon_0 C^2 = 1 \quad (\text{III.7})$$

Où C est la vitesse de l'onde dans le vide, μ_0 et ε_0 sont la perméabilité et la permittivité du vide.

III.3.1 Rappel de l'expression du champ à l'intérieur de la structure laser

Notre modèle porte sur la structure laser symétrique d'une diode laser à double hétérostructure. La figure III-2 représente la structure et illustre les considérations faites pour les calculs du champ lointain.

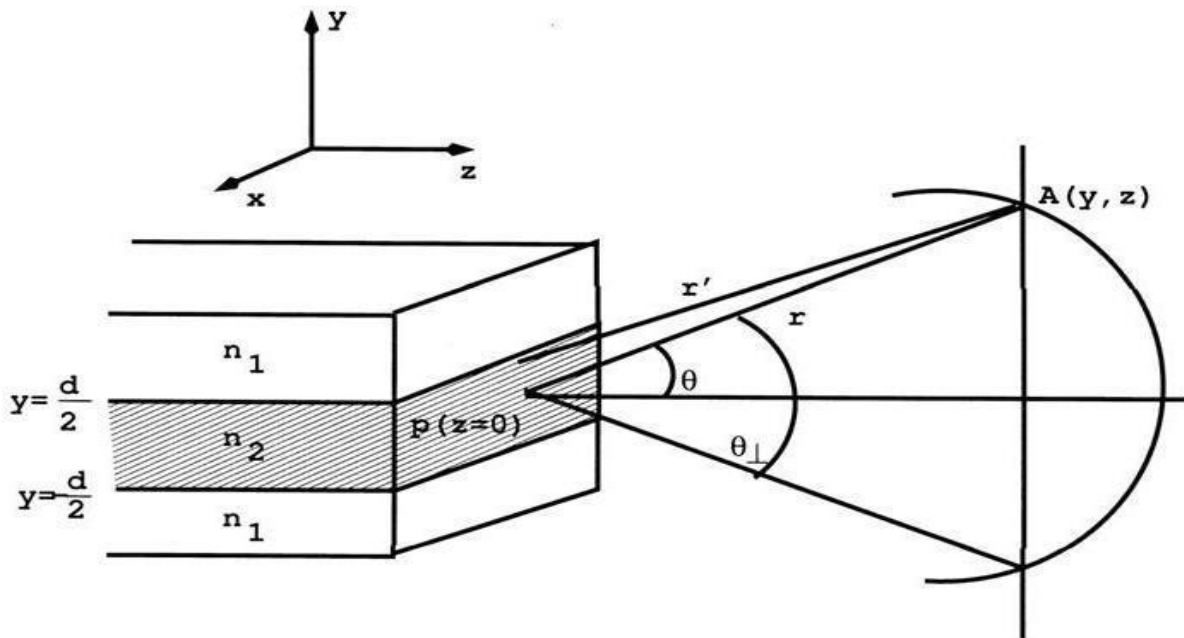


Figure III-2: Structure laser planaire et illustration du modèle de calcul du champ lointain

A l'intérieur de la structure laser symétrique se propage un champ interne de l'onde TE dont l'expression se déduit de la résolution de l'équation d'onde d'Helmholtz :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_p^2 - k_z^2) E_x = 0 \quad (\text{III.8})$$

L'expression du champ électrique du mode TE pair est donnée par la formule suivante :

$$E_x(y) = A \begin{cases} \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} - \frac{m\pi}{2}) e^{+\alpha_{Y2}(y + \frac{d}{2})} & \text{pour } y < -\frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} y + \frac{m\pi}{2}) & \text{pour } -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} \frac{d}{2} + \frac{m\pi}{2}) e^{-\alpha_{Y1}(y - \frac{d}{2})} & \text{pour } y > \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

Avec m , un nombre entier qui correspond à l'ordre du mode qui se propage dans la structure, k_y , α_y et k_z sont, respectivement, la constante de propagation dans la couche active, la constante d'atténuation dans les couches de confinement et la constante de propagation suivant l'axe Oz, telles que $k_{Y2}^2 = k_2^2 - k_z^2$, $\alpha_{Y1}^2 = k_z^2 - k_1^2$. Les constantes k_2 et k_1 sont les vecteurs d'onde dans la couche active et dans les couches de confinement, respectivement. La constante A est déterminée par rapport à la valeur donnée à la puissance de l'onde.

Dans la suite de notre étude, nous considérerons le mode fondamental. Ainsi $m=0$, les composantes du champ électrique des ondes TE sont données par:

$$E_x(y) = A \begin{cases} \cos(k_{Y2} \frac{d}{2}) \exp\left\{-\alpha_{Y1}\left(|y| - \frac{d}{2}\right)\right\} \exp(i\beta z) & \text{pour } |y| > \frac{d}{2} \\ \cos(k_{Y2} y) \exp(i\beta z) & \text{pour } |y| < \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{III.10})$$

III.3.2 Détermination du champ transverse dans le plan orthogonal à l'extérieur de la structure laser symétrique.

Pour déterminer le champ lointain au point A (y, z) (*figure III-2*), on suppose que ce point se situe à une distance très loin de la structure laser au point que cette distance soit très grande devant les dimensions de la face et la longueur d'onde émise de la diode laser. Les coordonnées de A vérifient l'équation (III.7).

Il s'agit donc de résoudre cette équation pour avoir l'expression du champ lointain au point d'observation A, puis l'expression en fonction de l'angle de divergence θ .

La méthode de la séparation des variables permet d'écrire l'expression du champ sous la forme :

$$E(y,z,t)=Y(y)\times Z(z)\times \exp(i\omega t) \quad (\text{III.11})$$

Lorsqu'on introduit l'équation (III.11) dans l'équation (III.7) on obtient alors :

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial^2 y} + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial^2 z} = -\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \quad (\text{III.12})$$

Soit

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial^2 y} + \frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial^2 z} = -k_0^2 \quad (\text{III.13})$$

On définit un paramètre u en décomposant k_0 selon la figure III-3. L'équation (III.13) devient alors:

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial^2 y} = -\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial^2 z} - k_0^2 = -u^2 k_0^2 \quad (\text{III.14})$$

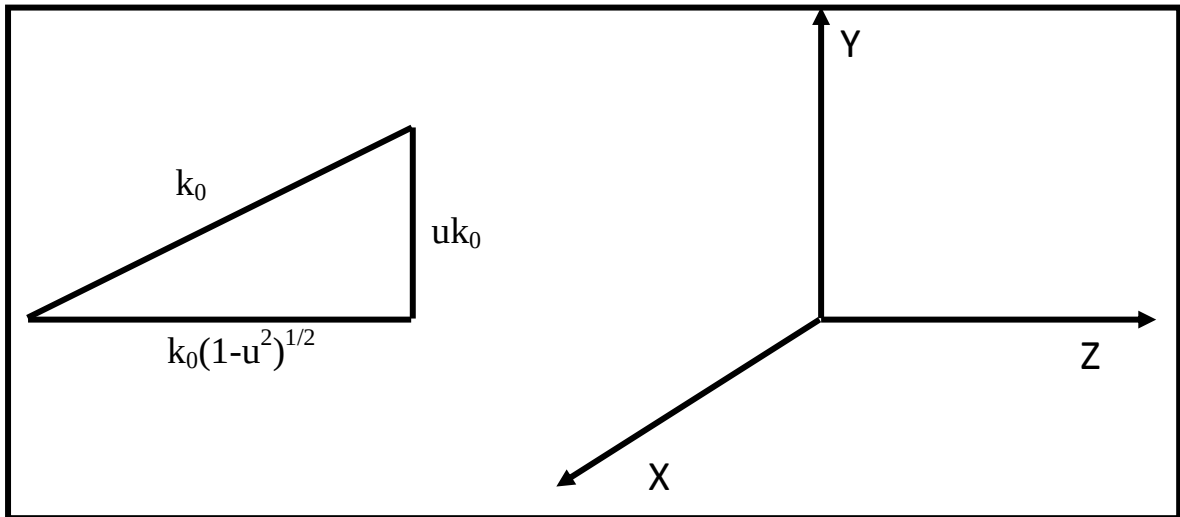


Figure III-3: Illustration de la décomposition du vecteur d'onde k_0 en fonction de u .

Les solutions suivant les directions Oy et Oz peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} Y = A \exp(iuk_0 y) + B \exp(-iuk_0 y) \\ Z = C \exp[i(1-u^2)k_0 z] + D \exp[-i(1-u^2)k_0 z] \end{cases} \quad (\text{III.15})$$

Où A, B, C et D sont supposés être des fonctions de u.

Afin de traduire, le fait que u ne peut prendre que le signe positif, un seul terme doit être retenu des deux expressions de l'équation (III.15). Une solution particulière de $E_x(y, z)$ pour une valeur donnée de u peut se mettre sous la forme :

$$E_x(y, z) = h(u) \times \exp(-iuk_0 y) \times \exp[-i(1-u^2)^{1/2} k_0 z] \text{ avec } h(u) = B \times D \quad (\text{III.16})$$

La solution générale est obtenue en intégrant sur toutes les valeurs de u

$$E_x(y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(u) \times \exp(-iuk_0 y) \times \exp[-i(1-u^2)^{1/2} k_0 z] du \quad (\text{III.17})$$

Pour évaluer cette intégrale, nous utilisons la méthode de la descente rapide et celle de la phase stationnaire [5, 6].

Si nous posons: $y = r \sin \theta$; $z = r \cos \theta$ et formulons l'hypothèse que la largeur électromagnétique de l'onde est faible comparée à la distance du point d'observation, alors l'équation (III.17) devient :

$$E(\theta) = [k_0 / 2\pi]^{1/2} \exp(i\pi/4) \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(y, 0) \exp[ik_0 y \sin \theta] dy \quad (\text{III.18})$$

La distribution angulaire du champ lointain est une transformée de Fourier de la luminance sur la face de sortie.

Le champ en A dans le plan normal au plan de la jonction est donné par [7]:

$$E_x(y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(y', 0) \frac{1}{r'} \exp(ikr') dy' \quad (\text{III.19})$$

Où $E_x(y')$ est donné par la formule (III.9) car elle est similaire à $E_x(y)$.

On considère les approximations suivantes pour le champ lointain : $y' \ll r$ tel que $r' = r - y' \sin \theta$.

L'expression du champ lointain en fonction de l'angle devient :

$$E(\theta) = \left[\frac{1}{r} \exp(ikr) \right] \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(y', 0) \exp[-ik_0 y' \sin\theta] dy' \quad (\text{III.20})$$

L'équation (III.20) est similaire au résultat de la théorie de la diffraction de Fraunhofer pour une onde plane qui arrive sur une ouverture dans un écran opaque sous un faible angle d'incidence.

Pour de grandes valeurs de l'angle de divergence, un facteur d'obliquité s'impose pour avoir la valeur correcte de la distribution angulaire du champ lointain $E_x(\theta)$ [8, 9,], soit :

$$E(\theta) = \cos(\theta) \left[\frac{1}{r} \exp(ikr) \right] \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(y', 0) \exp[-ik_0 y' \sin\theta] dy' \quad (\text{III.21})$$

$\cos(\theta)$ est la valeur approximative approuvée du facteur d'obliquité [8, 9].

L'intensité du champ rayonné à grande distance est donc :

$$I(\theta) = |E(\theta)|^2 \quad (\text{III.22})$$

$$I(\theta) = \cos^2(\theta) \left| \left[\frac{1}{r} \exp(ikr) \right] \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(y', 0) \exp[-ik_0 y' \sin\theta] dy' \right|^2 \quad (\text{III.23})$$

La variation relative de l'intensité du champ lointain à un angle θ par rapport à celle du champ rayonné à l'angle $\theta=0$ est donnée par le quotient:

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{|E(\theta)|^2}{|E(0)|^2} = \cos^2\theta \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(y', 0) \exp(jK_0 \sin\theta y') dy' \right|^2 \bigg/ \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_x(y', 0) dy' \right|^2 \quad (\text{III.24})$$

En remplaçant $E_x(y', 0)$ par l'expression de $E_x(y)$ donnée par la formule (III.9) et en tenant compte de la relation de dispersion relative à une structure symétrique qui s'écrit :

$$\tan(k_{Y2} d/2) = k_{Y2} / \alpha_{Y1} \quad (\text{III.25})$$

On obtient :

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \cos^2 \theta \left[k_{Y2}^2 \alpha_{Y1} \frac{\alpha_{Y1} \cos(k_0 \frac{d}{2} \sin \theta) - k_0 \sin \theta \sin(k_0 \frac{d}{2} \sin \theta)}{(k_{Y2}^2 - k_0^2 \sin^2 \theta)(\alpha_{Y1}^2 + k_0^2 \sin^2 \theta)} \right]^2 \quad (\text{III.26})$$

Pour déterminer la divergence de l'angle $\theta_{\perp}$ dans le plan normal à la jonction de la structure, il suffit que l'intensité soit égale à la moitié de l'intensité initiale, soit :

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \frac{1}{2} \quad (\text{III.27})$$

III.4 Etude de la variation du champ lointain de la DH laser $Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}$

Nous présentons les résultats de nos calculs dans cette section, sur les diodes laser à double hétérojonction dont la structure est composée par les quaternaires $Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}$.

Pour nos calculs, nous considérons la situation où les angles de divergence sont très petits, le facteur d'obliquité est pris égal à un (1). L'équation (III.26) devient :

$$\frac{I(\theta)}{I(0)} = \left[k_{Y2}^2 \alpha_{Y1} \frac{\alpha_{Y1} \cos(k_0 \frac{d}{2} \sin \theta) - k_0 \sin \theta \sin(k_0 \frac{d}{2} \sin \theta)}{(k_{Y2}^2 - k_0^2 \sin^2 \theta)(\alpha_{Y1}^2 + k_0^2 \sin^2 \theta)} \right]^2 \quad (\text{III.27})$$

Nous étudions l'influence des paramètres caractéristiques sur la divergence du faisceau laser à la sortie du guide. Pour ce faire nous considérons des DH lasers dont la région centrale est constituée du même quaternaire $Ga_{0,83}In_{0,17}As_{0,15}Sb_{0,85}$ et les couches de confinement se diffèrent par leur concentration x en aluminium. Nous utilisons des structures de différentes épaisseurs de la couche active.

Le *tableau III-1* présente les indices de réfraction des différentes couches de la structure laser et la composition des différents éléments des couches.

Tableau III-1: Indice de réfraction à 300 K

Couche active	Couches de confinement		
$\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$	$\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$		
3,72[10]	y=2,4 %	y=3%	y=4,5%
	x=27%	x=34%	x=50%
	3,63	3,59	3,50

Les différentes concentrations x en aluminium considérées des couches de confinement pour les différentes structures, sont respectivement 0,27 ; 0,34 et 0,50. Ces concentrations correspondent à des indices de réfraction 3,63 ; 3,59 et 3,50, respectivement, à 300K pour une longueur d'onde de 2,2 μm .

L'effet de l'épaisseur de la structure laser d sur la divergence est étudié. C'est ainsi que l'évolution du champ lointain est présentée dans la section suivante, pour différentes épaisseurs de la couche active telles que 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 et 1 μm .

III.5 Résultats

Les résultats de nos simulations sont obtenus à partir des données du tableau 1 et sont présentés dans cette section.

Les figures III-4, III-5 et III-6 illustrent l'évolution du champ lointain dans le plan orthogonal à l'hétérojonction en fonction de l'épaisseur de la couche active, pour les concentrations d'aluminium de 27, 34 et 50%, respectivement. L'écart angulaire augmente lorsque l'épaisseur d augmente également.

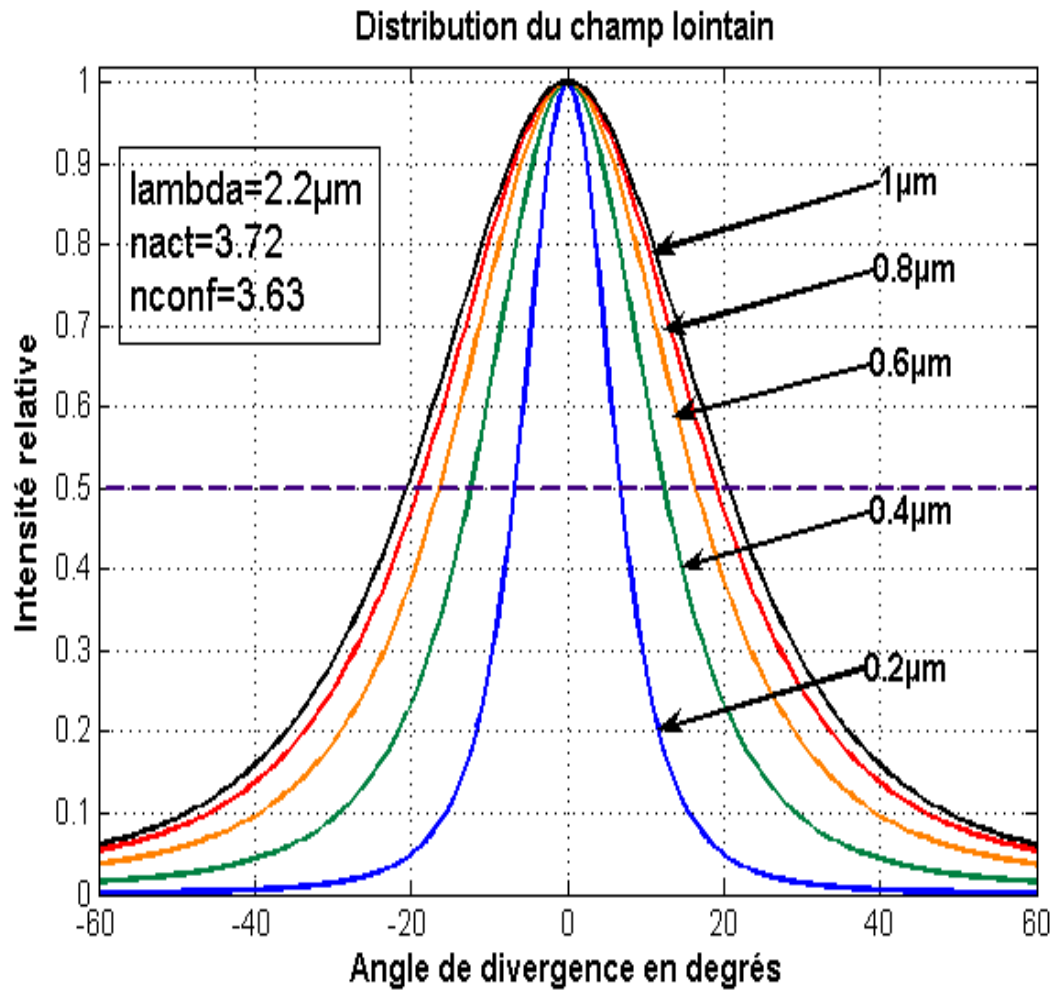


Figure III-4: Modèle de l'intensité du champ lointain pour la composition x d'aluminium de 27% pour l'épaisseur de la couche active de 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 et $1 \mu\text{m}$.

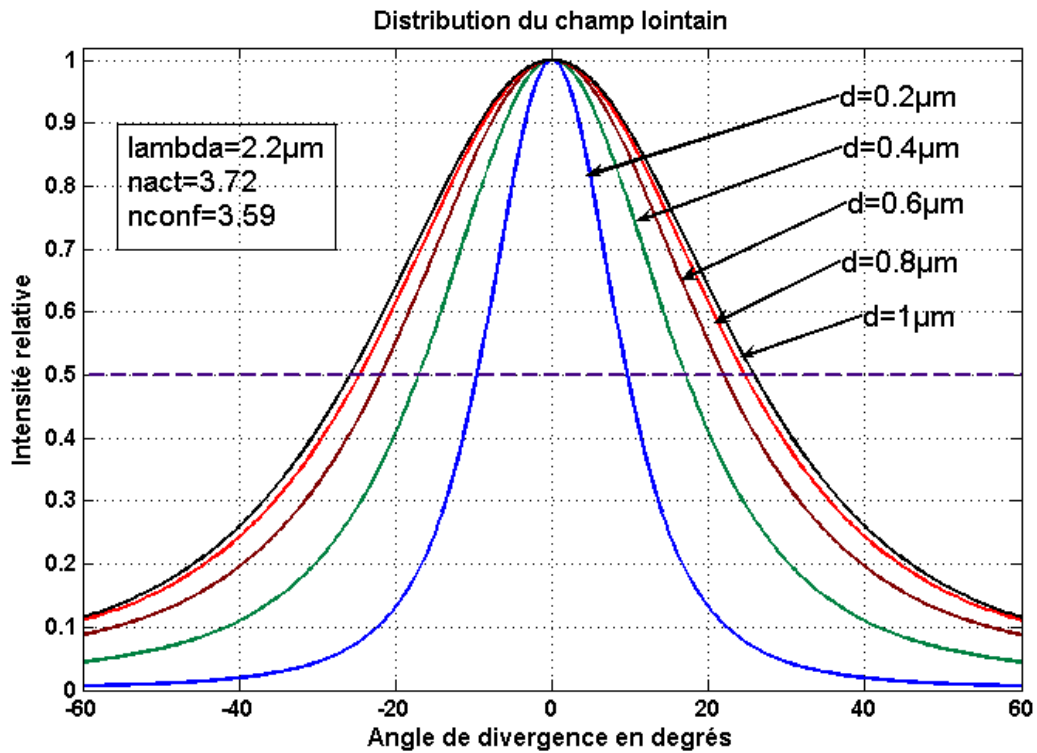


Figure III-5: Modèle de l'intensité du champ lointain pour la composition x d'aluminium de 34% pour l'épaisseur de la couche active de 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 et 1 μm .

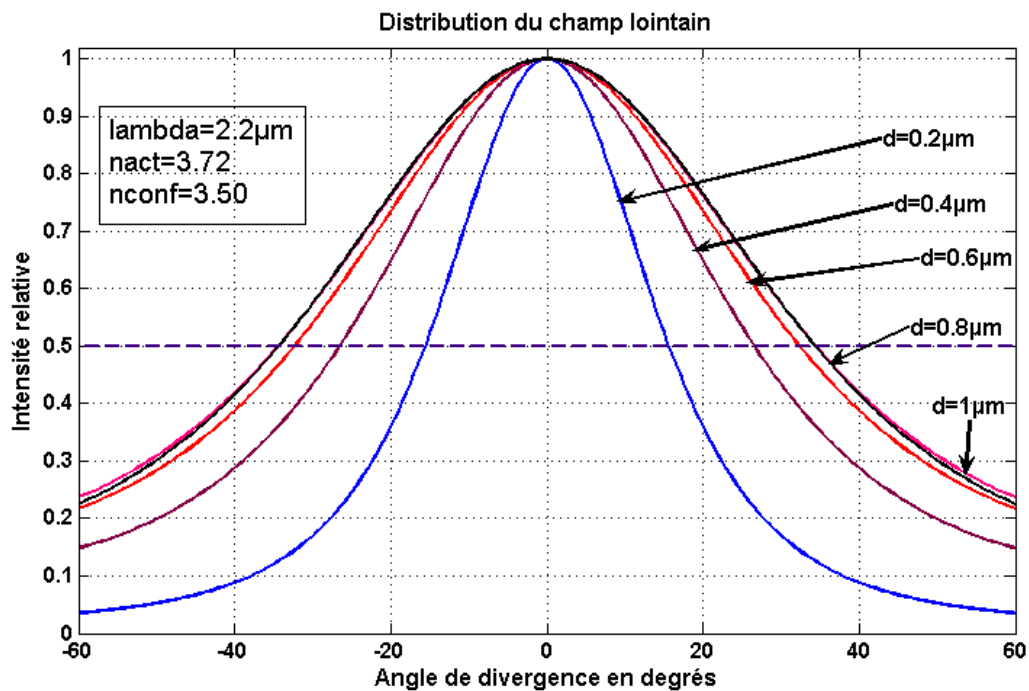


Figure III-6: Modèle de l'intensité du champ lointain pour la composition x d'aluminium de 50% pour l'épaisseur de la couche active de 0,2 ; 0,4 ; 0,6 ; 0,8 et 1 μm .

La *figure III-7* illustre une comparaison de l'effet des différentes compositions en aluminium lorsque l'épaisseur d de la couche active est identique. L'écart des angles à mi-hauteur sur la courbe d'intensité varie en fonction de la composition x d'aluminium et des dimensions de la structure laser.

Pour un exemple d'épaisseur d de la couche active égale à $0,8\ \mu\text{m}$ (*figure III-7*), les valeurs de l'écart angulaire sont : pour $x=50\%$, $\theta_{\perp} \approx 69^{\circ}$; il n'est plus que de 40° pour $x=27\%$. Ainsi pour une quantité de $\theta_{\perp}$ satisfaisante permettant d'améliorer l'efficacité du couplage de la DH laser avec une fibre optique, une valeur de la composition x minimale serait requise.

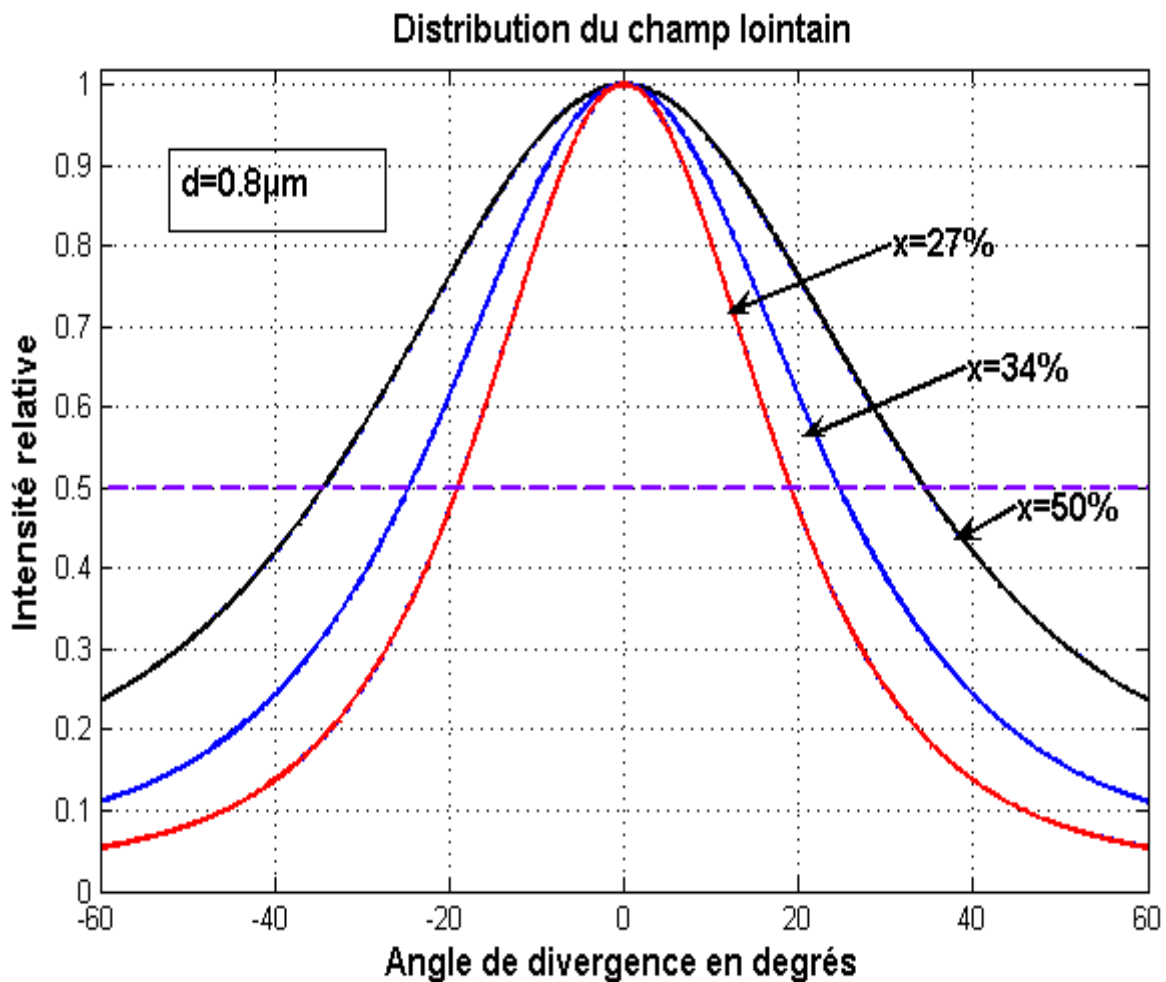


Figure III-7: Influence de la composition x d'Aluminium sur la valeur de l'écart des angles à mi-hauteur de l'intensité du champ lointain.

Le *tableau III-2* montre les différentes valeurs de l'écart des angles à mi-hauteur pour les structures étudiées. Les analyses des résultats du *tableau III-2* montrent que l'écart angulaire augmente lorsque la concentration en aluminium de la couche de confinement augmente. Il y ressort également que lorsque l'épaisseur de la couche centrale augmente, on observe l'augmentation de la largeur à mi-hauteur.

Tableau III-2: Valeur de l'écart des angles à mi-hauteur

Structure	Epaisseur d (μm)	Divergence $\theta_{\perp}$ (degrés)
$\text{Ga}_{0.73}\text{Al}_{0.27}\text{As}_{0.024}\text{Sb}_{0.976}$ n= 3,63	0,2	13,5
	0,4	25
	0,6	30
	0,8	38
	1	41
$\text{Ga}_{0.66}\text{Al}_{0.34}\text{As}_{0.03}\text{Sb}_{0.97}$ n= 3,59	0,2	19
	0,4	34
	0,6	44
	0,8	49
	1	52
$\text{Ga}_{0.5}\text{Al}_{0.5}\text{As}_{0.045}\text{Sb}_{0.955}$ n= 3,50	0,2	31
	0,4	54
	0,6	65,5
	0,8	69
	1	69

Pour un exemple de concentration en aluminium $x=27\%$, les valeurs de l'écart angulaire sont 25° et 41° pour une épaisseur d de $0,4$ et $d=1 \mu\text{m}$, respectivement.

On remarque alors que la divergence du faisceau laser est étroitement influencée par les paramètres de la structure laser tels que l'épaisseur d de la couche active et la concentration x en aluminium des couches de confinement de la diode laser à double hétérostructure. Pour une petite divergence, il va falloir que l'épaisseur de la structure laser soit petite et/ou que la concentration en aluminium soit plus petite.

La température et la longueur d'onde influent également la divergence du faisceau laser. La structure laser $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}/\text{Ga}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{As}_{0,15}\text{Sb}_{0,85}$ étudiée par Pitard F. et *al.* [11] à 80K pour une longueur d'onde d'environ $2 \mu\text{m}$ a donné un écart angulaire de 52° pour le champ lointain dans le plan perpendiculaire. M. B. Z. Morosini et *al.* [12] ont étudié la structure DH laser $\text{Ga}_{0,73}\text{Al}_{0,27}\text{As}_{0,024}\text{Sb}_{0,976}/\text{Ga}_{0,86}\text{In}_{0,14}\text{As}_{0,13}\text{Sb}_{0,87}$ à température ambiante pour une longueur d'onde de $2,2 \mu\text{m}$. Ils ont trouvé pour une épaisseur $d=0,2 \mu\text{m}$, une divergence angulaire de 26° avec un indice de réfraction de la couche active de $3,78$, résultant d'un courant seuil très faible. Nos résultats théoriques avec ces paramètres utilisés par M. B. Z. Morosini et *al.* [12] confirment la valeur de l'écart angulaire trouvé.

Dans le souci de connaître l'effet de la composition de la couche centrale sur la divergence du faisceau laser, l'évolution de la largeur à mi-hauteur ($\theta_\perp$) est étudiée en fonction de l'indice de la couche active. La figure III-8 illustre cette évolution où nous avons gardé constante égale à $3,63$, l'indice de la couche de confinement et nous avons varié l'indice de la couche active.

Nous remarquons l'augmentation de $\theta_\perp$ avec l'indice de la couche active (n_{act}), ainsi plus l'indice de la couche active augmente, plus la divergence du faisceau augmente également.

Cette modélisation permet donc de faire le choix des matériaux afin d'avoir les caractéristiques spécifiques de la diode DH laser. Nos simulations montrent bien que les caractéristiques de la diode DH laser dépendent des différents paramètres de la structure laser. La divergence du faisceau émis dépend alors des indices des couches de la structure laser et du coup de la composition en matériaux réalisant la structure laser. L'influence de l'épaisseur de la couche centrale de la structure laser est très remarquée.

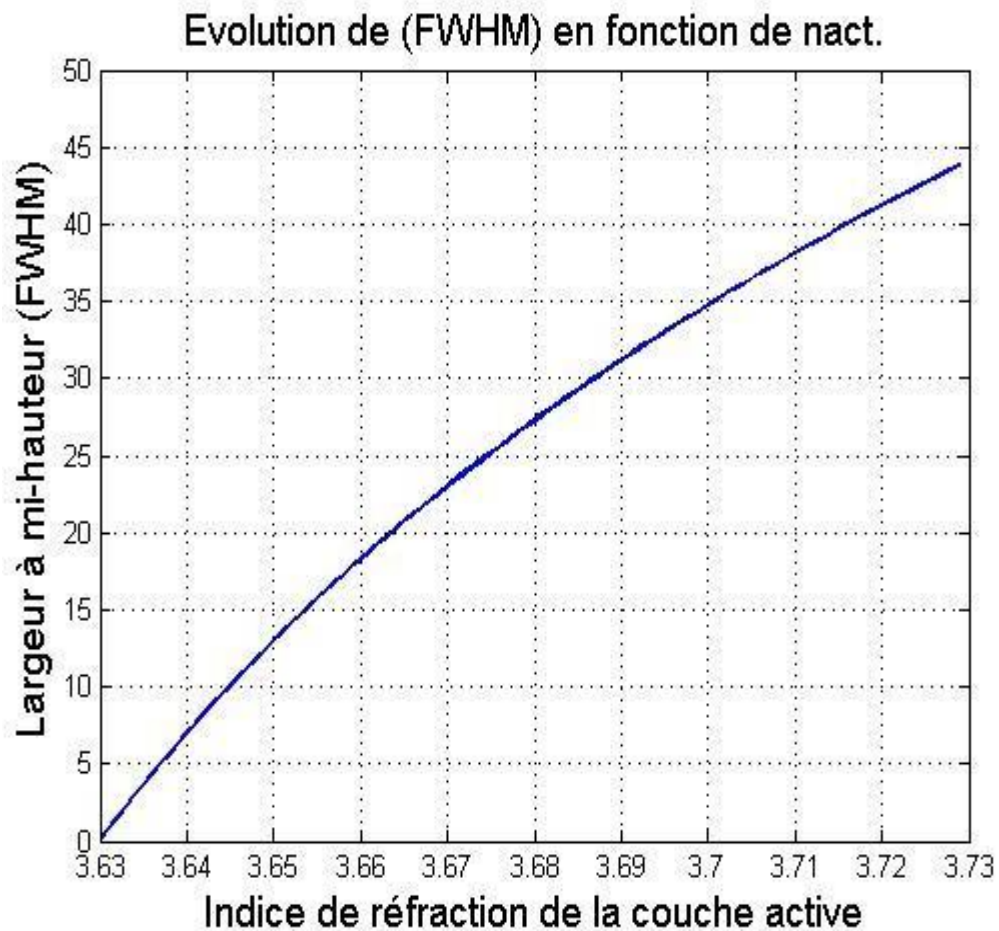


Figure III-8: Largeur à mi-hauteur ($\theta_{\perp}$) en fonction de l'indice de la couche active. L'indice de la couche de confinement est gardé constant et vaut 3,63

III.6 Distribution du champ lointain transverse pour un laser à cascade quantique

Les lasers à cascade quantique (QCLs) sont des dispositifs unipolaires dans lesquels les transitions électroniques se réalisent entre les sous bandes des bandes d'énergie plus particulièrement la bande de conduction [13]. Ce sont des structures dont la longueur d'onde est contrôlée non pas par le type de matériaux ou la bande interdite mais par l'épaisseur des puits quantiques. Les lasers à cascade quantique émettent du moyen à l'infrarouge lointain permettant des applications comme l'analyse des traces de gaz, la communication, les applications médicales et l'imagerie.

Ces lasers présentent des faisceaux divergents et l'étude du champ transverse est nécessaire pour déterminer leurs différentes applications. Nous présentons une étude sur la distribution du champ lointain dans les lasers à cascade quantique sur lesquels la face clivée est considérée rectangle.

III.6.1 Formulation mathématique

Nous définissons la face clivée du laser QCL en forme de rectangle dont la longueur est l et la largeur est h (figure III-9). Le champ lointain défini en un point $P(X, Y)$ à une distance z' de la face est donné par [14] :

$$U(X, Y) = \frac{e^{ikz'}}{i\lambda z'} e^{-\frac{i\pi}{\lambda z'}(X^2 + Y^2)} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} u(x, y) e^{\frac{i\pi}{\lambda z'}(x^2 + y^2)} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda z'}(Xx + Yy)} dx dy \quad (\text{III.29})$$

Avec λ , la longueur d'onde et k , le vecteur d'onde.

Si l'on suppose une onde plane qui illumine la face clivée, le champ à la sortie de la face est donné par [14] :

$$u(x, y, z=0) = u_0 \cos\left(\frac{\pi x}{h}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{l}\right) \text{rect}\left(\frac{2x}{h}\right) \text{rect}\left(\frac{2y}{l}\right) \text{ avec } \text{rect}(\chi) = \begin{cases} 1 & \text{si } |\chi| \leq 1 \\ 0 & \text{si } |\chi| > 1 \end{cases} \quad (\text{III.30})$$

En utilisant la diffraction de Fraunhofer et lorsqu'on considère la relation (III.30), le champ lointain devient :

$$U(X, Y) = \frac{e^{ikz'}}{i\lambda z'} e^{-\frac{i\pi}{\lambda z'}(X^2 + Y^2)} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} u_0 \cos\left(\frac{\pi x}{h}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{l}\right) e^{-\frac{2i\pi}{\lambda z'}(Xx + Yy)} dx dy \quad (\text{III.31})$$

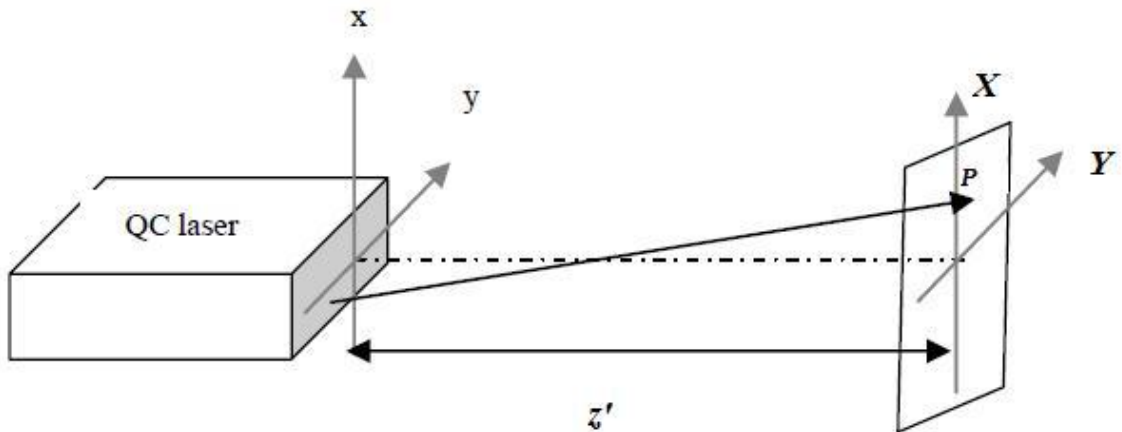


Figure III-9: Illustration de la diffraction d'un laser QCL

La séparation de l'intégrale implique les expressions du champ dans les directions X et Y. Le champ est donné par :

$$U(X,Y)=u_0 \frac{e^{ikz'}}{i\lambda z'} e^{\frac{i\pi}{\lambda z'}(X^2+Y^2)} \times \frac{2h}{\pi} \frac{\cos(\frac{\pi h}{\lambda z'} X)}{\left(1-(\frac{2h}{\lambda z'} X)^2\right)} \times \frac{2l}{\pi} \frac{\cos(\frac{\pi l}{\lambda z'} Y)}{\left(1-(\frac{2l}{\lambda z'} Y)^2\right)} \quad (\text{III.32})$$

L'introduction des coordonnées angulaires $\theta_x = X/z'$ et $\theta_y = Y/z'$ et les nombres de Fresnel définis par : $N_x = h^2/(4\lambda z')$ et $N_y = l^2/(4\lambda z')$ dans les directions x et y respectivement donne la distribution du champ lointain sous la forme :

$$U(\theta_x, \theta_y) = u_0 \frac{16}{\pi^2} e^{i\pi(-\frac{1}{2} + \frac{z'}{\lambda}(2+\theta_x^2+\theta_y^2))} \times N_x N_y \frac{\cos(\frac{\pi h}{\lambda} \theta_x)}{\left(1-(\frac{2h}{\lambda} \theta_x)^2\right)} \times \frac{\cos(\frac{\pi l}{\lambda} \theta_y)}{\left(1-(\frac{2l}{\lambda} \theta_y)^2\right)} \quad (\text{III.33})$$

L'intensité lumineuse du champ transverse lointain en P est donnée par :

$$I(\theta_x, \theta_y) = U(\theta_x, \theta_y) U^*(\theta_x, \theta_y) \quad (\text{III.34})$$

$$I(\theta_x, \theta_y) = \left(u_0 \frac{16}{\pi^2} \times N_x N_y \right)^2 \times \left[\frac{\cos(\frac{\pi h}{\lambda} \theta_x)}{\left(1-(\frac{2h}{\lambda} \theta_x)^2\right)} \times \frac{\cos(\frac{\pi l}{\lambda} \theta_y)}{\left(1-(\frac{2l}{\lambda} \theta_y)^2\right)} \right]^2 \quad (\text{III.35})$$

Avec $I_0 = \left(u_0 \frac{16}{\pi^2} \times N_x N_y \right)^2$, l'intensité juste à la sortie de la surface clivée. La largeur à mi-hauteur est réalisée lorsque l'intensité relative est égale 1/2.

III.6.2 Résultats numériques

Les calculs de l'intensité relative du champ lointain dans les directions parallèle et perpendiculaire au plan de la jonction de la diode sont réalisés par A. Hamadou [14]. Il trouve un parfait accord avec les résultats expérimentaux réalisés par Gresch *et al.* [15] (figure III-10). La figure III-10 présente la distribution du champ lointain d'un laser QCL dans les directions parallèle et perpendiculaire de la structure.

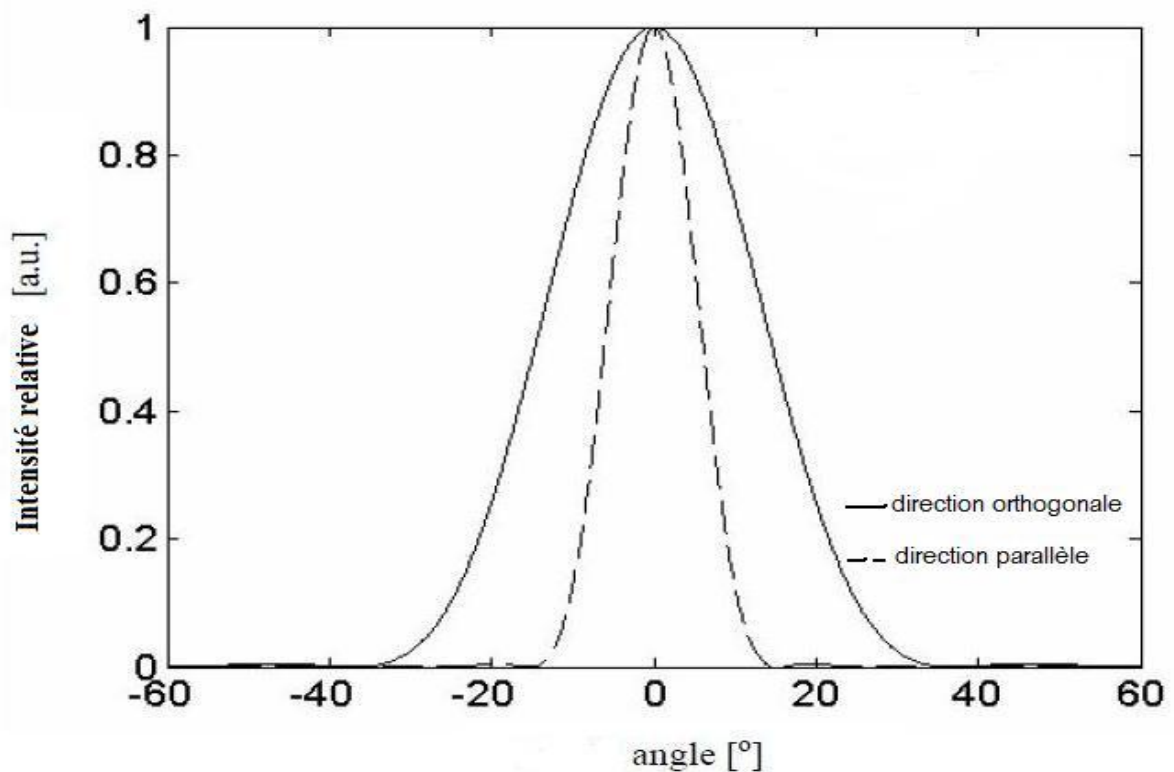


Figure III-10: Distribution du champ lointain d'un laser QCL dans les directions parallèle et perpendiculaire de la structure.

Pour ce faire l'intensité relative du champ lointain est étudiée en fonction des paramètres tels que la longueur d'onde et les dimensions h et l de la structure laser. Le profil de luminance des lasers en général à une grande distance de la face d'émission constitue une caractéristique primordiale des dispositifs à lasers.

L'étude du champ lointain permet d'extraire certains paramètres des lasers expérimentalement comme les indices de réfraction des couches. Elle permet aussi de bien définir les applications des lasers dans les domaines tels que l'analyse des traces de gaz, la communication dans l'espace, les applications médicales et l'imagerie laser.

Un exemple de profil d'un faisceau laser QCL, analysé à la camera IR InSb, est donné par la figure III-11 [16]. La figure III-11 représente l'enregistrement de l'intensité relative du champ lointain dans les directions parallèle et perpendiculaire à la jonction par une camera. La divergence du faisceau mesurée à $1/e^2$ de l'intensité maximale donne 22° et 43° dans les directions horizontale et verticale, respectivement. Elle présente ce qui est observée expérimentalement lors de l'enregistrement du champ lointain.

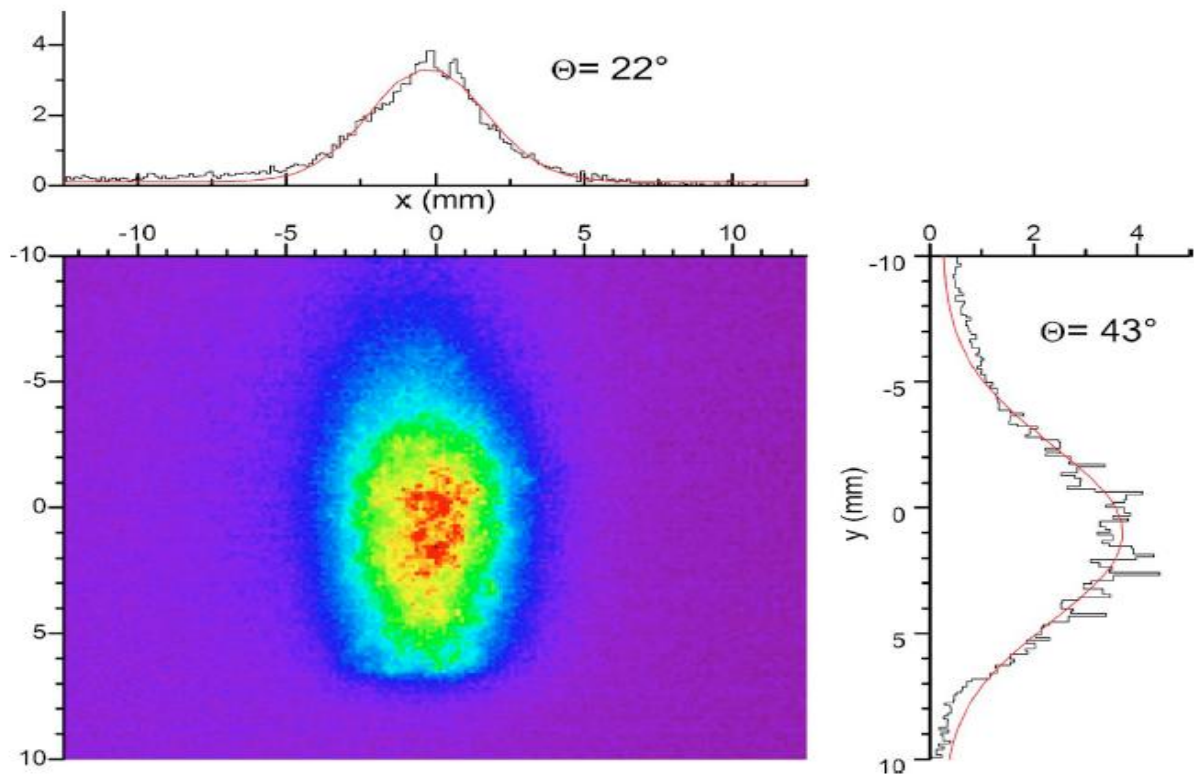


Figure III-11: Image de la distribution du champ lointain à 10 mm de la face du laser. Les angles de divergence des faisceaux sont obtenus par ajustement au faisceau Gaussien pour le profil vertical et horizontal.

III.7 Conclusion

Nous avons étudié la propagation du faisceau laser par la théorie électromagnétique à l'extérieur de la structure laser. Les formulations mathématiques et les courbes de simulation illustrent la divergence du faisceau laser à la sortie de la structure.

La divergence du faisceau laser est étroitement influencée par les paramètres de la structure laser tels que l'épaisseur de la couche active d et la concentration x en aluminium des couches de confinement de la diode laser à double hétérostructure. L'écart angulaire augmente lorsque la concentration en aluminium des couches de confinement et l'épaisseur de la couche active augmentent. La configuration de la structure laser influe la divergence des faisceaux des diodes laser.

Une valeur de la largeur à mi-hauteur $\theta_{\perp}$ satisfaisante permet d'améliorer l'efficacité du couplage de la DH laser avec une fibre optique. L'étude théorique nous a permis de bien comprendre les différentes caractéristiques des diodes lasers. Les techniques de caractérisation et la caractérisation des diodes laser QCLs seront présentées dans le chapitre IV.

Références bibliographiques

- [1] J. W. Goodman
Introduction to Fourier Optics
Roberts & Company, Englewood, Colorado, 2005
- [2] L. Mandel, E. Wolf
Optical Coherence and Quantum Optics
Cambridge University, Cambridge, 1995.
- [3] K. Duan, B. Wang and B. Lu
Propagation of Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams beyond the paraxial approximation
J. Opt. Soc. Am. A 22, 1976, 2005
- [4] X. Zeng and A. Naqwi
Far field distribution of double heterostructure diode laser beam
Appl. Opt. 32, 449 1-4494, 1993
- [5] D. MARCUSE
Integrated Optics
Ed. By Van Nostrand Reinhold, New York, 1972
- [6]- J. MATHEWS and R.L. WALKER
Mathematical Methods of Physics (2nd Edition)
Ed. by W. A. BENJAMIN, Inc., New York 82-90, 1970
- [7] H. C. Casey Jr., M. B. Panish, and J. L. Merz
Beam divergence of the emission from double-heterostructure injection lasers
J. Appl. Phys., Vol 44 5470-5475, 1973
- [8] D. BOTEZ
Near and Far-Field Analytical Approximation for the fundamental Mode in symmetric waveguide DH lasers
R.C.A. Review, Vol 39, 577-603, 1978
- [9] P. A. Kirkby and G.H. Thompson
The effect of double heterostructure waveguide parameters on the far-field emission patterns of lasers
Opto-Electron., 4, 323-334, 1972.
- [10] M. A. MOHOU
Characterization of double Heterostructure Lasers GaAlAsSb/GaInAsSb/GaAlAsSb Emitting in continuous Mode at 80K
IE(I) Journal-ET 76, 81-85, 1996
- [11] F. Pitard et al.
Préparation et étude de diodes laser à GaInAsSb-GaAlAsSb fonctionnant en continu à 80K
J. Phys.III France 1, 605-622, 1991
- [12] M. R. Z. Morosini et al.
Fabrication of GaInAsSb/AlGaAsSb Double Heterostructure Lasers Emitting at 2.2 μm
Brazilian Journal of Physics, vol.24, 473-479, 1994
- [13] J. Faist et al.
Quantum cascade laser
Science 264, 553-556, 1994

- [14] A. Hamadou
Transverse Far-Field Distribution in quantum cascade laser
ARPN J. of Engineering and Applied Sciences, VOL. 4, NO. 1, 8-12, 2009
- [15] T. Gresch et al:
Quantum Cascade Lasers With Large Optical Waveguides
IEEE. Photon. Tech. Lett. Vol. 18, 544-546; 2006.
- [16] J. Devenson et al.
High temperature operation of $\lambda \approx 3.3 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers
Appl. Phys. Lett. 91, 141106; 2007

Chapitre IV Techniques de caractérisation des lasers à semi-conducteurs : lasers à cascade quantique (QCLs)

IV.1 Introduction

On assiste aujourd'hui à un développement des lasers et surtout à celui des diodes lasers. De véritables avancées sont réalisées dans les performances des diodes lasers en ce qui concerne le mode d'opération. Il apparaît de nouveaux modèles de cavités et de nouvelles structures des régions actives. On obtient ainsi des émissions à des grandes longueurs d'onde et à la température ambiante avec des modes d'émission continus.

Certains types de diodes lasers développées constituent les lasers à cascade quantique (QCLs). Les QCLs ont des technologies qui se réalisent dans de différents matériaux semi-conducteurs (GaAs, Si, InAs, GaN, etc.). Ainsi un travail fondamental s'impose dans la caractérisation des diodes laser après leur fabrication. C'est une étape primordiale pour déterminer les paramètres caractéristiques et les performances de ces structures guidantes.

Nous présentons dans ce chapitre les techniques de caractérisations des diodes lasers à cascade quantique (QCLs) et décrivons le dispositif expérimental.

Le schéma de la figure IV-1 présente l'évolution et les performances des lasers à semi-conducteurs surtout les lasers à cascade quantique suivant les années.

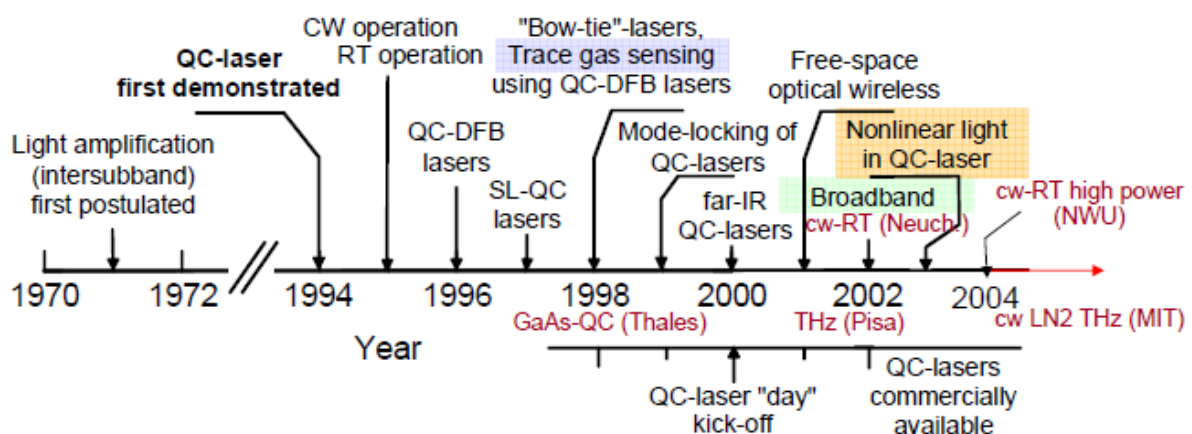


Figure IV-1 : Evolution et performances des lasers QCLs [1]

Cette caractérisation a pour objectif de déterminer les propriétés spécifiques du rayonnement des QCLs pour les applications spectroscopiques comme les expériences sur l'hydrogène muonique.

Les QCLs sont aussi utilisés dans les communications optiques, les applications spatiales, dans les technologies de renforcement des lois et de sécurité, dans la science de la vie, dans les mesures d'émissions industrielles et urbaines et dans le contrôle des procédés industriels.

IV.2 Techniques de Caractérisations

Des grandeurs physiques qui sont déterminées pour rendre compte du fonctionnement des lasers sont :

- ✓ la puissance optique, P ;
- ✓ la tension appliquée au bac, V ;
- ✓ le courant injecté, I ;
- ✓ le spectre en longueur d'onde d'émission, λ .

Les caractéristiques électro-optiques classiques (P - I , V - I , λ - I) permettent de déterminer les différents paramètres qui rendent compte de la structure active du laser et de son fonctionnement.

Parmi ces paramètres on peut citer :

- ✓ les pertes internes, α_i ;
- ✓ le rendement quantique interne, η_i ;
- ✓ le gain du matériau, g_o ;
- ✓ le courant de transparence, J_o ;
- ✓ la densité de courant de seuil, J_{th}

IV.3 Caractérisation des faisceaux lasers

IV.3.1 Distribution spatiale

La distribution spatiale des faisceaux lasers dépend de la géométrie du résonateur et de la forme de la région active. Certains résonateurs laser comportent des miroirs sphériques qui produisent et supportent des faisceaux sous la forme des faisceaux Gaussiens. La figure IV-2 illustre le résonateur à miroirs sphériques qui produit un faisceau gaussien [2].

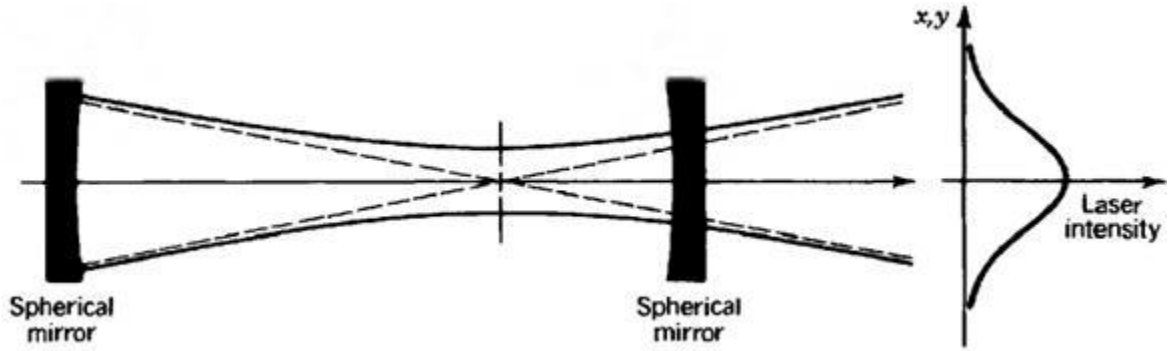


Figure IV-2: Faisceau laser du mode transverse (0,0) sortant d'un résonateur à miroir sphérique ayant la forme gaussienne.

Le mode TE(0,0) est souvent le plus confiné et il se présente avec moins de perte de diffraction dans le résonateur. Le diamètre des faisceaux laser détermine en quelque sorte les caractéristiques de propagations dans les lasers.

IV.3.2 Système de matériaux de base des lasers QCLs

Les lasers à cascade quantique (QCLs) couvrent aujourd'hui un très large domaine spectral, du moyen infrarouge au THz. Des émissions de plus d'un Watt en continu et à température ambiante est accessible entre 4,5 et 10 μm .

Les QCLs sont réalisés dans plusieurs filières. Les premiers QCLs sont réalisés dans le système d'alliage InGaAs/InAlAs en accord de réseau sur un substrat en InP. Ces lasers ont vite évolué avec un niveau de performance élevé. Ils opèrent en continu dans le moyen infrarouge, atteignent de grande puissance et opèrent à des températures au dessus de la température ambiante ($\lambda = 5,3 \mu\text{m}$, $P = 200 \text{ mW}$, 300K) [3], $T_{\text{max}} = 125 \text{ K}$, $P_{\text{max}} = 10 \text{ mW}$, $\lambda = 4,26 \mu\text{m}$ [4]. L'évolution de l'architecture de la zone active, la meilleure gestion de la thermique dans la géométrie ou la structure du composant ont contribué à cette évolution. Il s'en suit la réduction des pertes optiques qui s'accompagne d'une réduction du courant de seuil des lasers.

D'autres systèmes de matériaux ont été explorés. En 1998, Sitori *et al.* [5] démontrent les lasers QCLs dans la filière GaAs/AlGaAs ($\lambda = 9,3 \mu\text{m}$, $T_{\text{max}} = 200 \text{ K}$). Ceci lève le mythe sur les restrictions liées aux matériaux pouvant constituer les couches des lasers QCLs. Ils opèrent plus dans le domaine de terahertz [6].

Les QCLs développés dans les systèmes de matériaux InGaAs/AlAsSb et InAs/AlSb ont permis d'atteindre de faibles longueurs d'onde intéressantes ($\lambda = 2,75\text{-}3,3\mu\text{m}$) pour la détection de gaz par spectroscopie moléculaire [7-9]. Certains matériaux ont fait objet de propositions théoriques tel que le système Si/SiGe [10].

Ces longueurs d'onde dans le moyen infrarouge correspondent aux principales raies d'absorption des liaisons chimiques C-H. Les QCLs créent des perspectives d'applications dans de divers domaines tels que l'analyse ou la détection de gaz, le contrôle de procédés industriels, la sécurité, l'imagerie ou le diagnostic médical.

La figure IV-3 présente l'évolution de la performance des QCLs en fonction de la température, du matériau et des différents domaines accessibles [11]. On pourrait voir sur cette figure IV-3, la couverture des longueurs d'onde des QCLs et leurs modes d'opération.

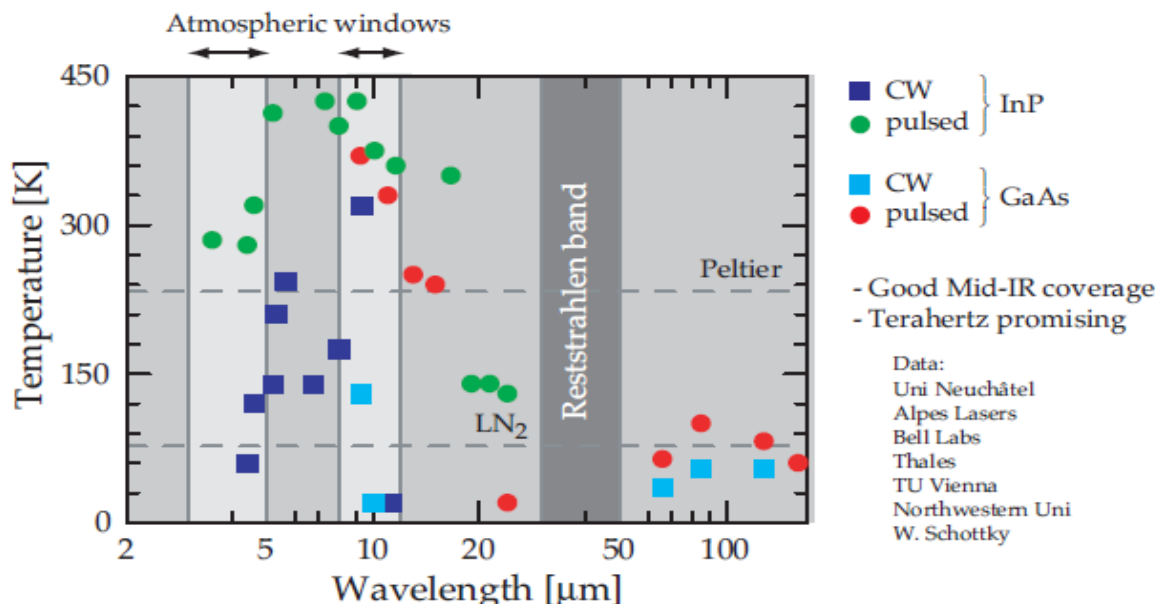


Figure IV-3 : Etat de l'art de performances des QCLs : Mode continu (carré), mode pulsé (gros points) pour les lasers sur le GaAs (bleu et vert) et l'InP (cyan et rouge)

IV.3.3 Principe des lasers QCLs

Les diodes lasers conventionnelles produisent de la lumière par émission stimulée à travers la bande interdite alors que les lasers QCLs émettent leur faisceau par transitions intersous-bandes dans une bande d'énergie.

Ainsi l'émission dépend de l'épaisseur des puits quantiques des différentes couches des matériaux de base de la région active. Ils tirent leur gain optique de transitions entre sous-bandes dans la bande de conduction de puits quantiques couplés.

La figure IV-4A représente le schéma du principe de base des lasers QCLs illustrant les différents niveaux dans la structure. La figure IV-4B représente la bande de structure d'un laser QCL émettant vers $7\mu\text{m}$ [12]. Il se passe à l'intérieur des couches à QCLs un recyclage des électrons qui est exploité par une cascade de régions actives mises en série (Figure IV-5) [13].

La collecte de photons à chaque niveau de la cascade donne une grande puissance accessible pour les QCLs. La figure IV-6 représente les différentes couches de matériaux d'un laser QCL [14].

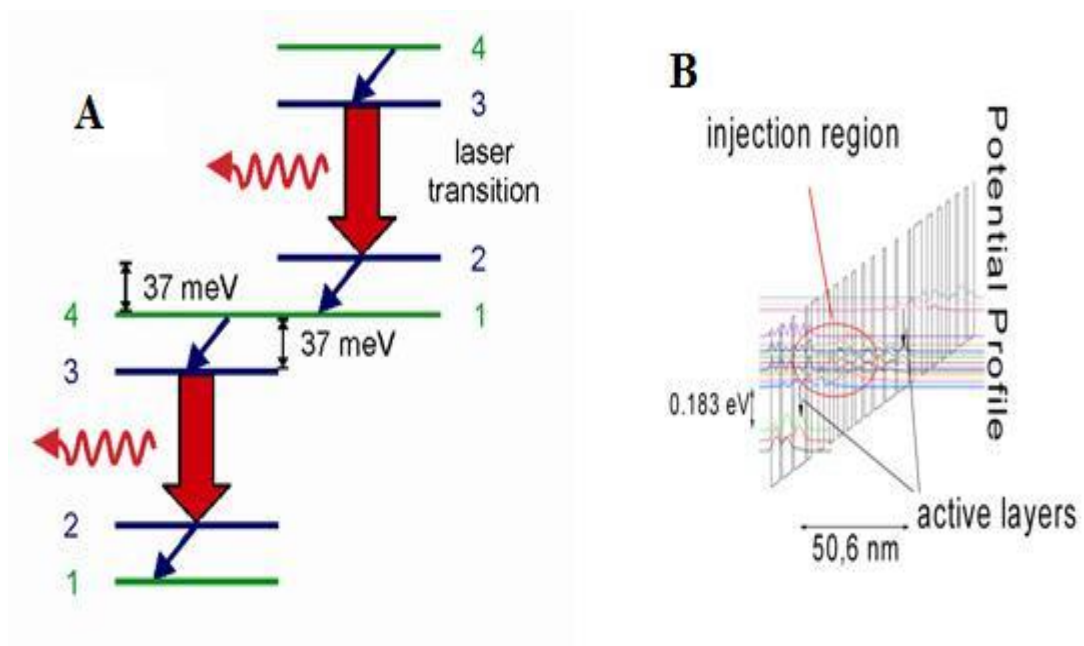


Figure IV-4 : Schéma : (A)-Principe des lasers QCL. (B)- Structure optimale avec région d'injection (Bound-to-continuum) d'un QCL.

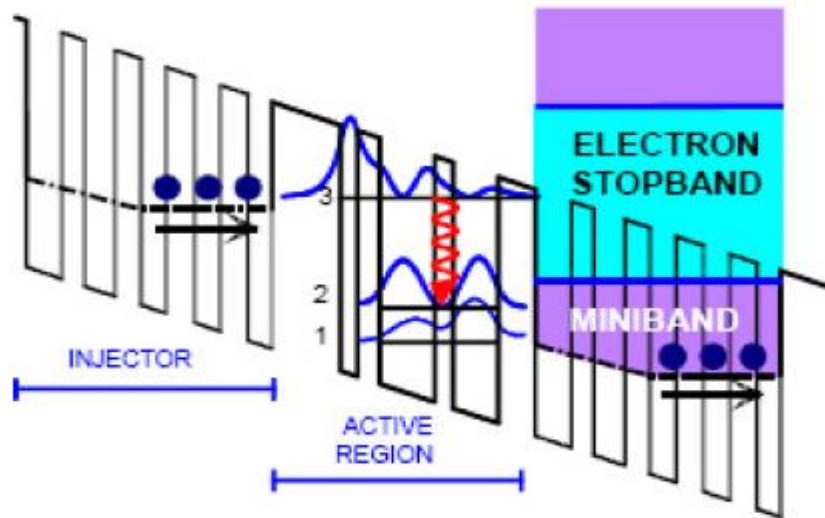


Figure IV-5 : Profil de bande de conduction d'une portion de la zone active d'un QCL, montrant la transition intersousbande du laser et le recyclage des électrons.

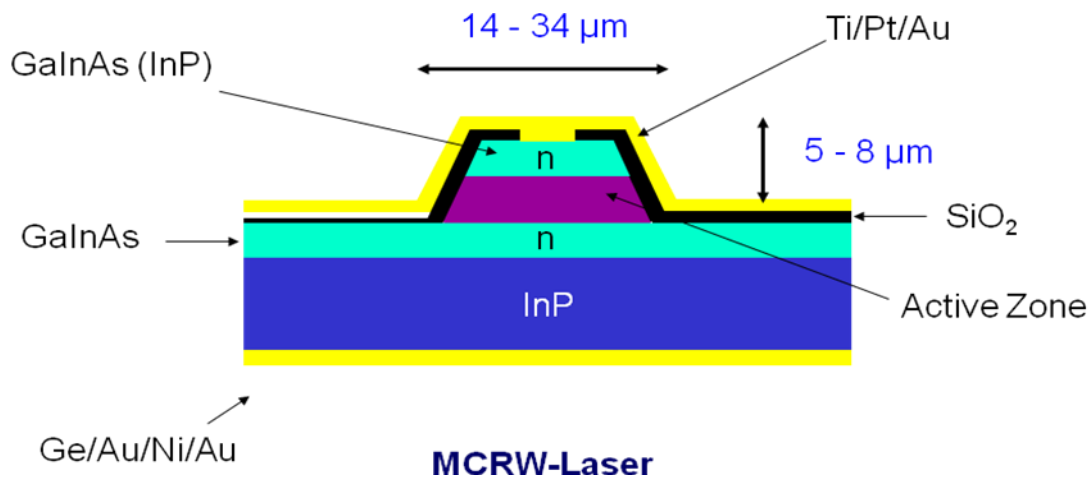


Figure IV-6 : Exemple de structure d'un laser QCL

IV.3.4 Différents modèles développés des structures lasers QCLs

Deux principaux modèles sont développés pour les structures lasers à QCL. Il s'agit de la résonance de double-phonon et la structure "bound-to-continuum". Le premier modèle présente quatre (4) puits quantiques dans la région active avec trois (3) niveaux bas. Ces faibles niveaux sont séparés par des énergies de phonons. Cela assure une bonne injection dans la structure [15]. Le second modèle assure une transition d'un état lié à une minibande. Il s'ensuit une bonne combinaison entre l'injection et l'extraction des électrons. Les lasers à base de ce modèle opèrent à de grandes longueurs d'onde et à haute température [16].

La figure IV-7 présente les types de modèles des lasers QCLs [15, 16]. D'autres modèles d'architecture de la région active existent. On peut citer la structure à super réseaux [17, 18], à trois (3) puits quantiques à transition verticale [3].

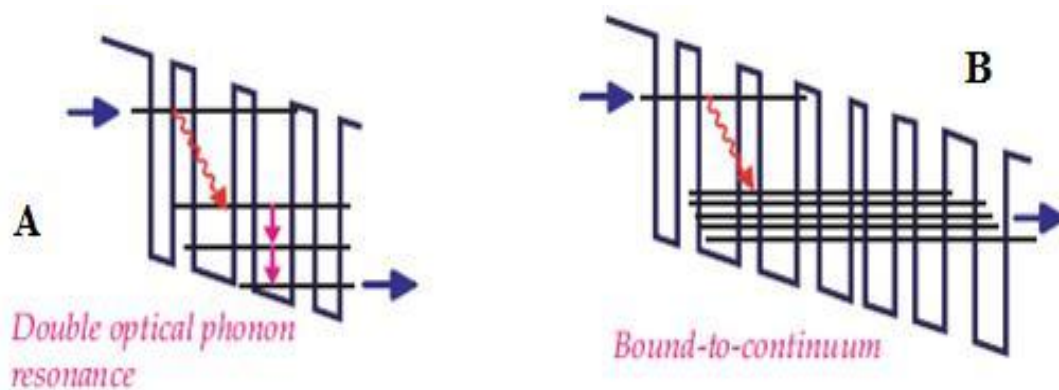


Figure IV-7: Exemple de modèles de structure d'un laser QCL. A- Modèle à résonance à double phonon, B- Modèle de bound-to-continuum.

IV.3.5 Différents types des lasers QCLs

Il existe trois types de lasers à cascade quantique :

- QCLs à cavité Fabry-Pérot,

Ce sont des structures les plus simples. Le guide d'onde est terminé par les faces clivées des semi-conducteurs formant des miroirs parallèles semi-réfléchissants. Ils sont capables de produire de fortes puissances [19] mais il résulte souvent des faisceaux multi-modes lorsque la température d'émission devient élevée.

La différence d'indice de réfraction entre les matériaux constitutifs du guide donne une bonne réflexion optique. La longueur d'onde peut varier en fonction de la température.

- QCLs DFB (Distributed Feedback)

Ils sont les plus usuels dans la détection des faibles concentrations de polluants. Ces applications nécessitent des lasers fonctionnant en monomode. Il s'agit d'introduire des structures DFB dans la couche active des lasers à cascade quantique telles que les réseaux. Ils sont apparus en 1996 [20] dans la famille des lasers. Les DFB QCLs permettent de choisir le meilleur monomode nécessaire pour les applications.

- QCLs à cavité externe.

Ce type de laser est développé pour pallier aux pertes de puissances et d'efficacité des QCLs. Dans cette configuration, le QCL est couplé avec une cavité externe en incorporant des réseaux de diffraction pour sélectionner les longueurs d'onde. On réalise des structures bien accordables. L'arrangement le plus connu de la cavité externe des QCLs est illustré par la figure IV-8, qui est basé sur la configuration de Littrow [21].

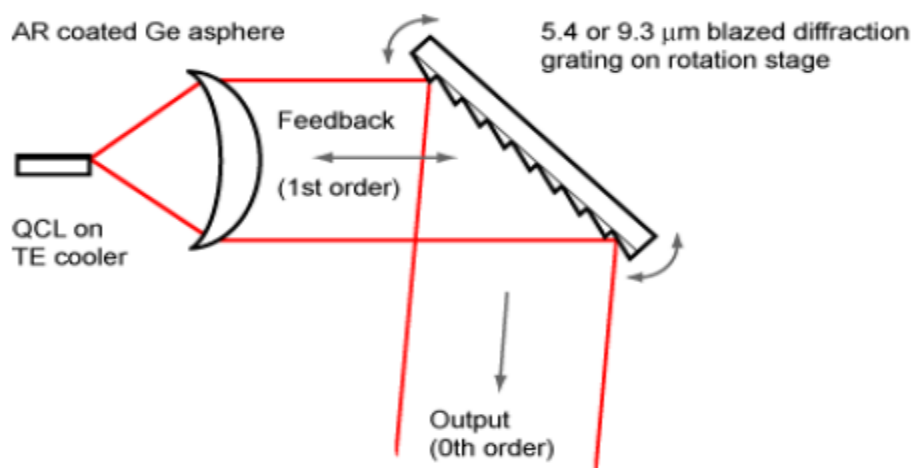


Figure IV-8 : Principe de cavité externe à laser QCL (configuration Littrow)

IV.3.6 Divergence des faisceaux lasers (QCLs)

Les QCLs présentent une large divergence dans la direction normale à l'axe de propagation laser. La forme typique de la distribution du champ lointain est présentée sur la figure IV-9. La connaissance de l'angle de divergence des QCLs permet de choisir les éléments optiques nécessaires pour une bonne production du faisceau laser et définir les différentes applications des diodes lasers.

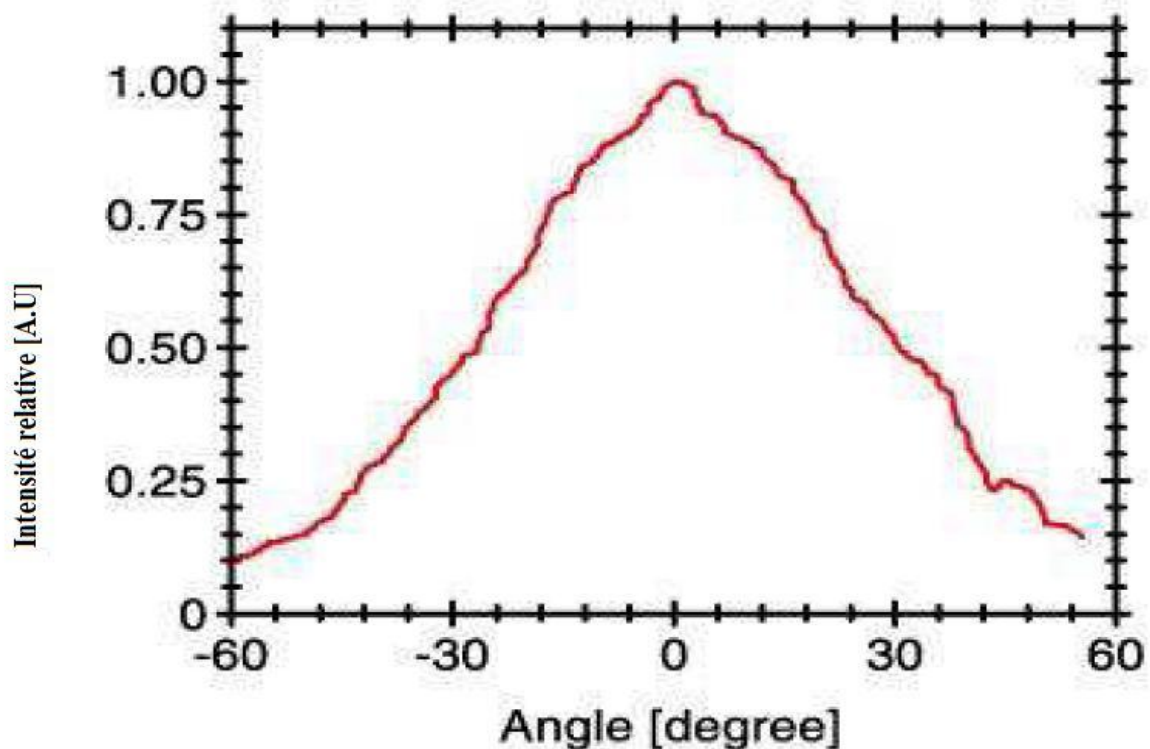


Figure IV-9 : Illustration typique de la divergence des lasers QCL à température ambiante

IV.4 Dispositif expérimental de caractérisation des lasers

IV.4.1 Montage expérimental

Le modèle d'installation de dispositifs pour la caractérisation spectrale et de mesure de puissance des diodes lasers se présente sous la forme illustrée par la figure IV-10 [22]. On rencontre en général trois grandes parties dans l'installation.

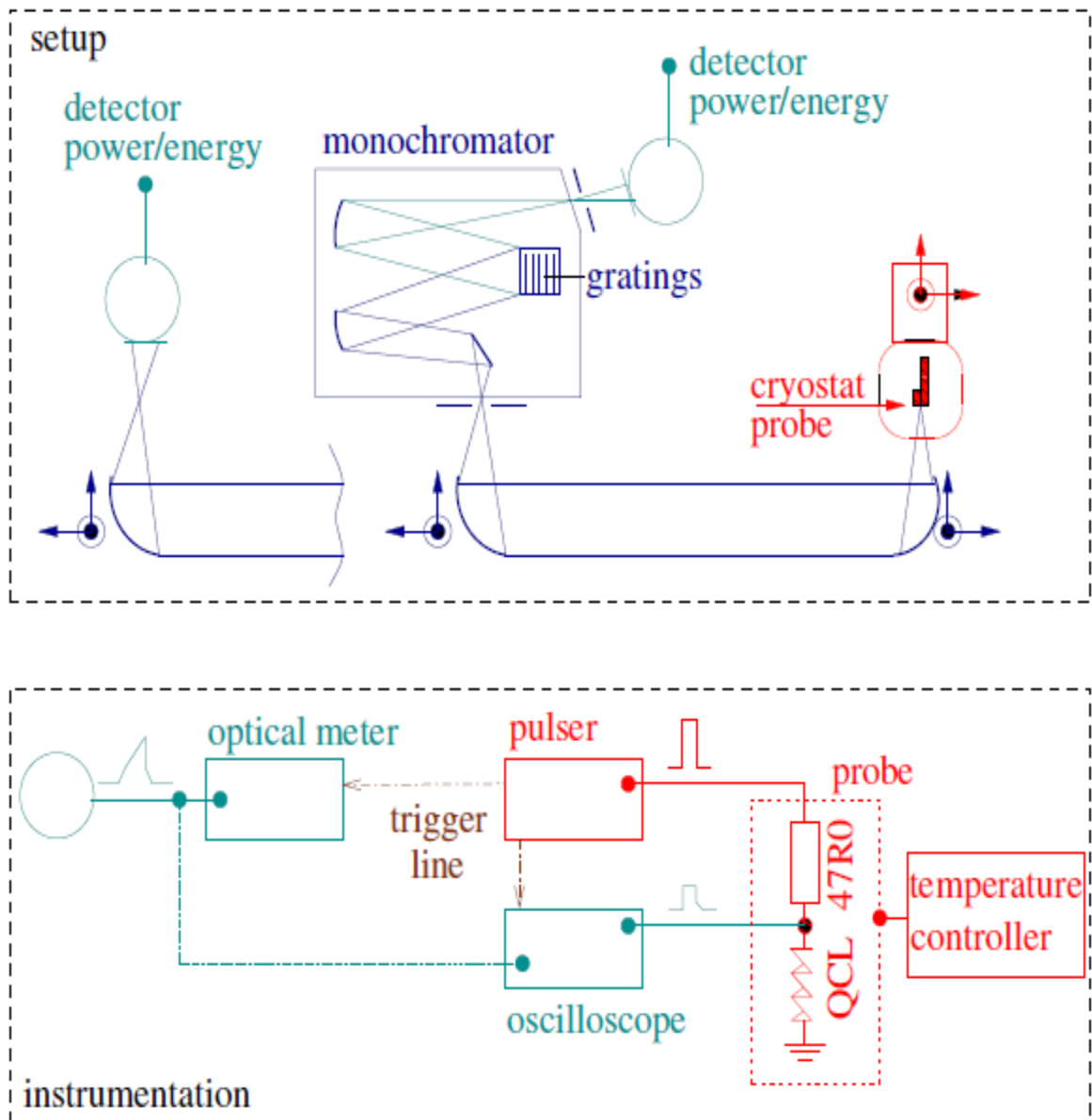


Figure IV-10: Principe de base d'installation des dispositifs pour les mesures des rayons IR et le diagramme d'instrumentation comprenant la source, le chemin optique, les détecteurs.

❖ La partie source

Cette portion de dispositif comprend la source d'impulsion optique avec un contrôleur de température en relation avec un cryostat sous un bain d'azote liquide.

Le cryostat comporte la monture du laser et grâce au contrôleur de température, la température du bac peut varier du domaine cryogénique à température ambiante voire plus.

❖ Le chemin optique

C'est la partie formée d'ensemble de dispositifs optiques tels des réflecteurs et le monochromateur pour la résolution spectrale.

❖ La partie détection

Cette partie regroupe les capteurs pyroélectriques pour la mesure de la puissance et de l'énergie optiques en combinaison avec l'oscilloscope et l'amplificateur lock-in.

La qualité des mesures dépend de la précision des différents composants du dispositif de caractérisation des lasers. Le courant provient de la source à courant (AVTECH modèle AVR-5B-B) qui peut produire une tension de 0-500V à 10kHz pour un cycle d'utilisation de 1% avec un minimum de la largeur d'impulsion de 100ns.

Le cryostat (Optistat DN-V) couplé avec le contrôleur de température ITC 503, Oxford, peut fonctionner à la température d'azote liquide jusqu'à 500K. Les détecteurs en combinaison avec les instruments de mesure optiques et l'oscilloscope servent à la collecte des rayons lumineux et les mesures électriques. Le monochromateur permet de faire des mesures spectrales. Ce dispositif est destiné en général pour les mesures dans une caractérisation optique et électrique. Pour améliorer et automatiser l'acquisition des données, un ordinateur peut être utilisé avec un GPIB (General Purpose Instrumentation Bus).

IV.4.2 Présentations du dispositif, description et compétence des appareils

Nous décrivons dans cette partie les divers constituants du dispositif expérimental de caractérisation des diodes laser. Nous définissons le rôle de chaque partie et des appareils utilisables.

IV.4.2.1 Partie 1 : La source et le contrôle de la température

Le laser (QCL et d'autres) est monté sur une plaque refroidissante. Cette plaque se refroidit par un cryostat destiné au contrôle de la température dans lequel se trouve de l'azote liquide (LN₂).

Le cryostat (OPTISTATDN-V, OXFORD INSTRUMENTS) est piloté par un contrôleur de température PID externe (ITC503, OXFORD INSTRUMENTS) [23]. Le contrôleur, très précis ($\pm 0,1\text{K}$), peut être stabilisé pour les températures comprises entre 77K et 500K. Pour faire bien fonctionner le cryostat, un vide secondaire ($\leq 10^{-4}$ mbar) est nécessaire pour éviter la dissipation thermique, la condensation de vapeur et la congélation des éléments sous bain du LN_2 . Les conditions et le maintien de vide sont réalisés par une pompe turbo-moléculaire (ILMVAC CD160) [24] relié au cryostat par une membrane à pompe.

Un générateur d'impulsion (AVR-5B-B-PN-BR, AVTECH) [25] permet de piloter la source laser. Cette source peut produire une tension de 0-500 V à 10kHz pour un cycle d'utilisation $\leq 1\%$ avec un minimum de la largeur d'impulsion de 100ns.

Un câble coaxial de résistance de 50Ω est nécessaire pour des impulsions de hautes amplitudes. Le laser a une résistante typique de 2Ω lorsqu'il fonctionne.

La figure IV-11 illustre la monture du laser sur la plaque refroidissante et les différents câblages pour les mesures. Ainsi sous l'effet de la tension appliquée, le laser s'échauffe avec tout son support.

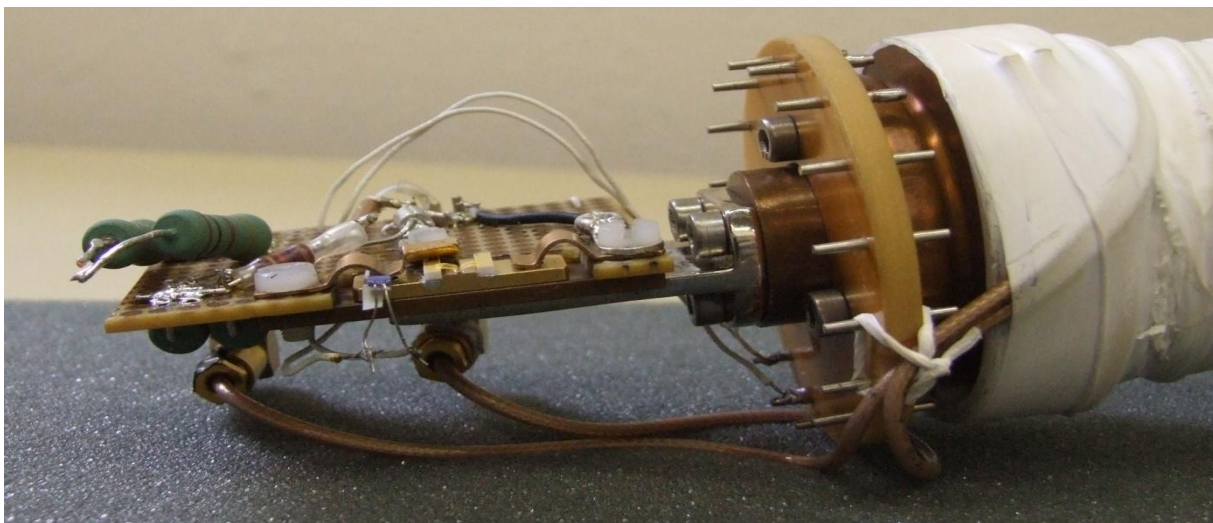


Figure IV-11: Présentation de la monture du laser avec le laser: plaque refroidissante, câblage pour les mesures électriques et de température

Un capteur de température, placé sous la plaque refroidissante, permet de déterminer la température du bac sur lequel le laser est monté. Cette température est toutefois différente de la température d'opération du laser.

D'autres montages de sondes pourront aider à déterminer la température directe sur les lasers en opération.

Afin de pouvoir déterminer les caractéristiques électriques à travers les QCLs, la figure IV-12 est proposée pour servir de schéma électrique équivalent.

Le courant traversant le laser peut être déterminé par la relation suivante :

$$i_{QCL} = \frac{v_{meas} - v_{QCL}}{R_{term}(T)} \quad (IV.1)$$

Où v_{meas} est la tension mesurée à la sortie du montage et v_{QCL} est la tension aux bornes du QCL.

La résistance R_{term} est en fonction de la température. Sa valeur est donnée par la dépendance de la température indiquée par le constructeur :

$$R_{term}(T) = 50\Omega + 50\Omega \times 300.10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \times (T - 25)^\circ\text{C} \quad (IV.2)$$

Où T est la température en degré Celsius.

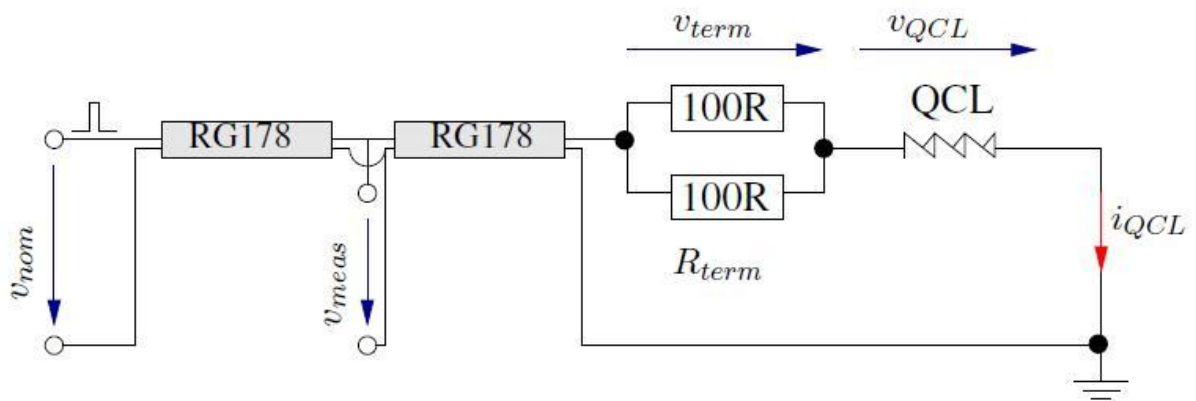


Figure IV-12: Schéma électrique équivalent

Les appareils sont assemblés sur un support qui permet de définir des liaisons équipotentielles (Figure IV-13).

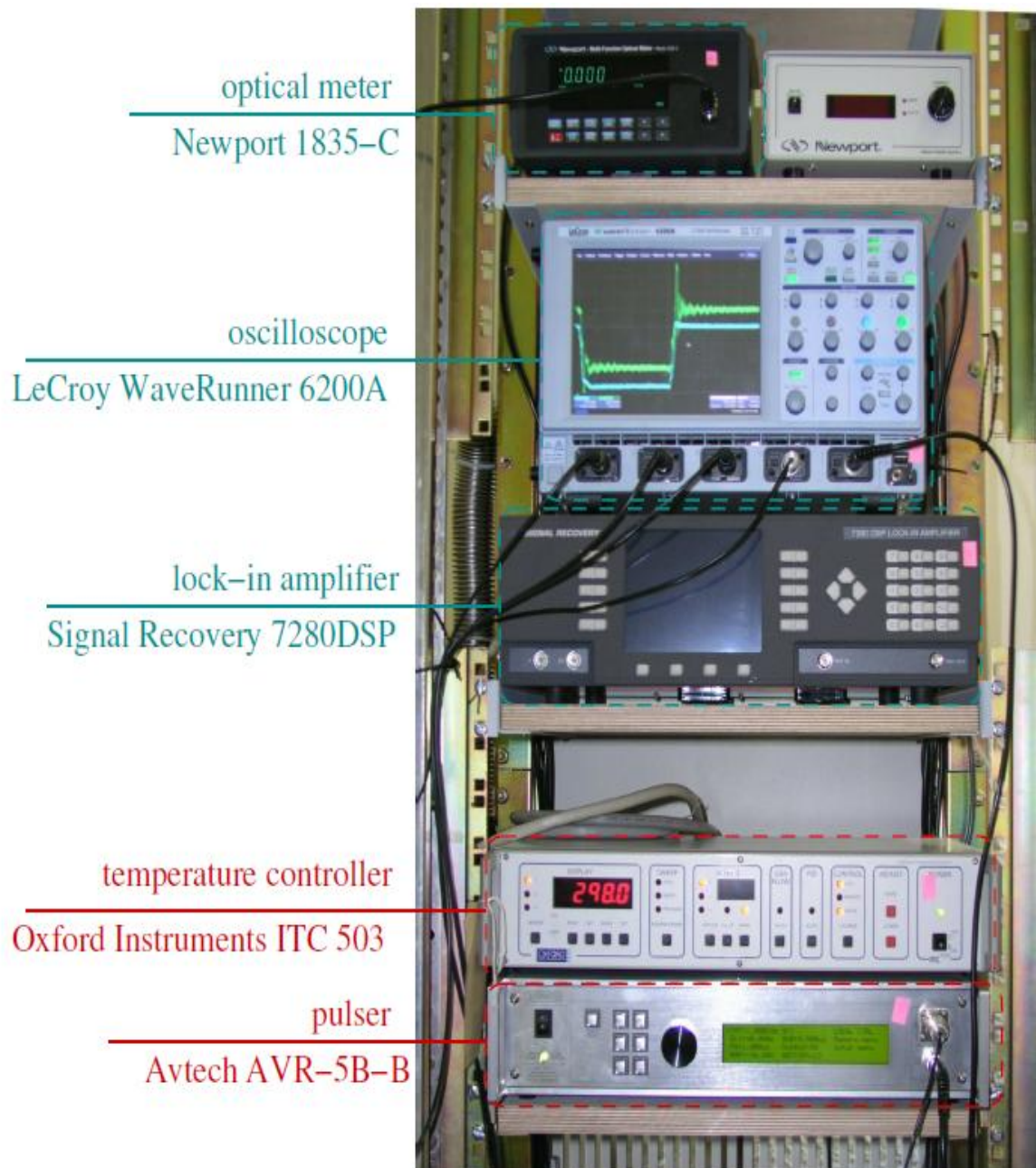


Figure IV-13 Quelques composants du dispositif de caractérisation des lasers. Les instruments sont: Optical meter, oscilloscope, lock-in amplifieur, contrôleur de température et pulser

Pour éliminer les erreurs dues aux vibrations, le système optique et le cryostat sont montés sur une table optique amortie à l'air nommé le RS 4000, NEWPORT [26].

IV.4.2.2 Partie 2 : Le chemin optique

Le chemin optique, défini sur la figure IV-10, est constitué par des dispositifs optiques permettant la détermination des caractéristiques optiques surtout la longueur d'onde. Ce chemin optique renferme les réflecteurs et le monochromateur. Le faisceau laser émis, après avoir été collecté par des réflecteurs paraboliques, est guidé jusqu'au monochromateur.

Les réflecteurs utilisés sont dénommés (02-POA-017, MELLES GRIOT) et disposent d'une grande réflectance qui est supérieure à 90% dans la zone de 1-18 μ m dont la distance focale est de 119,4mm. La longueur du chemin optique doit être le plus petit possible pour diminuer les pertes en l'air. Un réflecteur converge le rayon collecté jusque, soit à l'ouverture du monochromateur (MS275, Model 77700A, SPECTRA PHYSICS) [27, 28] soit au capteur de puissance pour les mesures de puissance.

Le monochromateur (MS275) est un spectrographe automatisé dans un modèle asymétrique de Czerny-Turner disposant de quatre (4) réseaux pour une large zone de longueur d'onde (170nm-24 μ m) avec un nombre f égal à 4.

La figure IV-14 illustre le principe de fonctionnement du monochromateur Czerny-Turner [22]. Le réseau de diffraction (D) ne peut être contrôlé que si la lumière est entraînée ; ainsi les éléments de réflexion (C) et (E) sont utilisés pour entraîner le faisceau laser alors que (B) et (F) sont utilisés dans le plan focal de (C) et du miroir (E). C'est ainsi que la lumière, émise par la source (A), est focalisée, par des dispositifs optiques hors du monochromateur, sur l'entrée (B) du monochromateur.

La distribution de l'intensité est entraînée par le miroir (C) vers le réseau (D). La lumière est diffractée au niveau de (D) puis un autre miroir (E) qui la refocalise enfin sur la fente (F). L'équation d'un réseau pour une interférence constructive dans une direction θ_d est donnée par :

$$a(\sin\theta_m - \sin\theta_i) = m\lambda \quad (IV.3)$$

Avec m , un entier ; λ , la longueur d'onde ; θ_m , l'angle correspondant à l'ordre m et θ_i , l'angle incident.

La figure IV-15 représente la coupe d'un réseau de diffraction.

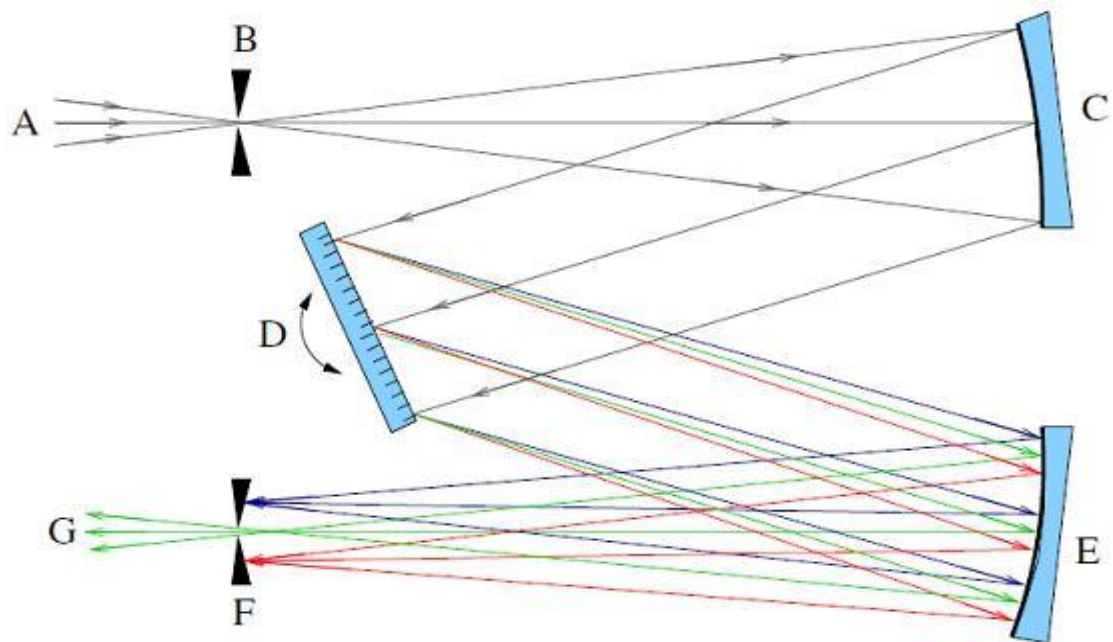


Figure IV-14: Principe de fonctionnement du modèle de monochromateur à réseaux Czerny-Turner

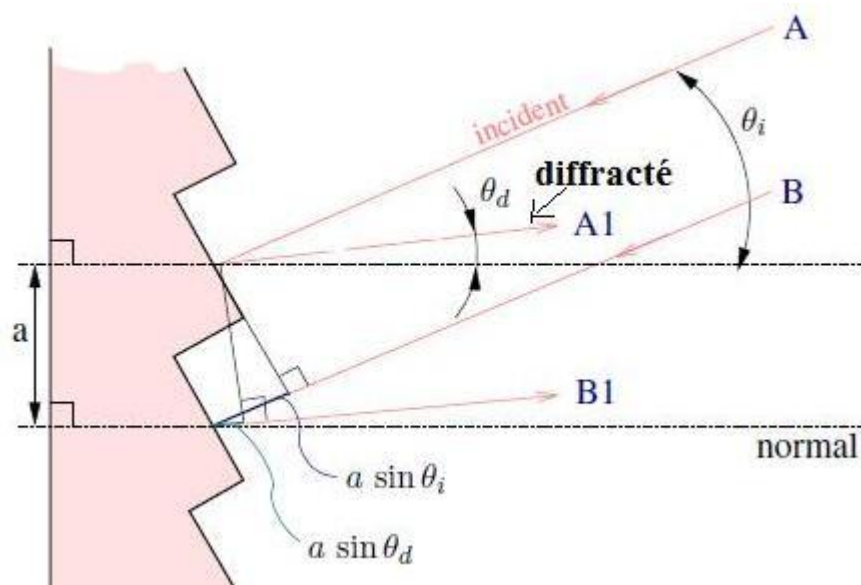


Figure IV-15: Cross-section d'un réseau de diffraction

IV.4.2.3 Partie 3 : La détection et la mesure

La lumière émise est détectée, après être collectée, guidée avec la bonne résolution optique. On distingue plusieurs types de détecteurs pour les mesures : les joulemètres pyroélectriques pour des sources à impulsion et le détecteur de puissance laser pour les sources en continu qu'en impulsion. Ces détecteurs sont compatibles au Optical Meter 1835-C de NEWPORT pouvant mesurer la puissance et l'énergie.

Pour des puissances optiques faibles on utilise l'amplificateur (lock-in amplifier) 7280 DSP, SIGNAL RECOVERY pour amplifier le signal au niveau de bruit. La caractérisation électrique est réalisée grâce à un oscilloscope 2 GHz, waveRunner 6200A, LeCroy.

IV.5 Caractérisations et résultats

La spectroscopie par laser exige une définition en un même instant de la puissance et de la longueur d'onde d'émission afin de pouvoir réaliser une bonne détermination des substances. C'est ainsi que la performance des lasers sera appréciée par la puissance optique émise et la longueur d'onde d'émission. La température de fonctionnement s'ajoute à ces principaux paramètres caractéristiques.

IV.5.1 Mesure de la puissance

Les caractéristiques courant-tension (I-V) et puissance optique-courant (L-I) sont déterminées pour les lasers en fonction de la température et sous un courant ou une tension appliquée.

Ce travail de caractérisation des lasers a été réalisé dans le Groupe 5 du laboratoire d'INFN section de Trieste (Italie). L'objectif du laboratoire est d'améliorer les performances des lasers commerciaux (Alpes lasers) pour des applications spectroscopiques. L'application primordiale du laser QCL dans ce groupe est la détermination du clivage d'hyperfine du niveau d'énergie du muon d'hydrogène [29, 30, 31].

Cette mesure correspond à certaines spécificités quant à ce qui concerne les lasers. La longueur d'onde qui correspond à l'énergie de transition du muon hydrogène est de 6788nm ($E = 0,183$ eV). La largeur de spectre (linewidth) doit être inférieure à 0,07nm avec une accordabilité très fine de 0,007nm. La densité de puissance requise doit être 10^7 W/cm² pour une durée d'impulsion de plus de 100ns. Les conditions requises pour ce type d'applications exigent de puissance élevée.

Les mesures sont réalisées sur des QCLs et les détecteurs servent à faire les mesures. L'investigation sur l'accordabilité est réalisée sous de différentes températures et sous de différentes tensions appliquées.

La mesure de puissance en fonction de la variation de la température de l'évier réalisée sur les QCLs est donnée par la figure IV-16. La température varie entre 78K et 360K. On constate que les QCLs présentent des puissances élevées vers 150K (2W) et environ 1W à la température ambiante. La température influe considérablement sur la puissance optique du laser et sur la longueur d'onde d'émission.

La figure IV-16 montre un exemple de caractéristique I-V en fonction de la température avec les puissances maximales émises. Les résultats donnent une puissance supérieure à 1W à des températures cryogéniques et la puissance n'est que de moitié à la température ambiante. Si nous considérons une surface de la face du laser entre 60-100 μm^2 , la densité de puissance est de 10^6 W/cm^2 si toute la puissance est focalisée. Cette puissance élevée permet d'observer de fines particules. Ce laser peut être donc utilisé pour des applications spectroscopiques comme les mesures d'absorption.

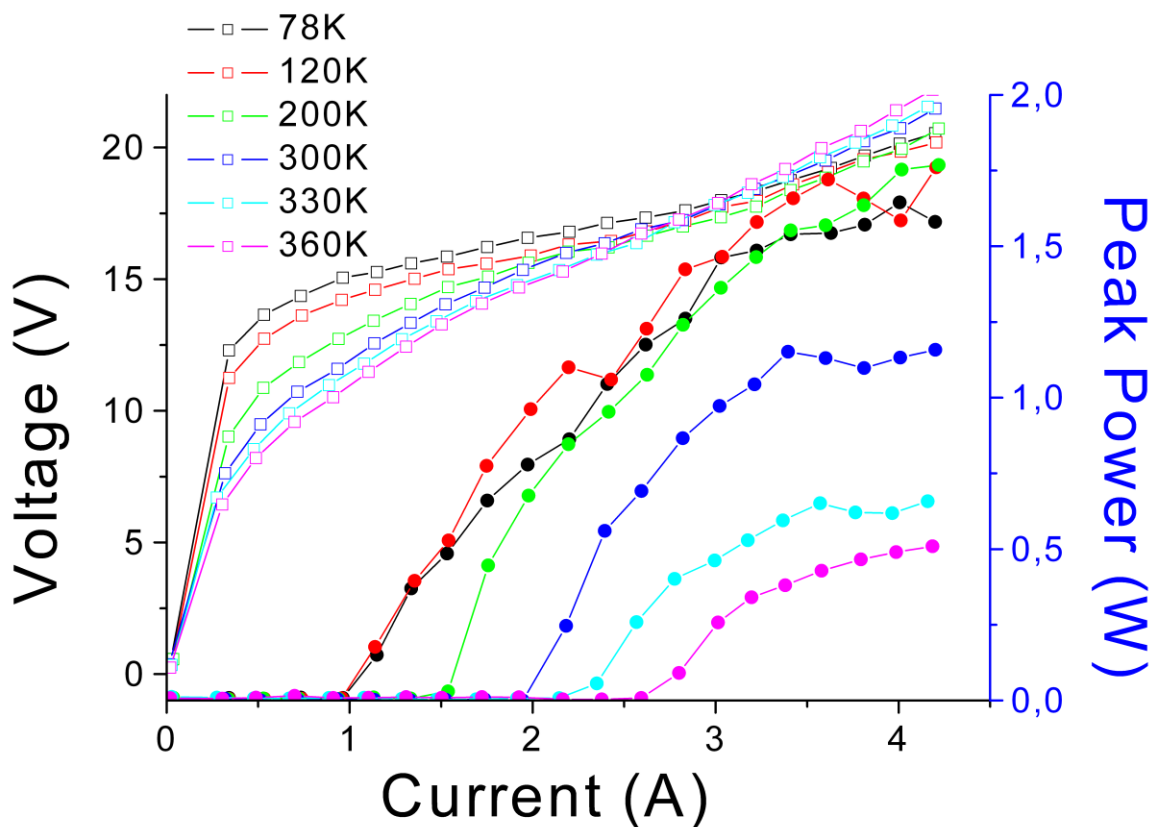


Figure IV-16 : Courbes I-V et puissance maximale des QCL entre 77K et 360K

La mesure de puissance en fonction de la variation de la température de l'évier réalisée sur les QCLs DFB Alpes lasers Sb32 est donnée par la figure IV-17. Cette figure montre les caractéristiques I-V pour différentes températures du bac. On constate que les QCLs présentent des puissances élevées vers 150K (0,3W) et moins de 0,1W à la température ambiante.

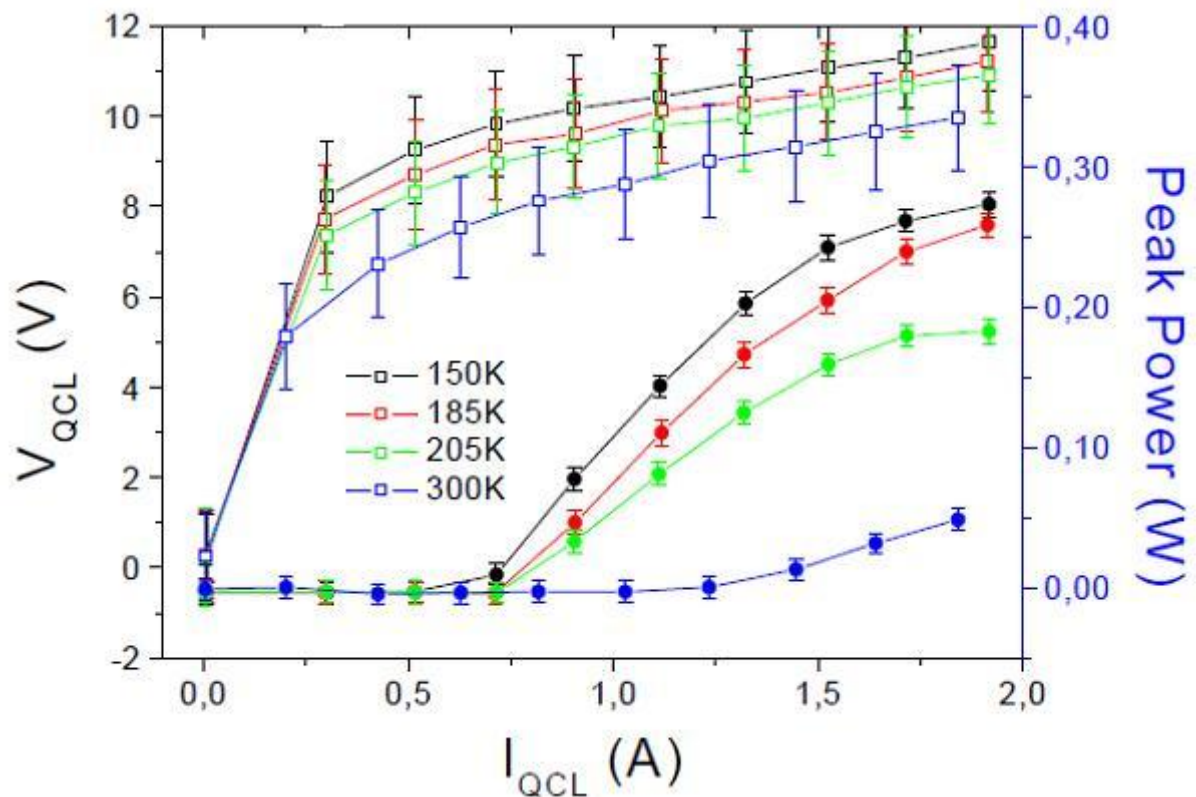


Figure IV-17: Mesure de puissance sur un Alpes lasers DFB. La puissance maximale est de 0,3W en dessous de 150K

IV.5.2 Spectre et démonstration d'accordabilité de l'émission laser des QCLs

La figure IV-18 montre l'effet de la température de l'évier des lasers QCLs (Alpes Lasers) sur la variation de la longueur d'onde. Les mesures spectrales à travers un spectromètre sont réalisées à de différentes températures afin de voir la variation de la longueur d'onde d'émission.

L'augmentation de la température implique une augmentation de la longueur d'onde d'émission. L'émission est monomode lorsque la température varie.

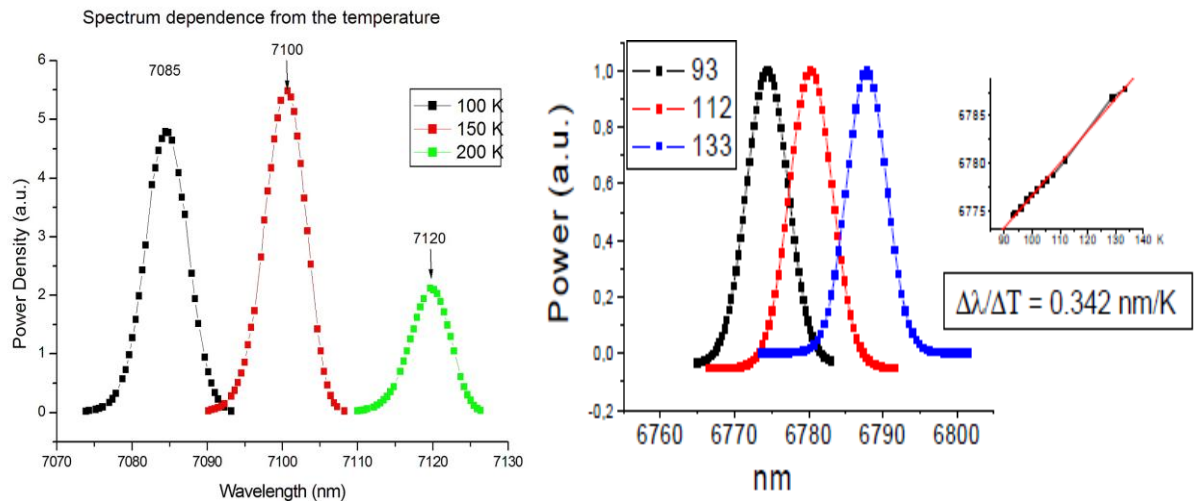


Figure IV-18 : Variation du spectre d'émission laser de deux Alpes lasers QCLs monomodes en fonction de la température.

Sur la figure IV-19, le pic de longueur d'onde décale de façon linéaire avec l'augmentation de la tension qui correspond à une augmentation de la température de la couche active. L'accordabilité suit la pente de 30pm/V autour de la longueur d'onde d'émission. La démonstration d'une bonne accordabilité lorsque la tension appliquée varie est montrée sur la figure IV-19 où la longueur d'onde varie en fonction de la tension d'impulsion.

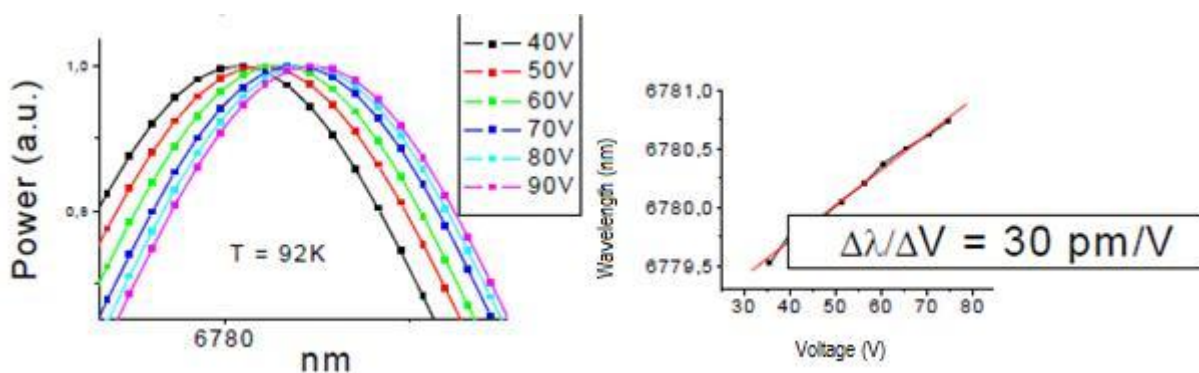


Figure IV-19 : Accordabilité due à la variation de la tension appliquée.

La figure IV-20 montre également l'accordabilité des lasers QCLs (Alpes lasers) émettant vers $7\mu\text{m}$ en fonction de la température et de la tension appliquée. Pour des températures cryogéniques la variation du pic de longueur d'onde d'émission est linéaire. La variation du pic de longueur d'onde d'émission en fonction de la tension permet de définir la sensibilité du laser. La combinaison de ces deux facteurs pourrait donner des caractéristiques appréciables pour le but final de ces caractérisations.

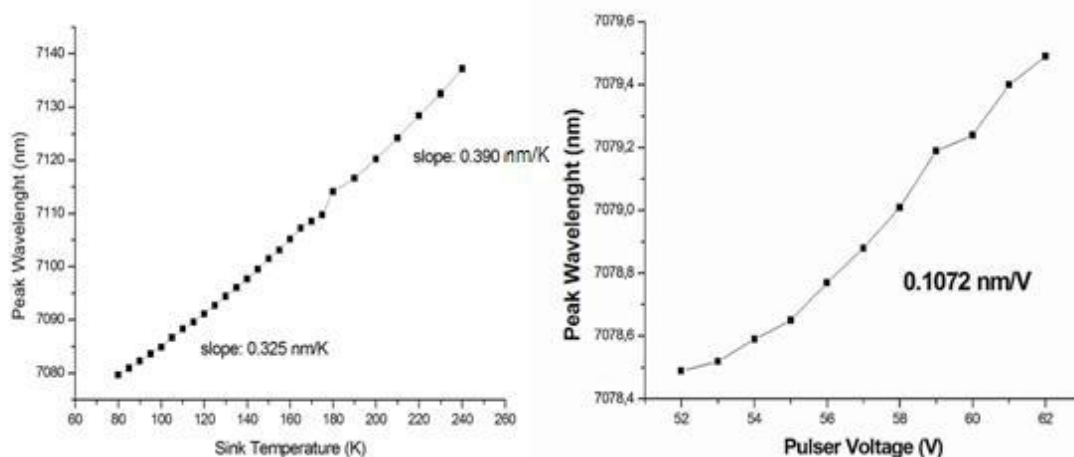


Figure IV-20 : Accordabilité due à de la variation de la température et de la tension appliquée

IV.6 Conclusion

Nous avons défini les techniques de caractérisations des diodes lasers en général et des lasers QCLs en particulier. Les notions sur les diodes lasers QCLs ainsi que leurs principaux types ont été décrits. Les différentes composantes du dispositif expérimental de caractérisations ont été présentées. Nous avons montré l'accordabilité de l'émission laser des QCLs d'Alpes Lasers en fonction de la température et de la tension appliquées.

Nous montrons que le pic de la longueur d'onde d'émission varie linéairement en fonction de la température et de la tension appliquée.

Références bibliographiques

- [1] C. Gmachl et al.
Recent progress in quantum cascade lasers and Applications
Rep. Prog. Phys. 64,1533–1601, 2001
- [2] B. E. A. Saleh and M. C. Teich
Fundamentals of Photonics
John Wiley and Sons, Inc, 2nd ed., 2007.
- [3] J. Faist et al.
High power mid-infrared ($\lambda \approx 5 \mu\text{m}$) quantum cascade laser operating above room temperature
Appl. Phys. Lett. 68, 3680-3682, 1996
- [4] J. Faist et al.
Quantum cascade laser
Science 264, 553–556, 1994.
- [5] Sirtori et al.
GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum cascade lasers
Appl. Phys. Lett. 73, 3486–3488, 1998.
- [6] Köhler et al.
Terahertz semiconductor-heterostructure laser
Nature 417, 156-159, 2002
- [7] J. Devenson et al.
InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting below $3 \mu\text{m}$
Appl. Phys. Lett. 90, 111118, 2007
- [8] J. Devenson et al.
InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting at $2.75\text{-}2.97 \mu\text{m}$
Appl. Phys. Lett. 91, 2511102, 2007
- [9] J. Devenson et al.
High temperature operation of $\lambda \approx 3.3 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers
Appl. Phys. Lett. 91, 141106, 2007
- [10] Paul, Douglas J.
Si/SiGe heterostructures: from material and physics to devices and circuits
Semicond. Sci. Technol. Volume 19, Issue 10, R75-R108, 2004, doi: 10.1088/0268-1242/19/10/R02
- [11] S. Blaser et al.
High performance distributed-feedback quantum-cascade lasers from 4.3 to $16.5 \mu\text{m}$
7th International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells, ITQW '03
(September 1-5), Evolène (Switzerland)
<http://www.alpeslasers.ch/Conference-Papers/ITQW03.pdf>
- [12] A. Vacchi et al.
Quantum cascade lasers: development and possibilities
TSOSA Meeting, Trieste, 18 feb. 2008
- [13] J. Faist et al.
Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition
Appl. Phys. Lett., vol. 78, pp. 147-149, 2001
- [14] Giuseppe Scarpa
Design and fabrication of Quantum Cascade Lasers
Doctoral thesis, Technical University of Munich, 2005

- [15] D. Hofstetter et al.
High-temperature operation of distributed feedback quantum-cascade lasers at 5.3 μm
Appl. Phys. Lett., 78, 396-398, 2001.
- [16] J. Faist et al.
Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition
Appl. Phys. Lett., 78, pp.147-149,2001.
- [17] Scamarcio et al.
High-Power Infrared (8-Micrometer Wavelength) Superlattice Lasers
Science, 276, 773-776, 1997
- [18] Tredicucci et al.
High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices
Appl. Phys. Lett., 73, pp.2101-2103,1998
- [19] S. Slivken et al.
High-average-power, high-duty-cycle ($\lambda \approx 6 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers
Appl. Phys. Lett., vol. 81,pp. 4321-4323, 2002.
- [20] Faist et al.
Distributed feedback quantum cascade lasers
Appl. Phys. Lett., vol. 70, pp. 2670-2672, 1997.
- [21] Luo et al.
Grating-tuned external-cavity quantum-cascade semiconductor lasers
Appl. Phys. Lett. 78, 2834, 2001
- [22] M. Becherer
Feasibility Study of Quantum Cascade Lasers for Spectroscopic Applications in Nuclear Physics
Diploma Thesis, Institute for Nanoelectronics, Munich University of Technology, 2005.
- [23] Oxford Instruments Superconductivity
Tubney Woods, Abingdon, Oxon, England: ITC 503 Temperature Controller. Operator's Handbook.
- [24] Ilmvac GmbH
Ilmenau: CD - Turbomolekularpumpenstände. Betriebsanleitung
- [25] Avtech Electro systems LTD
Ottawa - Canada: Pulse Generator Model AVR- 5B-B-PN-BR. Instruction Manual.
- [26] Newport Cooperation
Irvine, CA - USA: Vibration Control System. Instruction Manual.
- [27] Spectra Physics, Laser & Photonics
Stratford, USA: MS257 Monochromator & Spectrograph, Model 77700A. Instruction Manual.
- [28] Spectra Physics, Laser & Photonics
Stratford, USA: MS257 Monochromator, Model 77700B. Programming Manual.
- [29] D. Bakalov et al.
Experimental method to measure the hyperfine splitting of muonic hydrogen ($\mu\text{-p}$)
Phys. Lett. A 172, 277-280, 1993
- [30] P. Regoliosi et al.
Quantum cascade lasers for biosensing applications
Proc. Vol. II – Short Papers, p.87, BIODVICES 2008 – Int. Conf. on Biomedical Electronics and Devices
- [31] P. Regoliosi et al.
DFB quantum cascade laser at 6, 8 μm for muonic hydrogen experiment
Submitted to Review of Scientific Instruments

Chapitre V Applications aux études spectroscopiques : développement des méthodes de biodétection

V.1 Introduction

Les lasers accordables sont très utilisés en spectroscopie laser. La détection moléculaire en termes des vibrations en spectroscopie est possible. Plusieurs applications sont possibles aujourd'hui dans de différents domaines de la spectroscopie IR. Parmi les domaines déjà explorés, on distingue le contrôle environnemental [1], le diagnostic médical [2], la spectroscopie atomique [3, 4].

Cette partie parle du développement d'une nouvelle technique ultrasensible pour détecter les signaux spectroscopiques des biomolécules par utilisation des lasers.

L'interaction de la lumière avec les nanostructures des métaux (or, argent, cuivre...) génère des ondes électroniques piégées à l'interface diélectrique/métal connues sous le nom de « plasmons de surface » ou plasmons polaritons. Par ailleurs l'excitation de ces plasmons de surface confère aux nanostructures métalliques une fonction optique unique. Les nanostructures deviennent alors capables de concentrer et de renforcer le champ optique du laser à l'échelle nanométrique, bien au-dessous de la résolution optique classique.

Tous les processus photoniques (absorption, diffusion Raman, émission par fluorescence) des molécules attachées aux nanoparticules sont alors exaltés. L'effet peut avoir différente application selon la technique de détection, d'imagerie ou de spectroscopie choisie : fluorescence, diffusion Raman, seconde harmonique, somme de fréquences, absorption. Une excellente résolution spatiale peut ainsi être compatible avec une bonne sensibilité de détection optique du signal émis par molécule.

Les résultats présentés dans cette section sont réalisés au Centre de Nanobiophotonique du Prof. Simion Astilean à l'Institut de la Recherche Expérimentale Interdisciplinaire de l'Université Babes-Bolyai de Cluj-Napoca en Roumanie. Ce centre s'intéresse notamment à la production et à l'emploi des particules nanométriques de métal noble (or, argent) et de semi-conducteurs dans la biodétection moléculaire.

V.2 Matériels requis nécessaires et méthodes utilisés

V.2.1 Matériels

Le laboratoire dispose des ressources de mesures spectroscopiques comme le JASCO V-670 UV-VIS-NIR spectrophotometer (figure V-1) pour les mesures d'absorption et le JASCO LP-6500 spectrofluorimeter couplé avec le JASCO ADP-303T temperature Controller (-10-110°C) (figure V-2) (contrôleur de température) pour l'étude de la photoluminescence.



Figure V-1 : Banc de Spectrofluorimètre JASCO FP-6500-JASCO ADP-303T

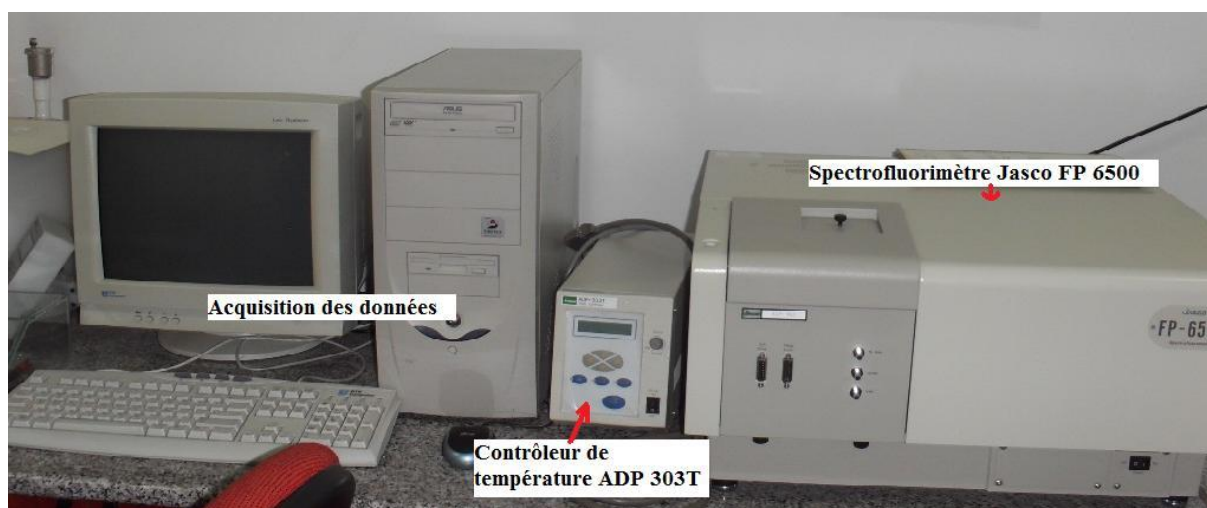


Figure V-2 : Banc de Spectrofluorimètre JASCO FP-6500-JASCO ADP-303T

Pour la spectroscopie Raman, le laboratoire dispose un spectrophotomètre Raman (Portable Raman spectrophotometer-R-3000CN de Raman Systems) (figure V-3) utilisant pour excitation le faisceau d'une diode laser 785 nm (λ_{ex}). La puissance laser est de 150 mW avec une résolution spatiale de 1cm^{-1} .

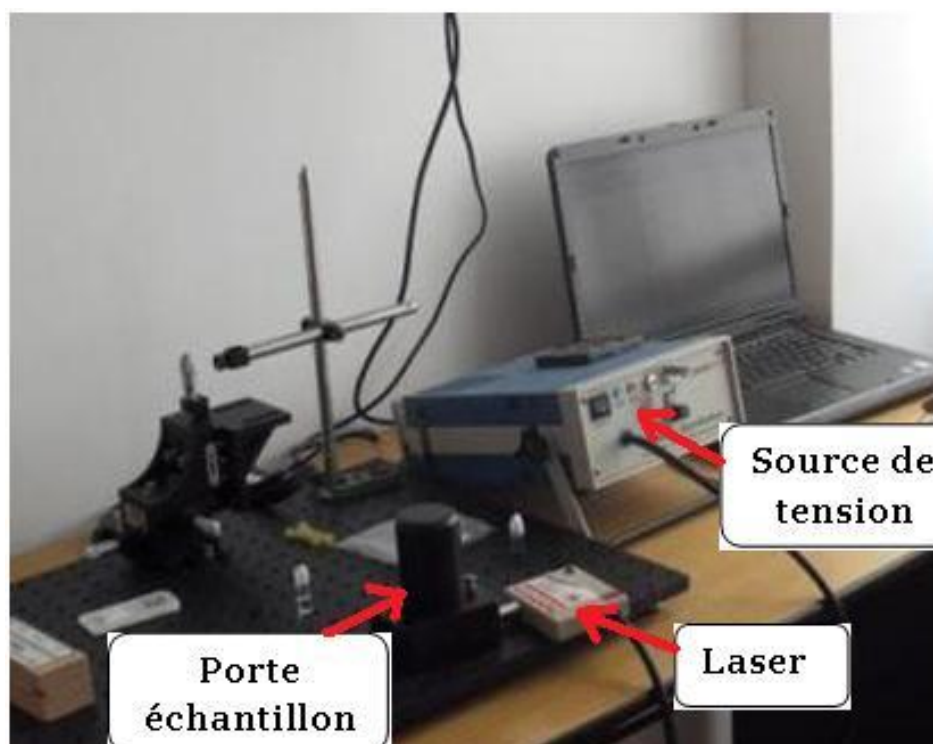


Figure V-3 : Dispositif à spectrophotomètre Raman (Portable Raman spectrophotometer -R-3000CN de Raman Systems) utilisant pour excitation le faisceau de diode laser 785 nm (λ_{ex})

Nous avons utilisé le microscope Raman confocal (WiTec Alpha300 R) (figure V-4) utilisant un objectif 20X ($NA=0,4$) et un He-Ne laser de 632,8 nm (λ_{ex}) avec le diamètre du spot de 5 microns et une puissance de 3 mW pour la mesure spectroscopique Raman. Nous avons utilisé le microscope à force atomique (AFM) WiTec Alpha 300 AFM microscope, (figure V-4) en mode AC utilisant un bout recouvert d'aluminium pour l'imagerie.

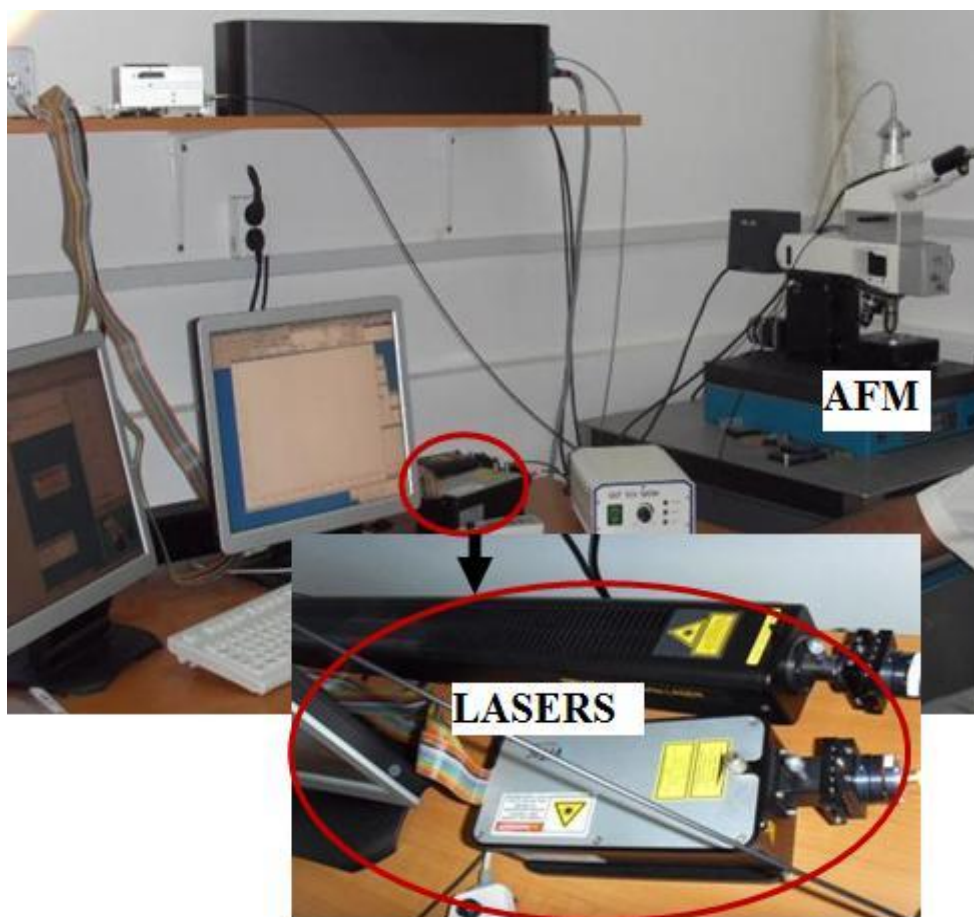


Figure V-4 : *Dispositif utilisable en microscope Raman confocal (WiTec Alpha300 R) et en microscope à force atomique-AFM (WiTec Alpha 300 AFM microscope)*

V.2.2 Réactifs utilisés

L'acide tétrachloroaurique (HAuCl_4), le citrate de trisodium, le 1,3-propanedithiol et le L-cystéine sont des produits de Merk. L'acide tétrachloroaurique ($\text{HAuCl}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$), borohydrure de sodium (NaBH_4), le cetyltriméthylammonium bromide (CTAB), le Nitrate d'argent (AgNO_3), de l'acide ascorbique et de l'eau ultrapure sont utilisés.

La verrerie est lavée dans un bain composé de ($\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$) puis dans la solution composée de ($\text{HCl} + \text{HNO}_3$) pour éliminer les particules organiques et les métaux, avant de rincer par l'eau ultrapure.

Tous les réactifs utilisés sont de degré analytique. Ils sont utilisés pour la synthèse des nanoparticules d'or et pour l'auto-assemblage.

V.3 Spectres d'absorption et spectres de luminescence

Les nanocristaux présentent des spectres d'absorption et d'émission modulables selon des paramètres: la taille, la forme et la nature du matériau. Nous réalisons des caractérisations optiques d'ensemble de nanocristaux en solution. Les techniques utilisées sont la spectrométrie d'absorption, la spectroscopie Raman.

V.3.1 La spectrométrie d'absorption

La spectrométrie d'absorption sonde les niveaux d'énergie excités des objets présents dans la solution. Cette technique permet, tout d'abord, de vérifier la formation de nanocristaux dans le mélange réactionnel puisque ces objets possèdent des niveaux d'énergie discrets, ce qui se traduit par la présence de pics d'absorption sur le spectre. La position des pics d'absorption donne ensuite l'énergie des niveaux excités. La forme et la largeur à mi-hauteur de ces pics nous renseignent essentiellement sur la dispersion en taille des particules. Le premier pic d'absorption qui correspond au premier niveau excité possède généralement un caractère excitonique.

La position du maximum du spectre donne la valeur moyenne du gap sur l'ensemble des nanocristaux présents dans la solution. Ceci permet de calculer, grâce à une courbe expérimentale liant les deux paramètres, la valeur moyenne de la taille des particules. Le diagramme du principe du spectromètre pour la mesure des spectres d'absorption à température ambiante est présenté sur la figure V-5.

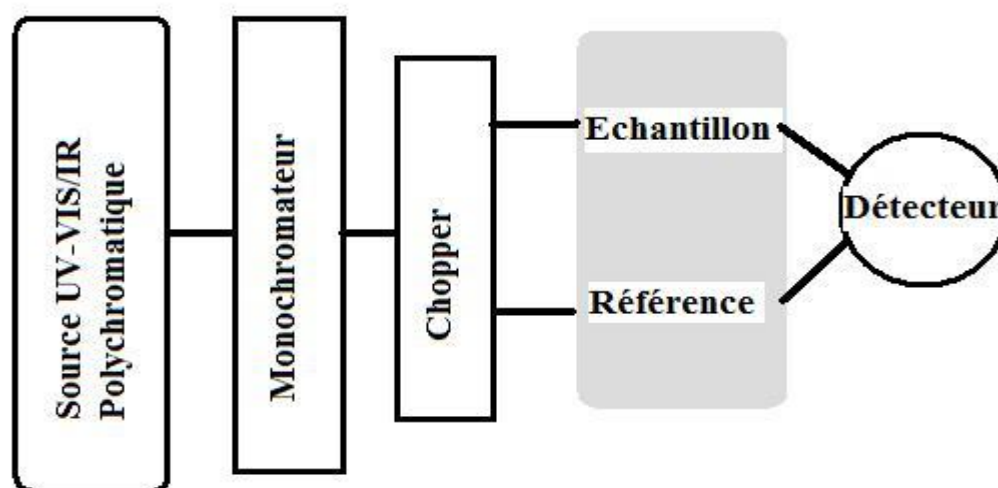


Figure V-5: Diagramme de principe du spectromètre JASCO V-670 UV-VIS-NIR

V.3.2 La spectroscopie de photoluminescence

La spectroscopie de photoluminescence (PL) permet d'étudier la distribution en énergie des photons émis par un ensemble de nanocristaux. La position du maximum du spectre de photoluminescence nous renseigne sur la valeur moyenne de l'énergie des excitons présents dans les nanocristaux et la forme du spectre donne des indications sur leur dispersion en taille. La PL se mesure à température ambiante sur des nanocristaux en solution.

Le diagramme du principe du spectrofluorimètre pour la mesure de PL à température ambiante est présenté sur la figure V-6.

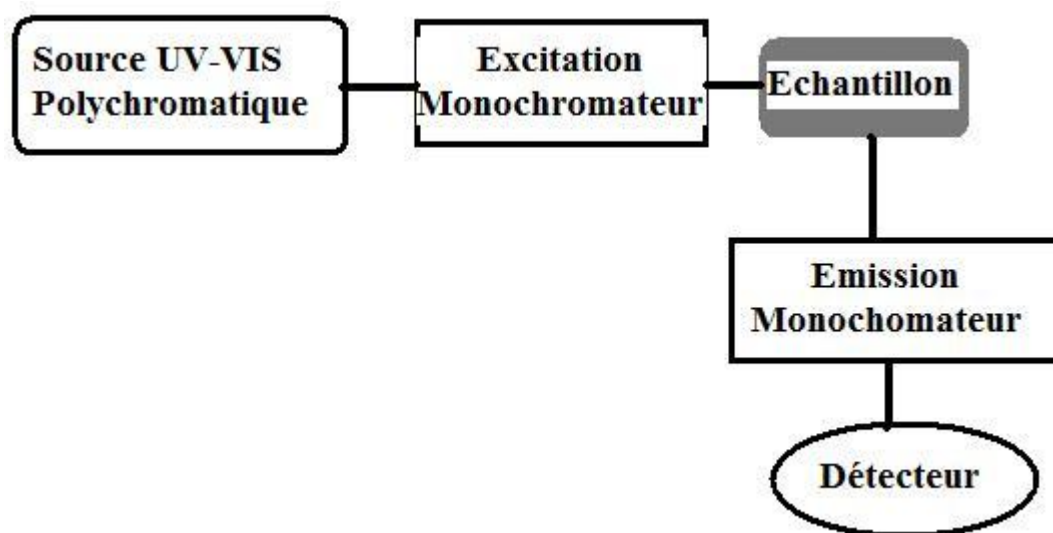


Figure V-6 : Diagramme de principe du Spectrofluorimètre JASCO FP-6500

V.3.3 La mesure du rendement quantique de fluorescence

La mesure du rendement quantique de fluorescence (RQF) quantifie l'efficacité d'un nanocristal à émettre un photon, lorsqu'il a été excité par une source lumineuse.

Ce rendement constitue un paramètre essentiel pour les utilisateurs de ces produits ainsi que pour ceux qui les synthétisent. En effet, l'obtention d'une mesure rapide et fiable du RQF permet de valider efficacement le choix des différents paramètres de synthèse. La mesure du RQF s'effectue généralement en relatif, c'est-à-dire en comparant la solution dont le RQF est à déterminer à un colorant de référence dont le RQF est connu de façon absolue (mesuré par d'autres techniques). La taille des nanocristaux conditionne pour l'essentiel la longueur d'onde à laquelle ces particules émettent de la lumière. Il est donc très intéressant de pouvoir maîtriser la croissance de façon à obtenir des nanocristaux émettant à une longueur d'onde donnée.

V.4 Résultats expérimentaux

Nous avons synthétisé des nanoparticules d'or et caractérisé l'auto-assemblage des nanoparticules d'or par l'intermédiaire des molécules bifonctionnelles : les nanosphères et les nanobâtonnets d'or par le 1,3-propanedithiol (1,3-PDT) et le L-Cystéine, respectivement. Nous avons réalisé l'investigation de ces nanostructures par la spectroscopie d'absorption optique et Raman ainsi que par la microscopie à force atomique pour visualiser la topographie en leur surface.

V.4.1 Nanoparticules métalliques

Les nanoparticules d'or sont faciles à synthétiser par la méthode chimique. Elles offrent une bonne biocompatibilité et bioconjugaison pour plusieurs ligands biomoléculaires et anticorps. Elles sont appropriées pour être utilisées en détection biochimique, dans des applications de thérapie et de diagnostic médical. La synthèse de nanoparticules d'or s'effectue à partir de la réduction d'ions issus de la dissolution de HAuCl_4 par une solution de citrate ou de borohydrure de sodium. Les ions Au^{3+} réduits coalescent au cours de leur diffusion dans le liquide, et forment des nanoagrégats dont la taille et la forme finale dépendent de la température et de l'agent réducteur utilisé. De l'acide tannique en faible concentration est utilisé afin de stabiliser les agrégats en solution.

Il existe plusieurs formes pour les nanoparticules d'or. Il s'agit des sphères, des bâtonnets, des étoiles, des cubes, des prismes, des cœurs-coquilles, etc.

Les caractérisations optiques sont souvent précédées d'une caractérisation par microscopie électronique ou toute autre technique fournissant une évaluation directe de la taille et de la forme d'une nanoparticule individuelle. La taille et la forme des nanoparticules d'or sont déterminées par la microscopie par transmission électronique. Le microscope utilisé dans le laboratoire de Nanobiophotonique est le « JEOL JEM 1010 transmission electron microscope ».

Les techniques de caractérisation optique les plus utilisées sont la mesure directe du spectre d'absorption à l'aide d'un spectrophotomètre ou d'un spectrofluorimètre. La spectroscopie optique permet de mesurer directement les spectres d'extinction ou de diffusion de nanoparticules métalliques. Elle est un outil puissant pour l'étude quantitative de la résonance plasmon de surface (RPS).

La caractérisation optique des nanoparticules métalliques est étroitement liée à la qualité des échantillons.

Pour des mesures d'ensemble, il est indispensable de disposer d'échantillons aussi monodisperses que possible. De véritables progrès des procédés de synthèse de nanoparticules ne suppriment pas des effets inhomogènes importants dus à la dispersion en taille et les variations de la forme des nanoparticules.

V.4.2 Echantillons utilisés : Nanosphères d'or

La solution colloïdale d'or est préparée par une réduction de l'acide tétrachloroaurique (HAuCl_4) par le citrate de trisodium suivant la procédure décrite précédemment [5]. Brief, 100 ml de HAuCl_4 à $10^{-3}\text{mol.l}^{-1}(\text{M})$ sont amenés à ébullition sous une agitation vigoureuse sur un agitateur à plaque chauffante. Puis 10 ml d'une solution de citrate de trisodium à 38,8 mM sont ajoutés à la solution en une seule fois en continuant l'agitation et le chauffage. La solution jaune (HAuCl_4) devient claire, bleue sombre et puis rouge-bourgeois foncé dans quelques minutes (figure V-7). L'ébullition continue pour une dizaine minutes (10-15 min.) puis on interrompt le chauffage de la solution tout en continuant l'agitation pour quinze (15) minutes. Le volume final de la solution est ajusté à 100 ml avec de l'eau déionisée avant d'être stockée au froid dans un verre propre jusqu'à utilisation.

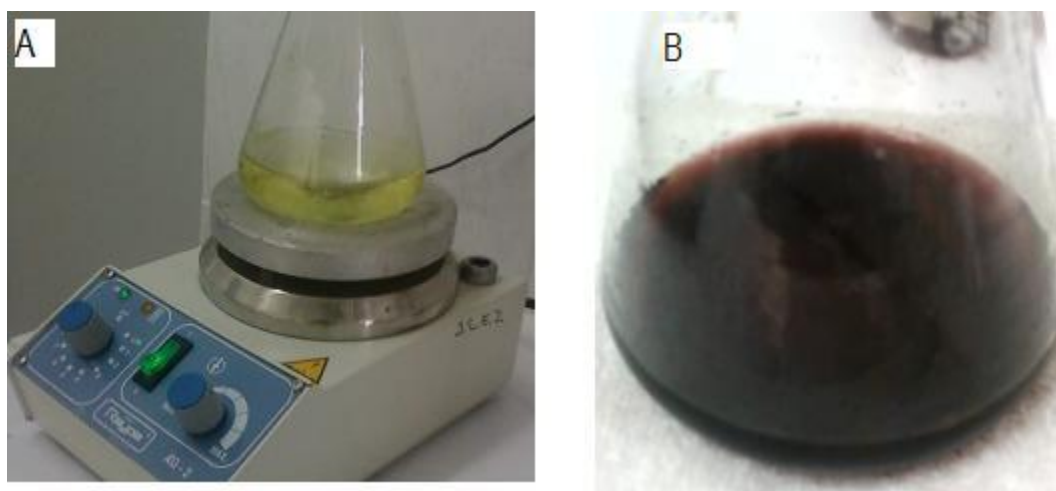


Figure V-7 : Différentes phases de synthèse de nanosphères d'or : A- solution de HAuCl_4 sur l'agitateur ; B-solution colloïdale de gold nanosphères.

Le spectre d'absorption caractéristique des nanosphères d'or est indiqué sur la figure V-8. La figure V-9 représente l'image TEM des nanosphères d'or d'environ 18 nm de diamètre (échelle 100nm) [6].

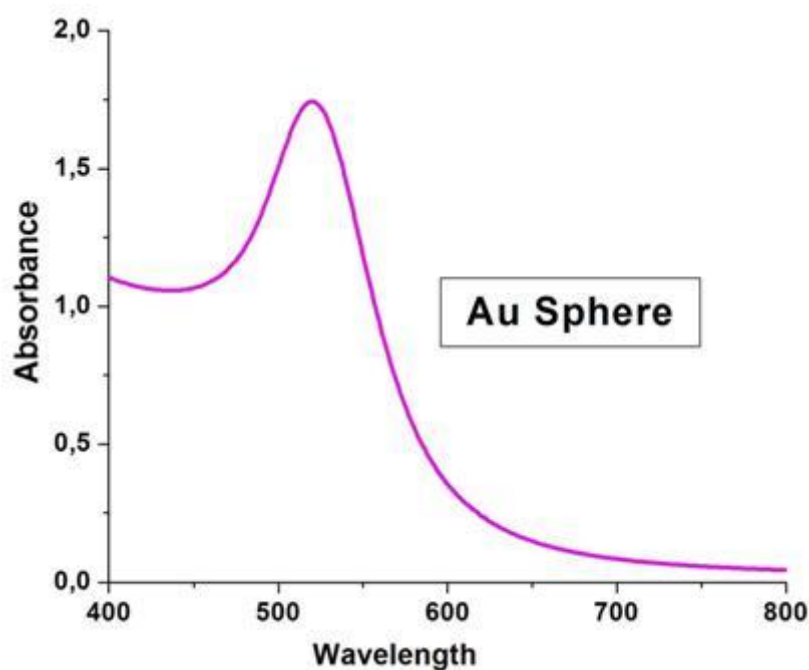


Figure V-8 : Spectre d'absorption de gold nanosphères (520 nm).

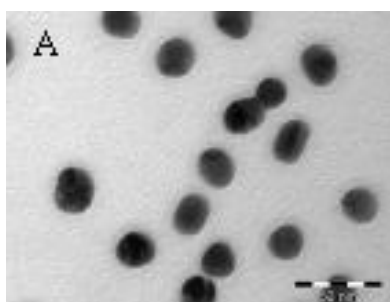


Figure V-9 : Images TEM des nanosphères d'or de 18 nm de diamètre (échelle 50nm).

Le spectre d'absorption caractéristique de la solution aurique présente une bande de résonance vers 308nm. Le spectre d'absorption caractéristique des nanosphères d'or présente une bande de résonance de plasmon de surface autour de 520nm. Cette absorption résulte des oscillations de dipôles d'électrons libres. La taille de ces nanoparticules est d'environ 20nm. On observe un décalage vers le rouge (520 à 560nm) dans la bande de résonance du spectre des nanoparticules lorsque le diamètre augmente (20 à 100nm).

V.4.3 Echantillons utilisés : Nanobâtonnets d'or

Pour la synthèse des Nanobâtonnets d'or (nanorods) une méthode de croissance nommée «par intermédiaire des pépins [seed-mediated]» en deux étapes est utilisée à température ambiante [7, 8]. En première étape une solution de pépins sphériques des cristaux d'or de 3-5nm de diamètre est préparée. En seconde étape, les nanorods sont préparés à partir de la solution de pépins de nanoparticules préparée en présence de cetyltriméthylammonium bromide (CTAB), borohydride de sodium, Nitrate d'argent (AgNO_3) et de l'acide ascorbique.

V.4.3.1 Synthèse de pépins de nanoparticules d'or

Dans un Erlenmeyer de 20ml, sous une agitation continue et à température ambiante, on mélange 3,75ml de CTAB à 0,2 M avec 1,25ml d'une solution de HAuCl_4 à 1mM. On ajoute 300 μl de solution de NaBH_4 à 0,01 M (préparée à 0°C) à la solution ainsi obtenue. La couleur de la solution devient marronne-jaune, ce qui confirme la formation de nanosphères de diamètre 3-4nm. L'agitation continue 2min de plus puis la solution est conservée à température ambiante quelques heures pour utilisation.

V.4.3.2 Croissance des nanobâtonnets d'or

Dans un Erlenmeyer de 100ml sous agitation continue, on mélange 25ml de HAuCl_4 à 1mM avec 25 ml de CTAB à 0,2M. On observe que la solution change de couleur jaune (couleur de HAuCl_4) à la couleur bleue. On ajoute 1ml d' AgNO_3 à 4 mM et 350 μl d'acide ascorbique à 0,0788M. On observe une nouvelle modification de couleur et la solution devient incolore. Puis on ajoute 40 μl de la solution préparée puis l'agitation continue. La solution obtenue est laissée à température ambiante et on assiste à un changement de couleur en bleu, confirmant la formation des nanobâtonnets d'or.

Les différents ratios d'aspect des gold nanorods sont réalisés par la variation de la concentration de Nitrate d'argent (AgNO_3). Les nanorods sont alors concentrés et séparés de la solution par centrifugation répétée. Le supernatant, contenant le plus souvent des molécules de CTAB et des ions or, est enlevé et le solide est redispersé dans de l'eau ultrapure.

Ces nanorods synthétisés dans l'eau sont recouverts de bicouche des molécules de CTAB et peuvent être stables à température ambiante pour plusieurs mois.

La figure V-10 montre les différents nanorods synthétisés avec différentes couleurs en fonction du ratio d'aspect (a)-1.5, (b)-2 et (c)-2.5, respectivement.

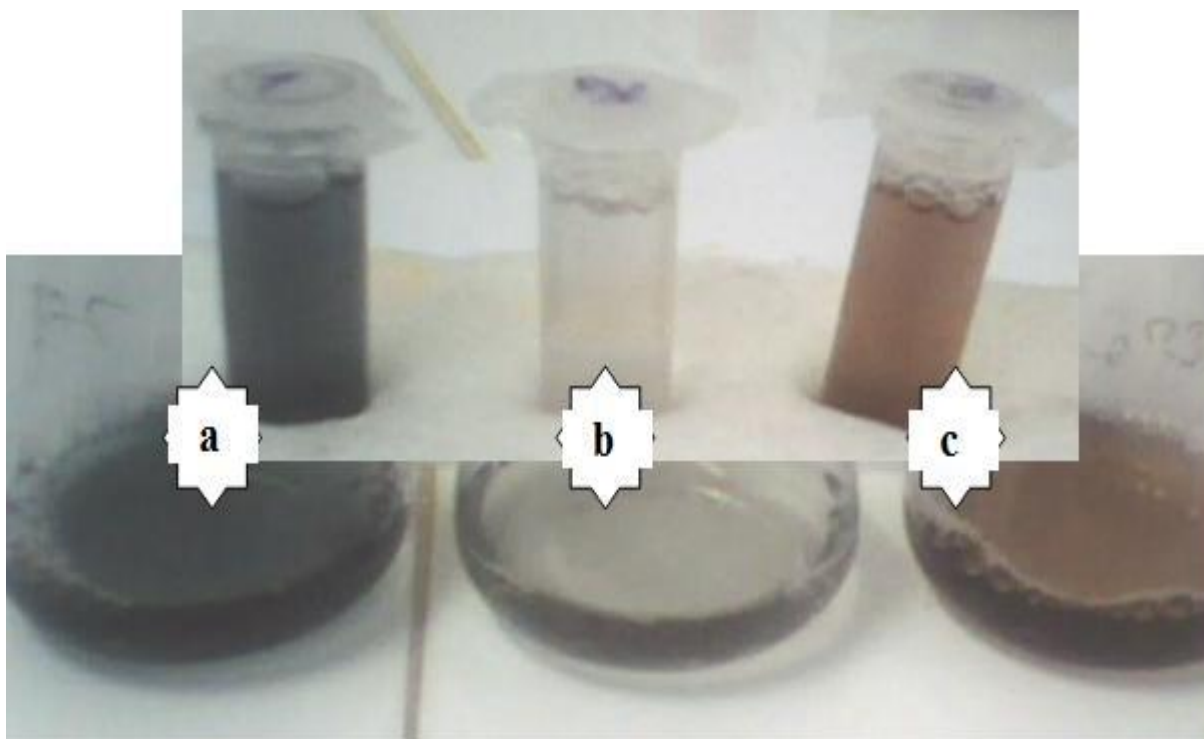


Figure V-10 : Différents ratios d'aspect de gold nanorods synthétisés.

La figure V-11 montre les spectres d'absorption des nanobâtonnets. Les nanobâtonnets d'or présentent un spectre d'absorption composé de deux bandes de résonance. Une bande de résonance aux courtes longueurs d'ondes (520-530nm) est attribuée au mode transversal de la résonance de plasmon de surface et une bande de résonance aux grandes longueurs d'ondes (600-750nm) correspond au mode longitudinal.

Les nanobâtonnets sont caractérisés par le ratio de leur aspect qui correspond au rapport de la longueur du nanobâtonnets sur sa plus petite dimension.

La bande de résonance aux grandes longueurs d'ondes dépend du ratio : plus le ratio augmente, plus la résonance du mode longitudinal décale vers des grandes longueurs d'onde. Ce décalage de bande de résonance est généralement compris entre 600 et 1500nm.

Les propriétés uniques de nanorods peuvent être exploitées pour les applications de détections biologiques et d'étiquetage des aminoacides, des protéines, ADN et comme des candidats potentiels d'agents d'imagerie biologique.

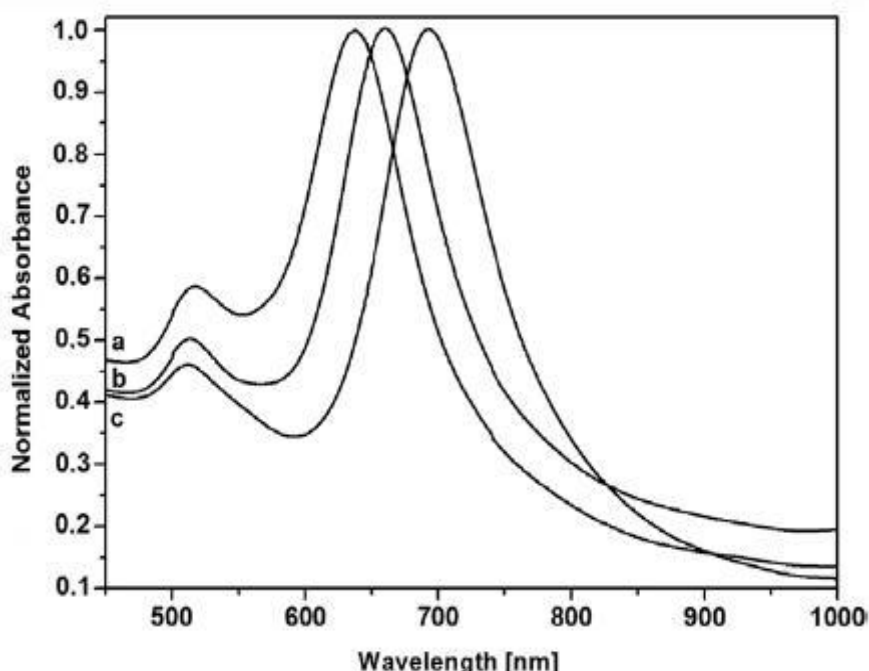


Figure V-11 : Spectres d'absorption normalisés des nanobâtonnets d'or avec différents ratios d'aspect (a)-1.5, (b)-2 et (c)-2.5.

La figure V-12 représente les images TEM des nanobâtonnets de différents ratios d'aspect : (a) 1.5, (b) 2 et (c) 2.5, respectivement [9].

Les images TEM montrent que la solution colloïdale ne présente pas des nanoparticules de formes parfaites aussi bien pour les nanosphères que pour les nanobâtonnets. La solution colloïdale n'est pas monodisperse et ne montre pas que des particules sont sans interactions.

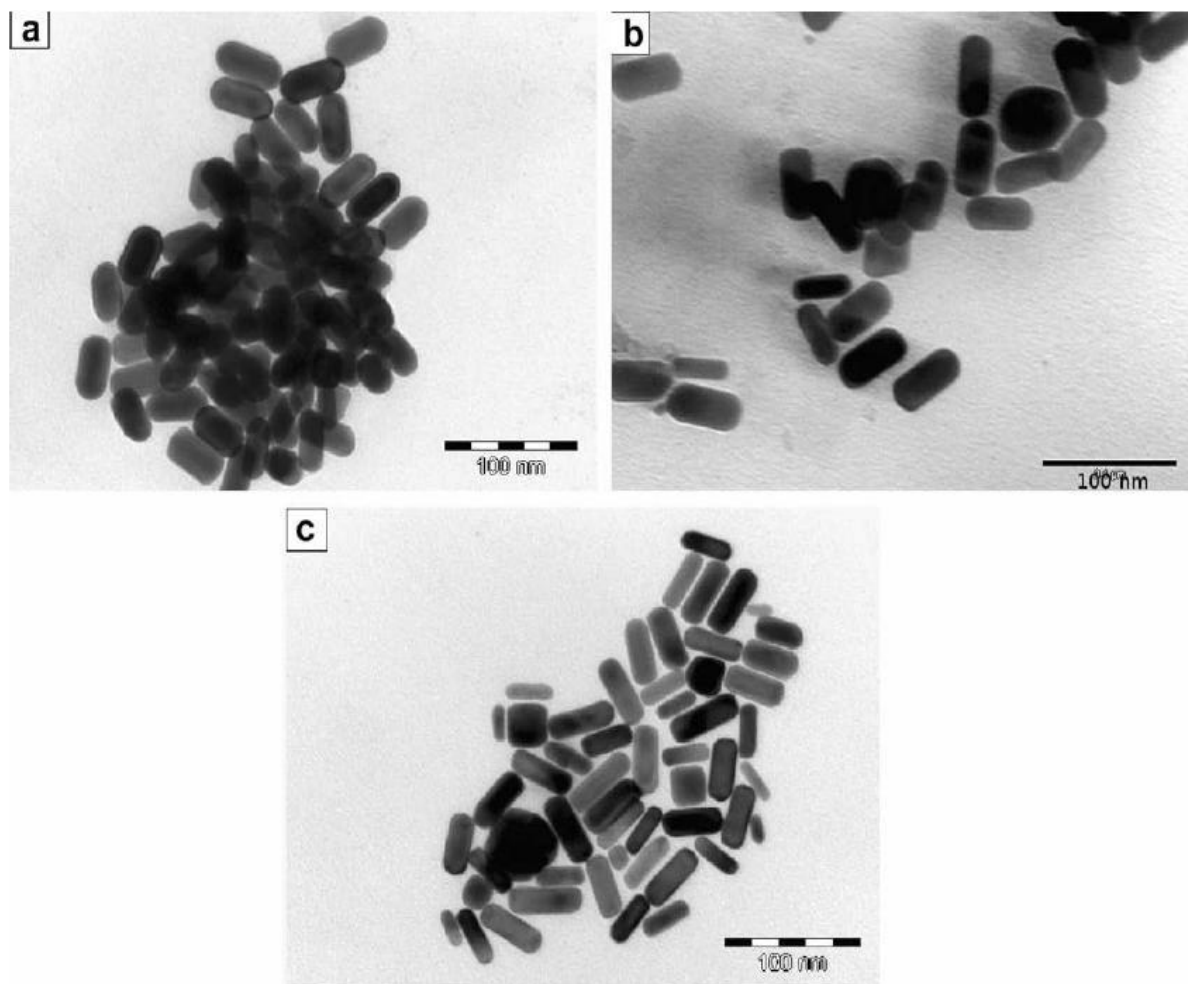


Figure V-12: Images TEM des nanobâtonnets d'or avec différents ratios d'aspect (a)-1.5 ; (b)-2 et (c)-2.5.

V.4.4 Interaction entre des nanoparticules d'or et des molécules bifonctionnelles

Les nanoparticules des métaux nobles comme l'or et l'argent sont sujets d'investigation en nanoscience. Ces particules ont une taille similaire à celle des biomolécules et elles sont utilisées dans bon nombre d'applications en biotechnologie. Les nanoparticules des métaux nobles amplifient le champ électromagnétique à leur surface dû aux plasmons de surface par la lumière. Ce champ peut être utilisé dans des capteurs biologiques et chimiques ultrasensitifs.

Différentes architectures de nanostructures sont développées par l'auto-assemblage des nanoparticules avec l'intention de réaliser diverses fonctionnalités en microélectronique, en optique non linéaire, en catalyse, en science de détection et dans d'autres domaines [10, 11].

Des applications intéressantes des colloïdes des nanoparticules des métaux nobles sont réalisées par des fils quantiques [12], des supergroupes [13, 14] et des chaînes des groupes d'agrégats de métaux.

Plusieurs structures sont réalisées dans des solutions colloïdales en liant les nanoparticules des métaux par l'intermédiaire des alcanes-dithiols [15] car l'or a une bonne affinité pour les groupes thiol par la formation d'une liaison solide S-Au [16].

Afin de développer des substrats plasmoniques pour la biodétection à base des nanoréseaux et des nanofils métalliques nous avons réalisé l'interconnexion des nanoparticules d'or.

V.4.4.1 Agrégats des nanosphères d'or par le cross-linking chimique par l'intermédiaire du 1,3-propanedithiol (1,3-PDT)

Nous avons mélangé quelques microlitres de 1,3-PDT au colloïde d'or pour avoir des concentrations de $5 \cdot 10^{-3}$ M à $2 \cdot 10^{-2}$ M. Ainsi des groupes des nanoparticules d'or sont réalisés en mélangeant 1mL de colloïde avec 0.5 et 2 microlitres de dithiol. Les figures V-13A et V-13B montrent les spectres d'absorption enregistrés en fonction du temps pour les nanoparticules d'or avec $2 \cdot 10^{-2}$ et $5 \cdot 10^{-3}$ mol.l⁻¹ de solution de dithiol, respectivement. Le spectre de référence est celui des nanoparticules d'or simples.

L'on peut voir deux résonances sur les spectres montrant la coexistence de deux types de structures. La résonance aux petites longueurs d'ondes correspond aux particules isolées portant des dithiols, ce qui signifie le décalage vers le rouge.

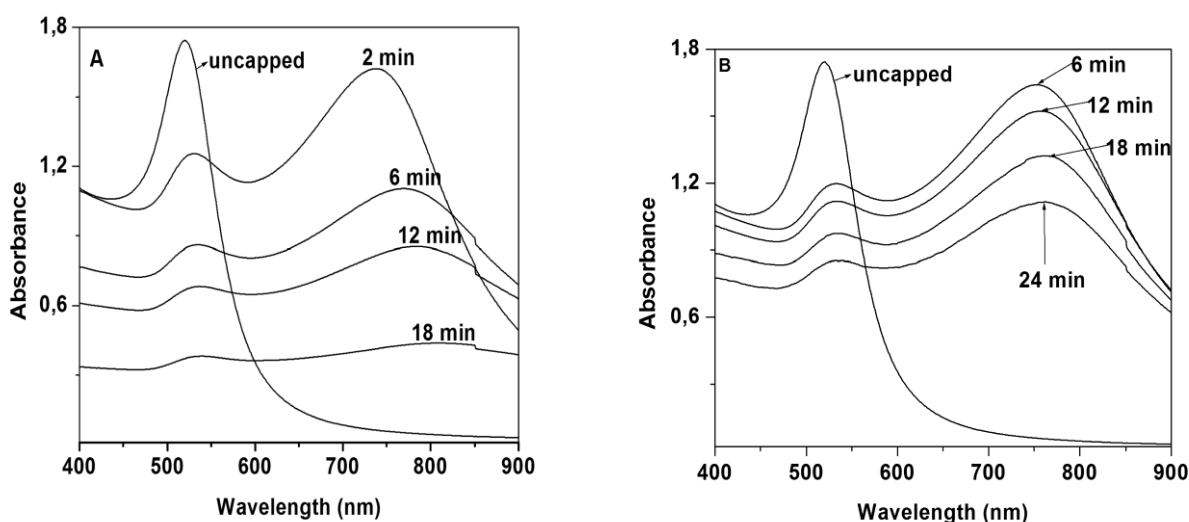


Figure V-13 : Spectres d'absorption optique enregistrés en fonction du temps pour des solutions de nanoparticules d'or mélangées avec des molécules de dithiol et la référence. A: $2 \cdot 10^{-2}$ M et B: $5 \cdot 10^{-3}$ M de 1,3-PDT en solution finale

Quant à la résonance aux grandes longueurs d'onde il s'agirait de la formation des supergroupes des nanoparticules d'or indiquant la formation des agrégats des nanoparticules d'or.

Ces superstructures formées peuvent être des nanoréseaux des nanoparticules d'or par l'intermédiaire des molécules de 1,3-PDT.

Les observations sont identiques sur la figure V-14 lorsque les nanoparticules liées sont déposées sur un substrat de quartz.

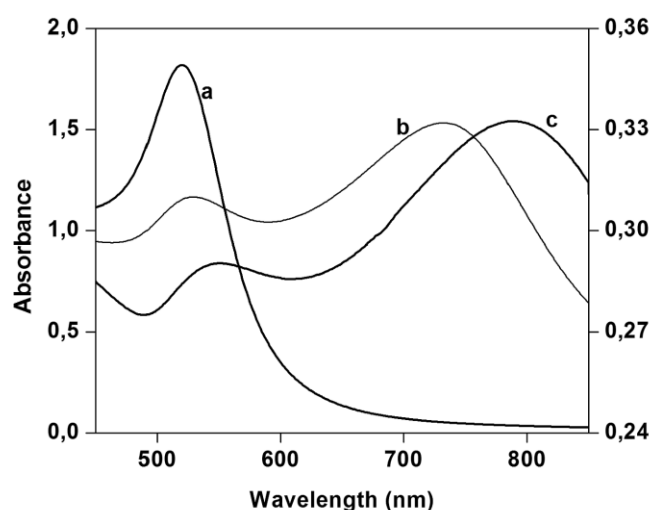


Figure V-14 : Spectres d'absorption optique enregistrés en fonction du temps pour des nanoparticules d'or mélangées avec des molécules de dithiol à 10^{-4} M de 1,3-PDT en solution finale. a-référence, b-nanoparticules liées, c- nanoparticules liées sur un substrat de quartz.

Les Figures V-15A et V-15B montrent la topographie et la vue 3D par la Microscopie à Force Atomique (AFM) des nanoparticules d'or liées par les molécules de dithiol, respectivement, qui montrent le regroupement d'ensemble des nanoparticules dû aux dithiols. Cela est confirmé par le décalage vers le rouge rencontré dans les spectres d'absorption optique présentés sur les figures V-13 et V-14.

La Figure V-16 montre le spectre Raman Ordinaire de 1,3-PDT net (figure V-16a) et le spectre de la dispersion Raman à la surface amplifiée (Surface-Enhanced Raman Scattering-SERS) de 10^{-2} M de 1,3-PDT en solution colloïdale d'or (figure V-16b), respectivement pris entre $200-2700\text{ cm}^{-1}$ de nombre d'onde. Sur la figure V-16a, la bande à 667 cm^{-1} correspond au stretching de C-S et les bandes à 2569 cm^{-1} et à 1435 cm^{-1} sont assignées aux vibrations de S-H et de CH_2 -, respectivement [17,18].

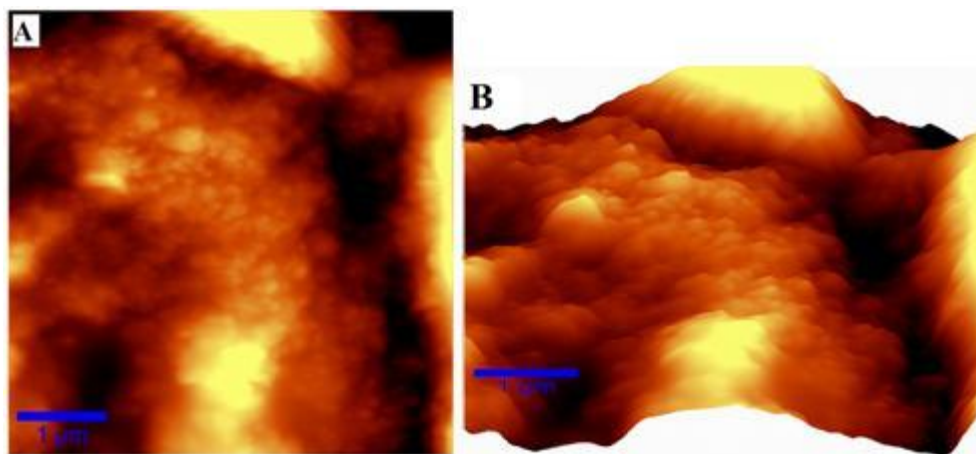


Figure V-15 : A- Image Topographique et B-Image vue 3D par AFM des nanoparticules d'or liées avec les molécules de dithiol a 10^{-4} M de 1,3-PDT en solution finale.

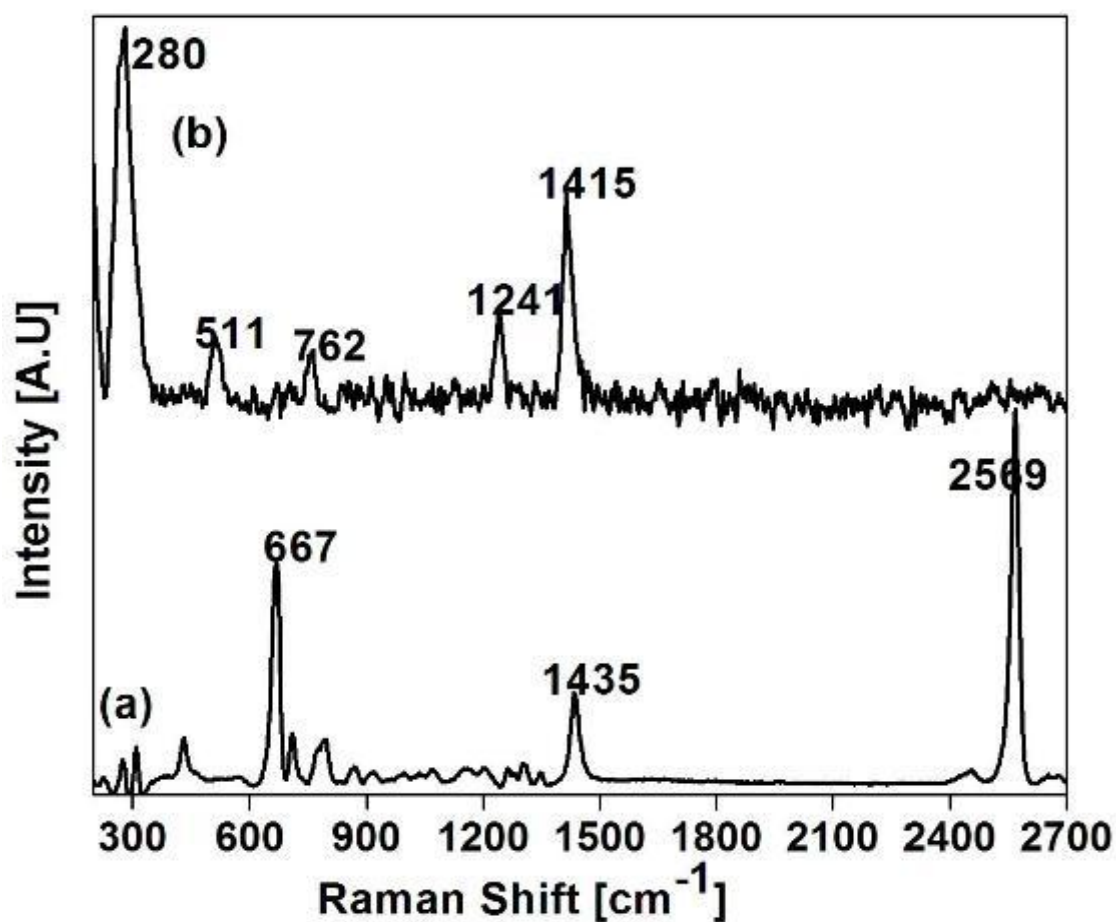


Figure V-16 (a) Spectre Raman Ordinaire de 1,3-PDT net. (b) Spectre SERS de 10^{-2} M 1,3-PDT en solution colloïdale d'or

Dans le SERS, on retrouve la bande à 280 cm^{-1} qui est attribuée à la vibration Au-S, ce qui confirme l'adsorption de 1,3-PDT sur l'or. Le stretching S-S est observé à 511 cm^{-1} . La bande à 762 cm^{-1} est attribuée à l'extension C-S et la bande à 1415 cm^{-1} pourrait être associée à la formation de films multicouches [17].

V.4.4.2 Agrégat des Nanobâtonnets d'or par le cross-linking chimique par l'intermédiaire du L-Cystéine

Les nanorods synthétisés au laboratoire sont utilisés pour détecter la présence des biomolécules telles que le L-Cystéine et les protéines. La figure V-17 illustre le schéma des bioconjugués nanorods-L-Cystéine. La figure V-18 montre l'image TEM (Transmission Electron Microscopy) des bioconjugués nanorods-L-Cystéine (échelle : 100nm) [19]. La détection est basée sur le décalage du pic de la résonance longitudinale de plasmons de surface dû aux attachements de la molécule du côté transversal des Nanobâtonnets (figure V-19 et V-20). Ces bioconjugués pourraient avoir des potentielles applications d'étiquetage des cellules vivantes et des tissus ainsi que dans la délivrance des agents biochimiques (médicaments) pour les protéines et pour traiter des maladies.

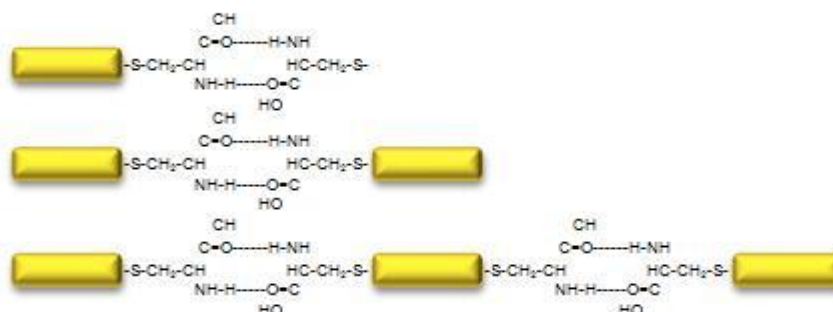


Figure V-17 : Illustration éventuelle des liaisons des nanorods avec le L-Cystéine.

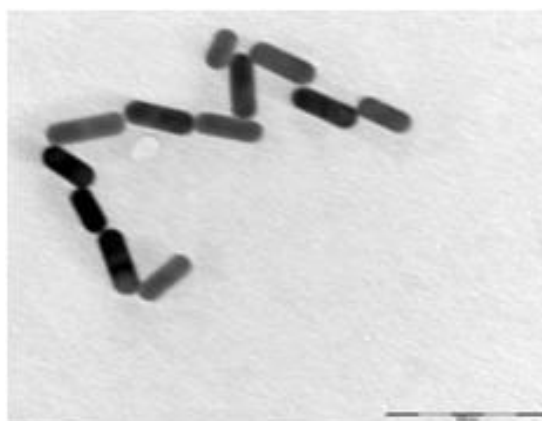


Figure V-18 : Image TEM (Transmission Electron Microscopy) des bioconjugués nanorods-L-Cystéine.

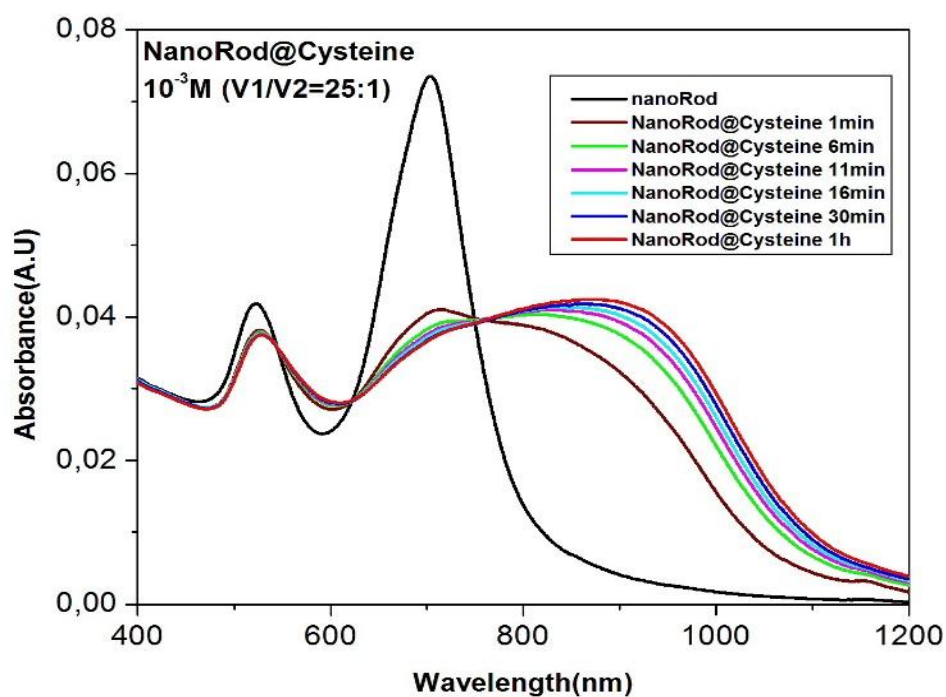


Figure V-19 : Spectres d'absorption UV-VIS de nanorods d'or et des bioconjugués nanorods-L-Cystéine en fonction du temps.

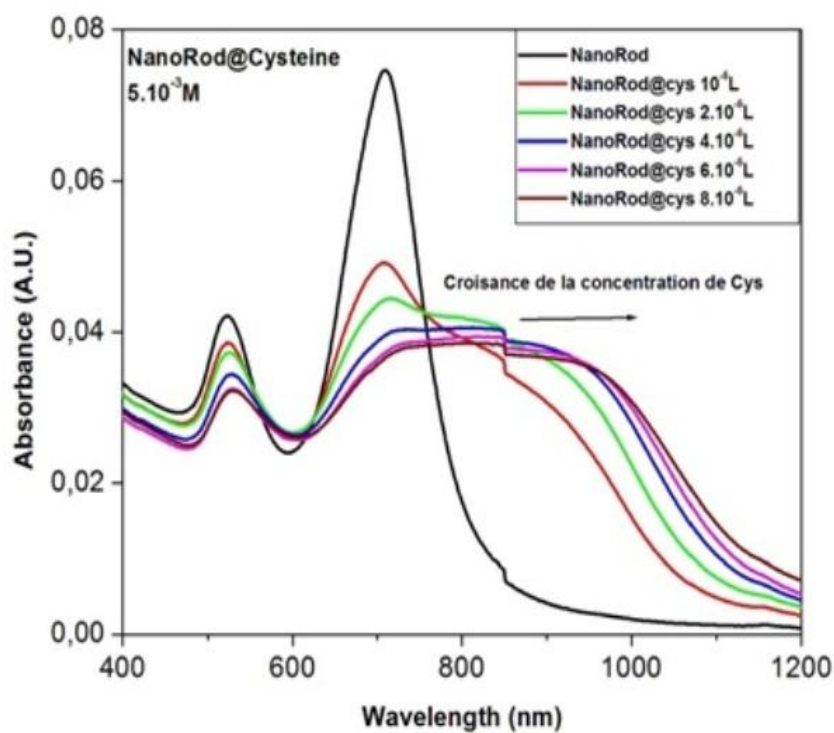


Figure V-20 : Spectres d'absorption UV-VIS de nanorods d'or et des bioconjugués nanorods-L-Cystéine en fonction de la concentration de L-Cystéine

Il résulte des décalages de la résonance longitudinale de plasmons de surface, la formation de ponts avec le L-Cystéine entre les nanorods d'or montrant leurs probables liaisons bout à bout.

Le grand décalage et la largeur des pics confirmeraient la formation de longues chaînes de nanorods, ce qui est confirmé par la figure V-18 où l'on voit l'alignement des nanorods. On voit bien que la résonance transversale ne décale pas et seules les résonances longitudinales décalent vers le rouge et deviennent larges, synonyme de la croissance des ratios (longueur/diamètre). Or le diamètre ne croît pas donc c'est seule la longueur de la chaîne qui croît en fonction du temps ainsi que lorsque la concentration de L-Cystéine augmente.

Ce qui suggère que l'addition du L-Cystéine conduit au couplage des plasmons d'oscillations longitudinales dû à l'assemblage bout à bout des nanorods d'or comme l'avaient montré les études pour d'autres ligands bifonctionnels : acide thioalkyle carboxylique, glutathionne [20], α,β -alcanedithiols [21]. Ces nanostructures retrouvent leurs applications dans la nanoélectronique, l'optoélectronique et les nano dispositifs.

V.5 Conclusion

Nous avons réalisé l'étude de l'interaction des nanoparticules d'or de différentes formes (nanosphères et nanobâtonnets) par l'intermédiaire des molécules bifonctionnelles (1,3-propanedithiol et L-Cystéine) par les méthodes spectroscopiques que sont la spectroscopie UV-Vis /IR et la spectroscopie Raman.

Le couplage des nanoparticules d'or de différentes formes par l'intermédiaire des molécules bifonctionnelles comme le 1,3-propanedithiol et le L-Cystéine est réalisé. Ainsi de nouveaux types de sondes (biopuces) voire des nanofils pourraient être réalisés pour la nanoélectronique, l'optoélectronique et les nano-dispositifs. L'application des nanoparticules d'or peut permettre d'obtenir de nouveaux matériaux avec de nouvelles fonctionnalités qui peuvent être appliquées en biodétection et bioétiquetage par de nouveaux biocapteurs. L'étude de ces nouvelles nanostructures offre de nouveaux points de recherches à explorer. Ces études peuvent montrer comment réaliser des sondes biologiques pour la détection d'agents biochimiques et étiqueter des molécules afin de permettre l'imagerie et la délivrance de produits pharmaceutiques pour des traitements de cancer et d'autres maladies.

Références bibliographiques

- [1] McManus J.B.
A high precision pulsed quantum cascade laser spectrometer for measurements of stable isotopes of carbon dioxide
Journal of Modern Optics, vol. 52 no 16, 2309-2321(2005)
- [2] Roller C.
Simultaneous NO and CO₂ measurements in human breath with a single IV-VI mid-infrared laser
Optics Letters, vol. 27 n°.2, 107-109 (2002)
- [3] Vacchi A
Steps towards the development of a QCL laser for muH experiments
Book of Abstracts, International Conference on Precision Physics of Simple Atomic Systems, Venice, Italy, p. 33, 2006
- [4] A. Kosterev
Chemical sensing with pulsed QC-DFB lasers operating at 15.6 μm
Applied Physics B, vol. 75, 351-357, 2002
- [5] H. Xie et al.
Critical Flocculation Concentrations, Binding Isotherms, and Ligand Exchange Properties of Peptide-Modified Gold Nanoparticles Studied by UV-Visible, Fluorescence, and Time-Correlated Single Photon Counting Spectroscopies
Anal. Chim, 75, 5797-5805, 2003.
- [6] F. Toderas et al.
Tuning of gold nanoparticles plasmon resonances by experiment and simulation
J. Optoelectron. Adv. Mater., Vol. 10, No. 12, 3265 - 3269, 2008
- [7] N. R. Jana, L. Gearheart, C. J. Murphy
Wet Chemical Synthesis of High Aspect Ratio Cylindrical Gold Nanorods
J. Phys. Chem. B 105, 4065-4067, 2001
- [8] B. Nikoobakht, M A El-Sayed
Preparation and Growth Mechanism of Gold Nanorods (NRs) Using Seed-Mediated Growth Method
Chem. Mater., 15, 1957, 2003
- [9] F. Toderas, M. Iosin and S. Astilean
Luminescence properties of gold nanorods
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 267, 400-402, 2009
- [10] M. Baia, L. Baia and S. Astilean
Gold nanostructured films deposited on polystyrene colloidal crystal templates for surface-enhanced Raman spectroscopy
Chem. Phys. Lett., 404, 3-8, 2005.
- [11] J.B. Jackson et al.
Controlling the surface enhanced Raman effect via the nanoshell geometry
Appl. Phys. Lett., 82, 257-259, 2003
- [12] U. Simon, G. Schon and G. Schimid
The Application of Au₅₅ Clusters as Quantum Dots
Angew. Chem., Int. Ed. Engl., 32, 250-254, 1993.
- [13] C. P. Collier et al.
Reversible Tuning of Silver Quantum Dot Monolayers Through the Metal-Insulator Transition
Science, 277, 1978-1981, 1997.

- [14] C. Bréchnignac et al.
Optical response of large lithium clusters: Evolution toward the bulk
Phys. Rev. Lett. 70, 2036–2039, 1993
- [15] F. Toderas et al.
Self-assembled gold nanoparticles on solid substrate
Studia Universitatis Babes-Bolyai, Physica, XLIX, 3, 89-94, 2004.
- [16] K. S. Mayya; V. Patil and M. Sastry
On the Stability of Carboxylic Acid Derivatized Gold Colloidal Particles: The Role of Colloidal Solution pH Studied by Optical Absorption Spectroscopy
Langmuir, 13, 3944-3947, 1997.
- [17] S. W. Joo, S. W. Han and K. Kim
Adsorption Characteristics of 1,3-Propanedithiol on Gold: Surface-Enhanced Raman Scattering and Ellipsometry Study
J. Phys. Chem. B, 104, 6218-6224, 2000.
- [18] S. W. Joo; S. W. Han and K. Kim
Multilayer Formation of 1,2-Ethanedithiol on Gold: Surface-Enhanced Raman Scattering and Ellipsometry Study
Langmuir, 16, 5391-5396, 2000.
- [19] F. Toderas, M. Iosin and S. Astilean
Gold nanorods as LSPR sensors for biological applications
NANOSPEC3 'Advanced Spectroscopies on Biomedical and Nanostructured Systems', Cluj-Napoca, ROMANIA, Sept. 7-10, 2008
- [20] P. K. Sudeep; S. T. S. Joseph and K. G. Thomas
Selective Detection of Cysteine and Glutathione Using Gold Nanorods
J. Am. Chem. Soc., 127, 6516–6517, 2005.
- [21] S. T. S. Joseph et al.
Gold Nanorods to Nanochains: Mechanistic Investigations on Their Longitudinal Assembly Using, α,β -Alkanedithiols and Interplasmon Coupling
J. Phys. Chem. B, 110, 150-157, 2006.

Chapitre VI Conclusion générale et perspectives

L'objectif de ce travail était d'étudier les caractéristiques des diodes laser. Nous avons étudié l'intensité du champ à l'intérieur et à l'extérieur d'une structure laser $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$. Nous mettons en évidence l'influence des paramètres caractéristiques du laser tels que la composition en aluminium x des couches de confinement ou l'indice de réfraction et l'épaisseur d de la zone active sur la propagation des champs électromagnétiques proche et lointain. L'utilisation de la théorie électromagnétique a permis de décrire les modes des ondes Transversales Electrique (TE) et Magnétique (TM) grâce aux équations de Maxwell.

Nous montrons en particulier que la largeur à mi-hauteur est fortement influencée par les paramètres caractéristiques. Plus la concentration x en aluminium est faible, plus la fraction de l'énergie du mode propagé à l'intérieur de la couche active est également faible. Le facteur de confinement Γ est aussi bien influencé par l'épaisseur d de la couche active que par la concentration en aluminium. La divergence augmente lorsque x et d augmentent.

L'accordabilité de la longueur d'onde des QCLs est réalisée. Nous montrons que, plus la température augmente plus la longueur d'onde augmente et la puissance optique diminue. Ces lasers présentent des puissances élevées, 0,3 W vers 150K et moins de 0,1W à la température ambiante. Nos résultats montrent également que le pic de la longueur d'onde décale de façon linéaire avec l'augmentation de la tension.

L'intérêt à ces diodes lasers porte sur les applications spectroscopiques. L'interaction des nanoparticules d'or par l'intermédiaire des molécules bifonctionnelles comme le 1,3-propanedithiol et le L-Cystéine est réalisée. L'interaction des nanoparticules d'or permet d'obtenir de nouveaux matériaux avec de nouvelles fonctionnalités qui peuvent être appliquées en biodétection et en bioétiquetage.

Les diodes lasers présentent beaucoup d'intérêts surtout pour les études spectroscopiques et de détection. La suite de ce travail sera consacrée à l'application des diodes laser à Cascade Quantique pour déterminer la transition hyperfine du muon Hydrogène. Il sera question d'obtenir des propriétés spécifiques du rayonnement laser correspondant à l'énergie de transition du muon H qui est environ 0,183eV, soit une longueur d'onde qui correspond à 6,788 μm .

Annexe : Spectroscopie d'absorption UV–VIS-NIR

Principe : Le rayon d'une source lumineuse (Ultraviolet ou visible voire Infrarouge) est décomposé par un prisme. Une partie est dirigée vers la solution de référence et l'autre partie vers l'échantillon en cuve de quartz. Un détecteur électronique (photodiode de silicium) permet de prendre l'intensité rayonnée à travers les deux cuves. L'absorbance ($A = \log(I/I_0)$) ou la transmittance ($T = I/I_0$) est tracée en fonction de la longueur d'onde. I est l'intensité mesurée à travers l'échantillon et I_0 celle de référence. Le spectre d'absorption ou de transmittance est caractérisé par une longueur d'onde maximale. Lampe à deutérium émet entre 100 et 400nm et la lampe à halogène émet entre 400 et 1100nm. La figure A1 représente le schéma descriptif du spectromètre JASCO V-670 UV–VIS-NIR.

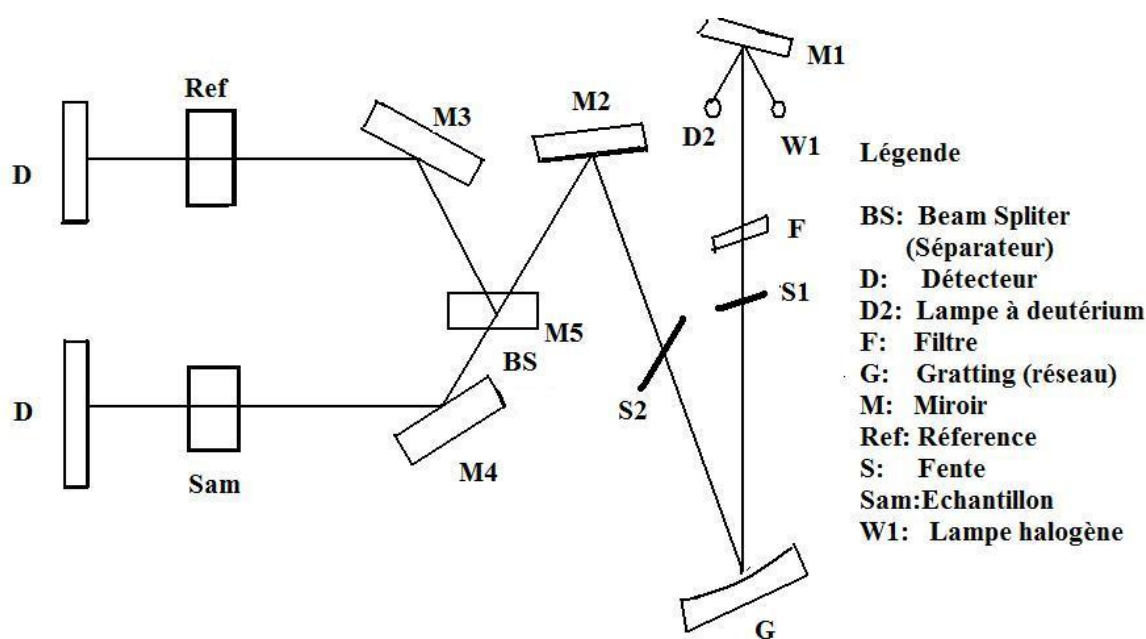


Figure A 1 : Schéma descriptif des éléments d'un spectromètre JASCO V-670 UV–VIS-NIR

Liste de publications

1. **M. Mohou, M. M. Dzagli et K. S. Gadedjisso-Tossou.** Études des paramètres des lasers à double heterostructure $Ga_{1-x}Al_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}In_xAs_ySb_{1-y}/Ga_{1-x}Al_xAs_yS_{1-y}$. **Rev. Ivoir. Sci. Technol.**, **12 (2008) 11-20**
2. **MOHOU Messanh A., DZAGLI Milohum M., and GADEDJISSO-TOSSOU Komlan S..** Etude du champ lointain de la double hétérostructure laser GaAlAsSb/GaInAsSb. *Afrique SCIENCE* 05(1) (2009) 58 – 66-ISSN 1813-548X.
3. **M.M.DZAGLI, S. BOCA, M. A. MOHOU, and S. ASTILEAN.** Formation of gold nanoparticles aggregates by chemical cross-linking: Uv-visible spectroscopy and surface -enhanced raman scattering studies. **Studia Universitatis Babes Bolyai, Physica; LIV, 2, 15-22, 2009.**