

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique

Université Abderrahmane Mira-Bejaia

Faculté de Technologie



Département d'Automatique, Télécommunication et d'Electronique

Projet de Fin d'étude

Pour l'obtention du diplôme de Master

Filière : Télécommunications

Spécialité : Systèmes des télécommunications

Thème

**Analyse numérique des performances des lasers à
émission de surface à cavité verticale (VCSEL) sous stress
thermique**

Présenté par :

MEZIANI Ilimess

FEKROUNE Donia

Dirigé par :

Mme L. BENBAHOUCHE

Mme L. ACHOUR

Examiné par :

Président: Mr M. BOUALEM

Examinatrice: Mme R. Bendjelloul

Année universitaire : 2021/2022

Remerciements

ON REMERCIE DIEU TOUT-PUISSANT DE NOUS AVOIR DONNÉ LA VOLONTÉ ET LA PATIENCE D'ENTAMER ET DE TERMINER CE MÉMOIRE.

TOUT D'ABORD NOUS TENONS À EXPRIMER TOUTE NOS RECONNAISSANCE À NOTRE DIRECTRICE DE MÉMOIRE, MADAME BENBAHOUCHE LYNDA, DE NOUS AVOIR ORIENTÉ, AIDÉ ET CONSEILLÉ.

ON ADRESSE NOS SINCÈRES REMERCIEMENTS À NOTRE COPROMOTRICE LYAKOUT ACHOUR POUR SA PATIENCE, SA DISPONIBILITÉ ET SURTOUT SES JUDICIEUX CONSEILS, QUI ONT CONTRIBUÉS À ALIMENTER NOTRE TRAVAIL .

ON DÉSIRE AUSSI REMERCIER TOUS LES MEMBRES DU JURY DE LA SOUTENANCE POUR L'INTÉRÊT PORTÉ À CE TRAVAIL ET À TOUS NOS ENSEIGNANTS DURANT CES ANNÉES D'ÉTUDES.

ENFIN, ON REMERCIE NOS CHÈRES FAMILLES NOS AMIS ET TOUTES LES PERSONNES QUI ONT TOUJOURS ÉTÉS LÀ POUR NOUS. LEURS SOUTIEN INCONDITIONNEL ET LEURS ENCOURAGEMENTS ONT ÉTÉS D'UNE GRANDE AIDE.

À TOUS CES INTERVENANTS, NOUS PRÉSENTONS NOS REMERCIEMENTS, NOS RESPECTS ET NOTRE GRATITUDE.

Dédicace

JE TENAIS À DÉDIER CET HUMBLE TRAVAIL À MON PÈRE ET MA MÈRE QUI M'ONT SOUTENU ET QUI N'ONT JAMAIS ARRÊTÉS DE M'ENCOURAGER DURANT TOUTES CES ANNÉES D'ÉTUDES.

QU'ILS Y TROUVENT LE TÉMOIGNAGE DE MA PROFONDE RECONNAISSANCE.

À MES SŒURS ILILIANA, ILIDINA, ILIARISSA ET ILIMESSINA, QUI ONT TOUJOURS ÉTÉS LÀ QUAND J'EN AVAIS LE PLUS BESOIN.

À MA GRAND-MÈRE, SANS OUBLIER MON DÉFUNT GRAND-PÈRE QUI VOULAIT À TOUT PRIX VOIR SON PETIT-FILS FINIR SES ÉTUDES UNIVERSITAIRES.

À MA BINÔME DONIA POUR SON TRAVAIL ACHARNÉ DURANT CETTE PÉRIODE DE MÉMOIRE.

À MA FAMILLE, MES PROCHES ET À CEUX QUI ME DONNENT DE L'AMOUR ET DE LA VIVACITÉ.

À TOUS MES AMIS QUI M'ONT TOUJOURS ENCOURAGÉ, ET À QUI JE SOUHAITE PLUS DE SUCCÈS.

À MALIKA ET WARDIA QUI ONT ÉTÉS D'UNE GRANDE AIDE POUR LA RÉALISATION DE CE MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDES.

À TOUS CEUX QUE J'AIME

ILIMESS

Dédicace

AVEC L'EXPRESSION DE MA RECONNAISSANCE, JE DÉDIE CE MODESTE TRAVAIL À L'ÊTRE LE PLUS CHER DE MA VIE, LA FEMME QUI N'A JAMAIS CESSÉ DE ME SOUTENIR ET DE M'ÉPAULER POUR QUE JE PUISSE ATTEINDRE MES OBJECTIFS, MA SOURCE DE VIE MA MÈRE.

À L'HOMME, MON PRÉCIEUX, OFFRE DE DIEU, À QUI JE DOIS MA RÉUSSITE ET TOUT MON RESPECT, MON CHER PÈRE, TA BIENVEILLANCE ME GUIDE ET TA PRÉSENCE À MES CÔTÉS A TOUJOURS ÉTÉ MA SOURCE DE FORCE.

À MON BRAS DROIT MON TRÈS CHER FRÈRE HILLAL PUISSE DIEU TE DONNER SANTÉ BONHEUR ET RÉUSSITE.

À MES DEUX CHÈRES SŒURS WISSEM ET IMANE QUI ONT TOUJOURS ÉTÉ LÀ POUR MOI ET LEURS MARIS DJAMEL ET KAMEL ET À MON PETIT ADORABLE NEVEU ARIS QUE DIEU LE PROTÈGE ET LUI OFFRE LA CHANCE ET LE BONHEUR.

À MON BINÔME ILIMESS POUR SON SOUTIEN MORAL, SA PATIENCE ET SA COMPRÉHENSION AU COURS DE CE TRAVAIL.

À MES MEILLEURES AMIES LAHNA, SOULAF, ASSIA, AMEL, SYLIA, SARAH, NACIMA, LOUIZA, SALMA, YASMINA, YASMINE, LIZA QUI M'ONT ENCOURAGÉ TOUT AU LONG DE CE PROJET, À MA COUSINE THIZIRI, MA TANTE RABEA ET À TOUTES LES PERSONNES QUI ONT UNE PRÉCIEUSE PLACE DANS MON CŒUR.

MERCI POUR LEURS AMOURS ET SOUTIENS.

DONIA

SOMMAIRE

Liste des Figures	i
Liste des tableaux.....	ii
Introduction générale	1
Chapitre I: Etat de l'art sur les lasers à semi-conducteurs	
I.1 Introduction	3
I.2 Les semi-conducteurs pour laser	3
I.2.1 Que ce qu'un semi-conducteur :	3
I.2.2 Les Diodes Lasers à semi-conducteurs	4
I.2.3 Emetteurs dans les télécommunications	5
I.2.4 Semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques	5
I.2.4.1 Semi-conducteurs intrinsèques	5
I.2.4.2 Semi-conducteurs extrinsèques	7
I.2.4.2.1 Semi-conducteurs type P	7
I.2.4.2.2 Semi-conducteurs type N.....	8
I.2.5 Jonction $p-n$	8
I.2.6 Les différents types des lasers à Semi-conducteur	9
I.2.6.1 Laser à homo-jonction	10
I.2.6.2 Le laser à double hétéro-structure	11
I.2.6.3 Le laser à puits quantiques.....	12
I.2.7 Diversification des Laser à semi-conducteur.....	14
I.2.7.1 La diode laser Fabry-Pérot.....	14
I.2.7.2 Les diodes DBR et DFB	15
I.2.7.3 Les lasers en cavité étendue	16
I.2.7.4 Diodes à émission par la surface	17
I.3 Principe du laser	17
I.3.1 Principe de la diode laser.....	17
I.3.1.1 Absorption inter bande	18
I.3.1.2 Emission spontanée	19
I.3.1.3 Emission stimulée	20
I.3.2 L'inversion de population	20
I.3.3 L'effet laser.....	21

I.3.4 Amplification	22
I.3.5 Pompage	22
I.4 Conclusion	22

Chapitre II: Modélisation d'une diode laser VCSEL

II.1 Introduction	23
II.2 Structure d'un VCSEL	23
II.3 Choix de la famille de matériaux.....	24
II.4 Miroirs de Bragg.....	25
II.5 Les interférences constructives	26
II.6 Zone active	27
II.7 Puits quantiques.....	27
II.8 Paramètre des matériaux III-V	28
II.8.1 Quaternaire (GaInAsP).....	28
II.8.1.1 Paramètre de réseau a :.....	28
II.8.1.2 Gap énergétique	29
II.8.1.3 Indice de réfraction	30
II.8.1.4 Constante diélectrique de haute fréquence	32
II.8.2 Ternaire (AlGaAs)	34
II.9 Avantages des VCSELS [47].....	35
II.10 Conclusion.....	35

Chapitre III: Simulation d'un VCSEL sous stress thermique avec SILVACO-TCAD

III.1 Introduction.....	36
III.1.1. Présentation du simulateur Silvaco (Silicon Valley Corporation)	36
III.2. Simulation d'une VCSEL dans SILVACO ATLAS	41
III.2.1. Simulation d'une VCSEL sans stress thermique :.....	41
III.2.1.1. Présentation de notre structure VCSEL	41
III.2.1.2 Miroirs de Bragg :.....	42
III.2.1.3 Zone active:	42
III.2.1.4. Résultats de simulation VCSEL sans stress thermique :	42
III.2.2. Simulation d'une VCSEL sous stress thermique :	46
III.2.3. Résultats de simulation comparative:	59
III.3. Conclusion	62

Conclusion générale	64
Bibliographie	65

Liste des Figures

Figure I.1: La bande conduction et la bande de valence d'un semi-conducteur [5].....	4
Figure I.2 Représentation des liaisons de semi-conducteur intrinsèque [7].....	6
Figure I.3: S-C extrinsèque de type P [9].....	7
Figure I.4: S-C extrinsèque de type N [9].....	8
Figure I.5: Fonctionnement d'une jonction p-n polarisée direct	9
Figure I.6: Fonctionnement d'une jonction p-n polarisée en inverse	9
Figure I.7: a) laser à homo-jonction, b) principe du laser à homo-jonction [10]	11
Figure I.8: Photographie d'une face découpée montrant une structure 4 couches [12]	12
Figure I.9: Représentation schématique d'un puits quantique et du potentiel résultant [16]	14
Figure I.10: Schéma de principe d'une diode DFB et d'une diode DBR [20]	15
Figure I.11 Principe des lasers en cavité étendue	16
Figure I.12: Schéma de principe d'un VCSEL et photo d'un empilement [20].....	17
Figure I.13: Schéma de principe d'une cavité laser [20].....	18
Figure I.14: Schéma de l'absorption inter bande [26]	19
Figure I.15: Schéma de l'émission spontanée [27].....	19
Figure I.16: Schéma de l'émission stimulée [29]	20
Figure II.1: Structure de la diode VCSEL[32].....	24
Figure II. 2: Energie de bande interdite en fonction du paramètre de maille de quelques matériaux III-V [33].....	25
Figure II. 3: Schéma du fonctionnement d'un miroir de Bragg [32].	26
Figure II. 4: Diagramme d'énergie d'une zone active à multiples puits quantiques [37].	28
Figure II. 5: La variation du gap fondamental (E_g) en fonction de la composition x du Gallium de l'alliage $GaxIn_{1-x}AsyP_{1-y}/InP$	30
Figure II. 6: La variation de la constante diélectrique de haute fréquence de l'alliage $GaxIn_{1-x}AsyP_{1-y}/InP$ des six modèles	34
Figure III. 1: Interface DECKBUILD	37
Figure III. 2: Affichage de la structure VCSEL sous TONYPLOT	38
Figure III. 3: Exemple de maillage	39
Figure III. 4: Commandes et instructions principales dans Atlas [14].....	40
Figure III. 5: Structure du VCSEL sous Silvaco	
Figure III. 6: Raffinage du maillage d'une VCSEL.....	41
Figure III. 7: Top DBR et Bottom DBR.....	42
Figure III. 8: Zone active d'une VCSEL sous TONYPLOT	42
Figure III. 9: les bandes de conduction et de valence Figure III. 10: le potentiel.	43
Figure III. 11: Caractéristique I-V.	
Figure III. 12: la densité du courant de conduction d'une VCSEL.	43
Figure III. 13: Gain optique par les 4 modes d'une VCSEL.	44
Figure III. 14: Caractéristique P-V.	
Figure III. 15: évolution de la puissance émise en fonction de la longueur d'onde λ d'une VCSEL.....	44
Figure III. 16: Puissance totale émise par mode de transmission ($x=0.24$) d'une VCSEL.	45
Figure III. 17: Puissance totale émise par mode de transmission ($x=0.24$) d'une VCSEL.	46

Figure III. 18: coefficient de transmission et de réflexion ($x=0.24$) d'une VCSEL.....	46
Figure III. 19: Intensité lumineuse en fonction de la profondeur pour $T=200K$	47
Figure III. 20: BV et BC en fonction de la profondeur pour $T=200K$	48
Figure III. 21: Dopage en fonction de la profondeur pour $T=200K$	48
Figure III. 22: Recombinaison radiative en fonction de la profondeur pour $T=200K$	49
Figure III. 23: Potentiel en fonction de la profondeur pour $T=200K$	49
Figure III. 24: Gain en fonction de la profondeur pour $T=200K$	50
Figure III. 25: Intensité lumineuse pour $T=300K$	50
Figure III. 26: Bande de conduction et de valence a $T=300K$	51
Figure III. 27: Dopage pour $T=300K$	51
Figure III. 28: Recombinaison radiative a $T=300K$	52
Figure III. 29: Le potentiel pour $T=300K$	52
Figure III. 30: Le gain pour $T=300K$	53
Figure III. 31: Intensité lumineuse pour $T=350K$	53
Figure III. 32: La bande de conduction et de valence pour $T=350K$	54
Figure III. 33: Dopage pour $T=350K$	54
Figure III. 34: La recombinaison radiative pour $T=350K$	55
Figure III. 35: Potentiel pour $T=350K$	55
Figure III. 36: Le gain pour $T=350K$	56
Figure III. 37: l'intensité lumineuse pour $T=251K$	56
Figure III. 38: La bande de valence et de conduction a $T=251K$	57
Figure III. 39: Dopage a $T=251K$	57
Figure III. 40: La recombinaison radiative pour $T=251K$	58
Figure III. 41: Le potentiel pour $T=251K$	58
Figure III. 42: Le gain pour $T=251K$	59
Figure III. 43: Résultats comparatives de l'intensité lumineuse pour différentes températures. ...	59
Figure III. 44: Comparaison de la bande BC et BV pour différentes températures.	60
Figure III. 45: Comparaison de dopage pour différentes températures.	60
Figure III. 46: Comparaison du taux de radiation pour différentes températures.	61
Figure III. 47: Comparaison du potentiel pour différentes températures.	61
Figure III. 48: Comparaison du gain optique pour différentes températures.	62

Liste des tableaux

Table II.1: Calcul du paramètre de réseau pour GaInAsP/InP en fonction de y	29
Table II.2: Calcul du paramètre de gap énergétique pour GaInAsP /InP en fonction de y	29
Table II.3 : Indice de refraction	32
Table II.4: la variation de la constante diélectrique de haute fréquence	33
Table II.5: Paramètres de réseau de AlGaAs en fonction de la composition x	34

Introduction générale

De nos jours, la technologie des semi-conducteurs se développe fortement et devient un enjeu important dans le domaine des télécommunications. Les progrès technologiques réalisés dans ce domaine depuis la création du premier composant ont permis le développement d'applications plus diversifiées et performantes [1].

De tous les matériaux, les semi-conducteurs suscitent un intérêt croissant. Cette apparence découle de la richesse de leurs propriétés électroniques. Ils sont pertinents pour la plupart des appareils électriques et optiques. Les développements récents dans les méthodes de croissance des semi-conducteurs ont permis la formation d'alliages semi-conducteurs, tels que les composés III-V, avec différents paramètres de réseau, énergies de bande et composants chimiques. Cela a permis de réaliser des hétéros structures émettrices aux longueurs d'onde des télécommunications

Les lasers à semi-conducteurs sont devenus l'un des catalyseurs les plus importants des technologies basées sur la photonique. Les lasers à émission de surface à cavité verticale (VCSEL), une classe essentielle de lasers à semi-conducteurs, sont particulièrement importants pour leur facteur de forme et leurs performances optoélectroniques pour une utilisation en tant que sources optiques dans les communications à haut débit, et des courtes longueurs d'ondes. Par exemple, ces dernières années, VCSEL a été déployé avec des lasers à diode à semi-conducteurs comme source dans des liaisons à fibre optique et des réseaux de centres de données à faible coût. Cela est dû à leurs caractéristiques distinctives, telles qu'une fiabilité élevée, des coûts de production faibles et efficaces, une faible consommation d'énergie, un emballage sans soudure, des seuils de manchon et des courants de fonctionnement fiables, une stabilité à haute température et une fabrication facile de réseaux denses [2].

Dans le chapitre 1 introduit d'abord les spécificités des diodes laser à semi-conducteur. Partant de son principe de fonctionnement et présentant les structures les plus courantes, et après nous aborderons les principales applications et perspectives dans le domaine des télécommunications.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation et l'étude des lasers à cavité verticale à émission de surface appelés VCSEL. Nous commençons par retracer l'histoire et faire un tour d'horizon de son développement et de ses applications croissantes. Nous présentons ensuite le

Introduction générale

VCSEL à travers une étude détaillée de sa structure et des briques technologiques qui permettent sa réalisation et son fonctionnement.

Dans le troisième chapitre nous allons simuler une diode laser VCSEL à l'aide du logiciel Silvaco-Atlas afin d'analyser les performances de ces derniers sous stress thermique pour voir comment la température l'affecte tout en mettant en évidence les effets de certains de leurs éléments constitutifs ainsi que les matériaux utilisés. Enfin, on passera à la discussion des résultats obtenus dans la conclusion.

I.1 Introduction

Les lasers à semi-conducteurs sont des dispositifs d'une grande importance dans notre civilisation actuelle : télécommunications par câbles optiques (internet, téléphone, télévision, etc.), stockage d'informations dans des disques optiques (CD ou DVD pour la musique comme les ordinateurs), photocopie ou impression laser, applications médicales et industrielles... ce qui représente aujourd'hui 70% du marché total du laser. Le développement d'un tel marché s'est opéré en moins de vingt ans, et s'accompagne naturellement d'études phénoménales, tant fondamentales qu'appliquées, pour comprendre et améliorer le fonctionnement des équipements ainsi que pour inventer différentes versions de diodes laser, avec les particularités. Aujourd'hui, les lasers à semi-conducteurs sont loin d'avoir atteint leur plein potentiel d'innovation et n'ont pas encore démontré toutes leurs capacités. Porté par un marché des télécommunications dont la demande est énorme et encore loin d'être satisfaite. Le secteur des diodes laser est également appelé à conquérir de nouveaux marchés grâce à son évolutivité. Dans ce chapitre, nous examinerons des informations générales sur les lasers à semi-conducteurs, leur fonctionnement et ses différents types.

I.2 Les semi-conducteurs pour laser

I.2.1 Que ce qu'un semi-conducteur :

Un semi-conducteur est un solide dont la conductivité électrique est comprise entre celle d'un métal et celle d'un isolant. La conductivité électrique d'un solide est une propriété due à la présence d'électrons libres qui se déplacent dans le milieu et génèrent un courant électrique. Le courant électrique est un simple flux de ce liquide d'électrons libres. L'examen d'objets purs et bien cristallisés révèle que les cristaux proches du zéro absolu (-273K 0C) se divisent en deux grandes familles. Métaux conducteurs d'électricité (dont de nombreux électrons libres) et isolants (tous les électrons sont concernés). Puisqu'il s'agit d'une liaison chimique, elle se lie fortement. Certains isolants deviennent conducteurs à haute température, surtout s'ils contiennent des impuretés, des défauts cristallins ou des erreurs stœchiométriques (écarts par rapport à la composition chimique nominale). Ce sont des semi-conducteurs par définition. Par conséquent, ces semi-conducteurs la sont des cristaux purs et isolants au zéro absolu et dont la conductivité

électrique est due au mouvement thermique, aux impuretés ou à divers types de défauts. La résistivité du métal est de 10^{-6} ohms ($\Omega.cm$) par centimètre, les isolants sont de 10^{14} à 10^{22} $\Omega.cm$ et les semi-conducteurs typiques sont de 10^{-3} à $10^9 \Omega.cm$ à température ambiante [3].

I.2.2 Les Diodes Lasers à semi-conducteurs

Le fonctionnement des diodes lasers à semi-conducteur ont un différent principe par rapport aux autres diodes. Les états excités ne sont pas indépendants les uns des autres et conduisent à la notion de bandes d'énergie. La lumière aboutit à la recombinaison électron-trou. Un électron se désexcite à partir de la bande de conduction vers la bande de valence en émettant un photon de caractéristiques strictement identiques au photon incident. En augmentant le nombre d'électrons et de trous, on augmente la densité de porteur donc l'intensité du laser. Ce mécanisme ressemble à l'inversion de population utilisée par les autres types de la diode lasers. L'effet laser se produit entre deux bandes d'énergie (de conduction et de valence) séparées par l'énergie de Gap (E_g). Cette bande interdite donne comme résultat la valeur de la longueur d'onde en sortie. La densité d'inversion de population étant importante, le gain est très grand et les dimensions de la cavité baissent (moins d'un millimètre) [4].

La Figure I.1 représente la bande de conduction et la bande de valence d'un semi-conducteur.

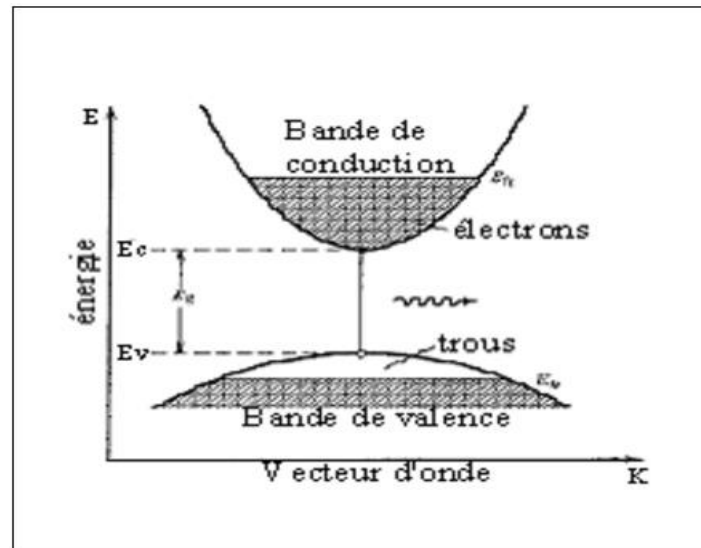


Figure I.1: La bande conduction et la bande de valence d'un semi-conducteur [5]

I.2.3 Emetteurs dans les télécommunications

Le principe de la communication optique comprend le transfert d'informations sous forme de lumière d'un point à un autre, l'information à transmettre est convertie en un signal optique par un émetteur à partir d'un signal électrique, qui est ensuite injecté dans la Fibre Optique. Il existe deux types d'émetteurs optiques [6]:

I.2.3.1 Diodes électroluminescentes (DEL)

C'est une source lumineuse incohérente et poly chromatique, elle a un spectre d'émission assez large, elle est utilisée dans les systèmes de transmission qui ne nécessitent pas trop de bande passante.

I.2.3.3 Diode laser (DL)

C'est une source cohérente et monochromatique, elle est utilisée dans les systèmes de transmission à très longue distance, elle se caractérise par une faible largeur spectrale et une large bande passante. La nécessité d'utiliser le haut débit a imposé le choix des diodes laser (DL) et des diodes électroluminescentes (LED), la fibre optique présente donc un certain nombre d'avantages tels que :

- Très large bande passante, 1GHz pour 1Km permet le multiplexage sur le même canal support que le téléphone et la télévision.
- Vitesse de transmission: la lumière voyage dans une fibre optique à une vitesse de près de $3 * 10^8 m/s$, donnant une vitesse de transmission instantanée relative.
- Résistant aux conditions environnementales défavorables, moins affecté par les liquides, les gaz corrosifs et les changements de température.
- L'absence de rayonnement rend son utilisation intéressante pour des applications militaires.

I.2.4 Semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques

I.2.4.1 Semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur est dit intrinsèque lorsqu'il est pur : il ne contient aucune impureté et ses propriétés électriques dépendent uniquement de la structure du matériau. Dans un cristal

(exemple de Si) Chaque atome partage ses 4 électrons de valence avec ses 4 atomes voisins. Pour des températures autres que 0K : les électrons peuvent sauter vers la bande de conduction, laissant des trous. Si la température augmente davantage, les paires (électron-trou) augmenteront également. Avec une concentration enregistrée de p , la concentration intrinsèque dans ce cas est égale à la concentration n et p . Il est défini par [7]:

$$n = N_c e^{-\left(\frac{E_C - E_F}{K_B T}\right)} \quad (I.1)$$

$$p = N_v e^{-\frac{E_F - E_v}{(K_B T)}} \quad (I.2)$$

Où n : Nombre d'électrons dans la bande de conduction.

p : Nombre de trous dans la bande de valence.

N_c : Densité effective des électrons dans la bande de conduction.

N_v : Densité effective des trous dans la bande de conduction.

T : La température (K).

K_B : La constante de Boltzmann, $K_B = 1,380650 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

E_F : Niveaux de Fermi.

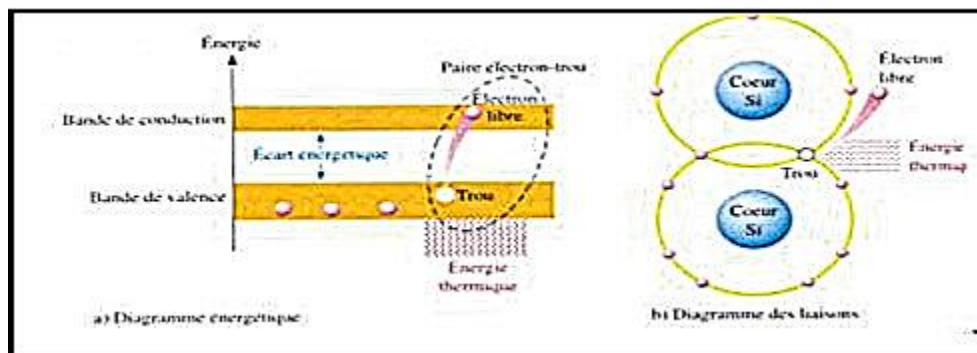


Figure I.2 Représentation des liaisons de semi-conducteur intrinsèque [7]

Dans la pratique, un semi-conducteur intrinsèque ne peut pas être utilisé comme élément principale dans la fabrication à cause de l'augmentation des paires (électrons/trous) qui est provoquée par l'augmentation de la température, il faut réfléchir au dopage.

I.2.4.2 Semi-conducteurs extrinsèques

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur dopé, il s'agit de l'ajout délibéré d'impuretés afin d'améliorer les qualités du semi-conducteur, cela permet selon le cas, de faire apparaître de nouveaux accepteurs ou donneurs d'électrons dans le gap du matériau et ainsi de modifier sa conductivité.

Dans ce cas le modèle de bandes rigides est souvent valable, c'est-à-dire qu'à la structure de bandes des matériaux non dopés ou intrinsèques se superposent les états dues au dopant, on observe juste un déplacement du niveau de Fermi [8].

I.2.4.2.1 Semi-conducteurs type P

Ils contiennent les impuretés (atomes) de la troisième (III) colonne de la classification périodique, tel que le Bore (B), Gallium (Ga). Le dopage d'un semi-conducteur qui possède 4 électrons de valence est réalisé par un autre qui possède 3 électrons de valence, ce dernier prend la position de premier S-C, par conséquent, il va manquer un électron dans cette liaison.

À température ambiante, un électron voisin va sauter vers cette liaison et va laisser derrière lui un trou.

La Figure I.3 illustre le dopage de silicium par l'atome de Bohr.

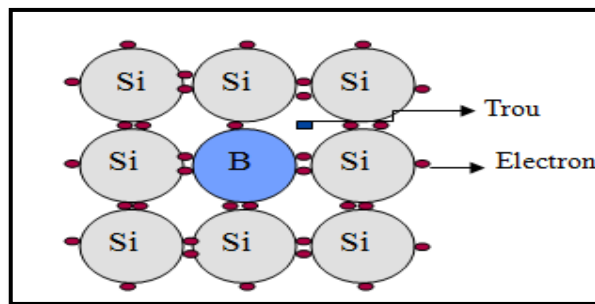


Figure I.3: S-C extrinsèque de type P [9]

I.2.4.2.2 Semi-conducteurs type N

Ce sont des S-C extrinsèques dont les porteurs de charges ont des électrons en excès obtenus par un dopage de type N. Dans ce cas, les impuretés sont des atomes de la cinquième colonne de la classification périodique telle que l'arsenic (As), le phosphore (P), qui possèdent 5 électrons sur la couche externe.

Le dopage de silicium (Si) par un élément de cette colonne, quand la température augmente, le 5^{ème} électron de cet atome se libère puis quelques paires (électron/trou) apparaissent.

La Figure I.4 représente le dopage de silicium par l'atome de Phosphore.

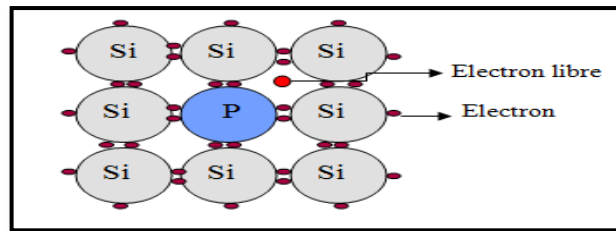


Figure I.4: S-C extrinsèque de type N [9]

I.2.5 Jonction $p-n$

Si on met en contact deux semi-conducteurs dopés respectivement n et p , on réalise ce que l'on appelle une jonction $p-n$. Au voisinage de la zone de contact, les électrons en excès dans la zone dopée n ont tendance à migrer au bord de la zone dopée p , et inversement pour les trous. La région située au voisinage de la zone de contact se charge alors positivement d'un côté et négativement de l'autre. Il s'établit un champ électrique statique qui s'oppose au mouvement des charges [7].

La Figure I.5 représente la jonction PN polarisée directe :

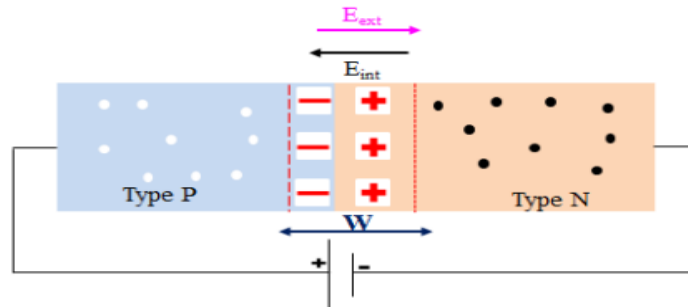


Figure I.5: Fonctionnement d'une jonction p-n polarisée direct

La Figure I.6 représente la jonction PN polarisée indirecte :

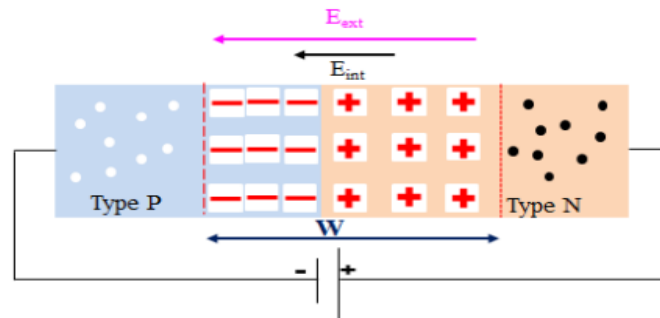


Figure I.6: Fonctionnement d'une jonction p-n polarisée en inverse

Si une différence de potentiel directe est appliquée à travers la jonction, les électrons et les trous migreront vers la zone de contact. La densité d'électrons et de trous augmente et la recombinaison électron-trou est favorisée.

I.2.6 Les différents types des lasers à Semi-conducteur

La diode Laser, aussi appelé laser à semi-conducteur, laser à injection, laser à jonction, laser à hétérojonction, laser à puits quantique ou encore laser à diode (qu'on peut aussi traduire trop directement de l'anglais : Laser diode) est une diode à semi-conducteur, plus précisément une diode électroluminescente, conçue et utilisée de manière à exploiter l'effet LASER [10].

La première révolution des lasers à homo-jonction a été celui à double hétéro-structure. Le second, le puits quantique, sera abordé dans la section suivante. Pour faire du laser à semi-

conducteur un dispositif efficace, fonctionnant en continu à température ambiante, il est nécessaire de réduire le seuil de courant à des valeurs inférieures au point où commence la dégradation thermique. Réduire le seuil de courant revient à augmenter le gain pour un même courant. Le seul paramètre que nous pouvons utiliser est la largeur typique de la région active w , où les électrons et les trous s'accumulent, sous le champ, avant la recombinaison. Dans une jonction $p - n$ typique, w est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ [10].

I.2.6.1 Laser à homo-jonction

Le laser à jonction (Figure 7-a) est la juxtaposition de deux semi-conducteurs de même nature mais de dopage différent (notion de jonction $p - n$). A la frontière entre ces deux milieux, les électrons diffusent de n vers p puis se recombinent en p avec des trous dans la zone. A l'équilibre thermodynamique, il n'y a qu'un seul niveau de Fermi à travers tout le milieu d'où le déplacement des niveaux d'énergie puisque l'énergie potentielle des électrons est inférieure du côté n [11].

L'application d'une petite différence de potentiel directe entre les semi-conducteurs suffit à modifier la concentration du porteur minoritaire au voisinage de la jonction (séparation des niveaux de Fermi). L'injection est prépondérante dans p par des électrons se recombinant avec des trous présents dans la zone pour donner naissance à des photons, le processus est soit spontané comme dans les diodes électroluminescentes que l'on trouve dans de nombreux écrans électroniques, soit stimulé par des rayonnements présents dans l'environnement. En augmentant le pompage, ce dernier phénomène est le phénomène prépondérant.

Le plus grand inconvénient de ce type de laser est le fait que la densité de porteurs est très limitée. Ce seuil est actuellement très élevé, il existe un système de chauffage qui est interdit de fonctionner à température ambiante et en continu [10].

Pour augmenter l'efficacité du laser, la lumière doit être amplifiée. La cavité est obtenue par intersection perpendiculaire au plan de la jonction. Le rôle du miroir est assuré par les facettes du cristal (hauts indices). Les modes de cette cavité sont toujours des solutions de l'équation de propagation en fonction des conditions aux limites imposées par la structure. Le matériau agit comme un guide d'ondes. Le diagramme de rayonnement est le résultat de la diffraction de la

lumière (comme pour les ouvertures rectangulaires) et présente une divergence angulaire de l'ellipse [10,11].

La figure I.7 représente un laser à homo-jonction, et son principe.

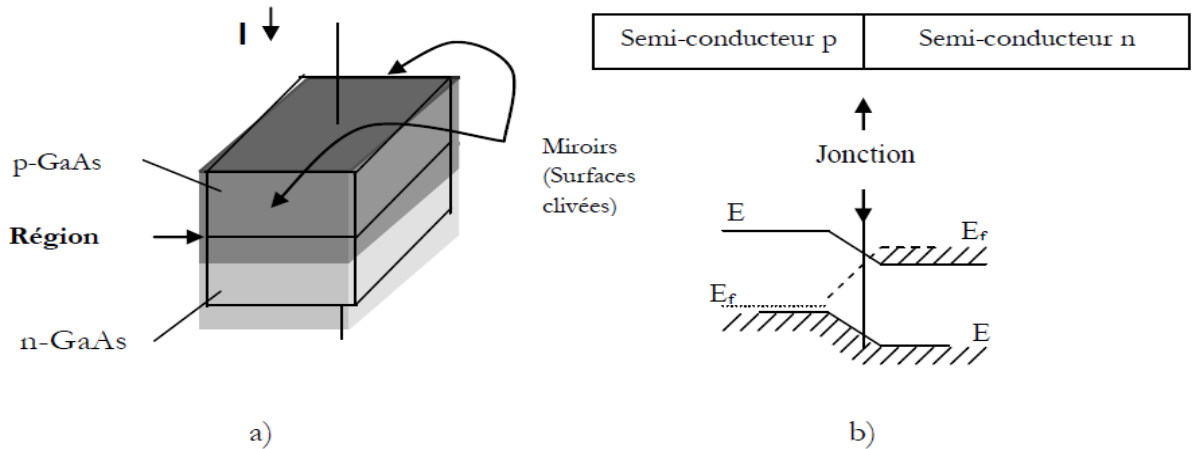


Figure I.7: a) laser à homo-jonction, b) principe du laser à homo-jonction [10]

I.2.6.2 Le laser à double hétéro-structure

La Figure I.8 décrit la structure de bande d'une hétéro-structure : on reconnaît la forme typique de la jonction $p - n$ avec son champ interne, mais apparaît également un puits de potentiel pour les électrons et pour les trous, au centre de la zone de charge d'espace. Ceci est réalisé en assemblant trois couches deux couches de grand gap de chaque côté, d'une couche de bande interdite plus faible.

On ne peut pas assembler des semi-conducteurs ensemble, ils doivent avoir les mêmes paramètres de maille cristalline (comme GaAs et AlGaAs) pour que leur liaison puisse former un monocristal selon des points de structure globalement, c'est-à-dire sans trop de biais. Si nous essayons d'assembler deux semi-conducteurs quelconques ensemble sans compatibilité entre leurs paramètres cristallins, l'assemblage produira beaucoup de polarisation ainsi que de nombreux trajets nuls de rayonnement pour les électrons ou les trous. Afin d'obtenir un bon laser, il est indispensable d'avoir un bon rendement quantique interne, c'est-à-dire de maintenir au maximum la validité du diagramme de structure de bande (des électrons dans la bande de

valence, des trous dans la bande de conduction), sur laquelle repose l'inversion de population et nécessite l'intégrité de la structure cristalline [10].

La double hétéro-structure a permis d'observer l'effet laser en mode continu et à température ambiante en Union soviétique et aux États-Unis de manière plus ou moins indépendante au printemps 1970. Huit ans après la première observation de l'effet laser à basse température et en régime pulsé, la diode laser a commencé à devenir un dispositif très intéressant pour les applications. Il faudra encore une décennie, des progrès dans l'ingénierie de la croissance des couches, la technologie et la deuxième révolution, dans les puits quantiques, pour que les diodes laser atteignent d'excellentes performances en termes de fiabilité, ce qui ouvrira les portes de la passerelle des télécommunications et du stockage de l'information [10].

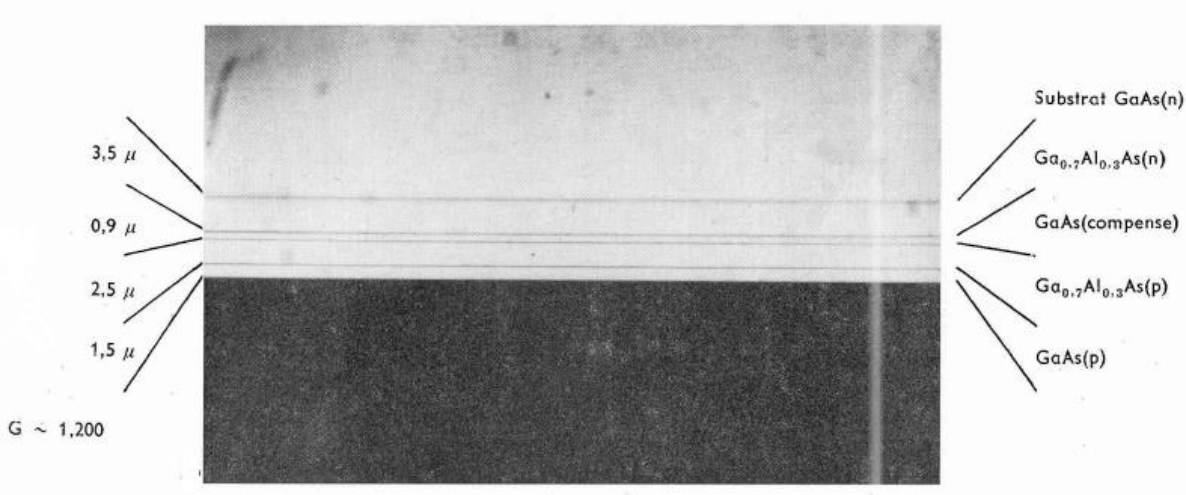


Figure I.8: Photographie d'une face découpée montrant une structure 4 couches [12]

I.2.6.3 Le laser à puits quantiques

Concernant les deux avantages des lasers à double hétéro-structure (trémie pour les électrons ; guides pour les photons), on peut se demander quelle est l'épaisseur d'optimale pour l'épaisseur de la région active, de plus faible bande interdite. La densité volumique d'électrons (et de trous) dans la zone active est:

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

Où τ le temps typique qu'il faut aux électrons avant de se recombiner (de l'ordre de la nano seconde), d est la largeur de la zone active [13].

Il semble que pour augmenter la densité de porteurs pour un courant donné il n'y ait pas de limite inférieure : plus la région active est petite, plus le seuil laser est bas. D'autre part, il est clair que la guidabilité d'une couche mince pour les photons diminue lorsque l'épaisseur de la couche guidant devient trop petite pour la longueur d'onde optique. Alors que la couche de 10 nm est un entonnoir électronique parfait, les ondes électromagnétiques de longueur d'onde de 1 μm dans le vide sont très mal guidées par la couche : le mode électromagnétique guidé s'élargit pour s'évaporer totalement dans les couches voisines. Cette dissymétrie vient du fait que la longueur d'onde du photon est beaucoup plus grande que la longueur d'onde De Broglie de l'électron. Étant donné que la longueur d'onde représente essentiellement la distance typique en dessous de laquelle le champ électromagnétique refuse de trop changer, selon les équations de Maxwell, il n'est pas possible de compresser une onde à une distance inférieure à la longueur d'onde. D'où l'idée d'une structure à confinement discret, où une couche centrale vise à confiner les électrons et d'autres couches, plus grandes, sont optimisées séparément pour optimiser l'optique. Les deux couches de bande interdite et d'indice intermédiaire font office de guide d'onde, leurs épaisseurs sont optimisées pour obtenir un bon guide d'onde, compte tenu de la densité de puissance optique pas trop importante souhaitée pour limiter l'effet thermique dû à la réabsorption. La couche centrale, avec un minimum de vides, peut maintenant être si petite que l'on souhaite augmenter la densité électronique. L'effet de confinement quantique qui apparaît dans cette couche est un puits de potentiel quantique, dans la direction perpendiculaire aux couches. A ce stade, la dépendance du gain optique au nombre de porteuses change essentiellement le mode, car les effets spécifiques induits par le confinement quantique doivent être pris en compte [14].

Un puits quantique est donc obtenu en faisant croître une couche d'un matériau semi-conducteur A entre deux couches d'un autre matériau semi-conducteur B. Ce dernier a un gap d'énergie supérieur à celui du matériau A. Une barrière de potentiel confinant les porteurs électrons et trous dans les puits quantiques se crée à cause de la discontinuité entre les bandes d'énergie dans les deux matériaux [15].

La figure I.9 représente un puits quantique et son potentiel résultant.

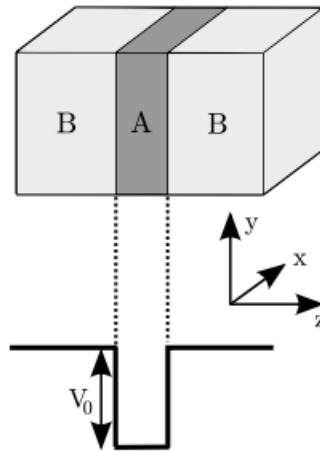


Figure I.9: Représentation schématique d'un puits quantique et du potentiel résultant [16]

On distingue trois types de puits quantiques selon la nature de la discontinuité de la bande interdite à l'interface puits-barrière :

- Puits quantique de type I : Les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau qui constitue le puits ; L'énergie du photon émis dépend de l'énergie de confinement des porteurs de charge et du gap du matériau du puits.
- Puits quantique de type II : les électrons et les trous sont respectivement piégés dans les matériaux du puits et de la barrière. Dans ce cas, l'énergie du photon dépend de l'énergie de confinement des porteurs de charge mais aussi des gaps des deux matériaux qui composent l'hétéro-structure.
- Puits quantique de type III : Le bas de la bande de conduction est en dessous du haut de la bande de valence. Dans cette configuration dite semi-métallique, l'énergie du photon émis n'est fonction que des énergies limitées des électrons et des trous, c'est-à-dire de l'épaisseur puits-barrières [17].

I.2.7 Diversification des Laser à semi-conducteur

I.2.7.1 La diode laser Fabry-Pérot

L'effet laser dans les semi-conducteurs, comme dans tous les lasers, est causé par l'existence d'un milieu amplificateur et d'un résonateur optique. La cavité résonante est formée par les facettes

séparées du bord de la structure dans le cas de la diode laser Fabry-Pérot. Le milieu d'amplification intègre les puits quantiques qui réduisent fortement le courant de seuil de fonctionnement et augmentent l'efficacité du système. De plus, les faisceaux sont limités par la diffraction (monomode de section transversale) mais leur ellipticité impose pour la plupart des applications une contrainte qui peut être gênante. De plus, compte tenu de la largeur du spectre de gain (10 à 20 nm), du grand nombre de modes longitudinaux dans cette gamme spectrale, et en l'absence de tout contrôle spectral, ces diodes laser ne sont pas des verticales uniques, et leurs spectres s'étendent généralement sur un nanomètre [18].

I.2.7.2 Les diodes DBR et DFB

Les diodes DBR ("Distributed Bragg Reflector") et DFB ("Distributed FeedBack ") sont des diodes laser de type diodes Fabry-Pérot dans lesquelles le réseau de diffraction est gravé par modulation d'indice de réfraction. Ce réseau de diffraction, aussi appelé miroir de Bragg, peut remplacer l'un des miroirs de la cavité des diodes Fabry Pérot, on parle donc de diodes DBR ; elle peut également être répartie le long de la région active des diodes laser, on parle ici de diodes DFB. Dans les deux cas, la somme de la longueur du miroir de Bragg et du pas de réseau est calculée pour obtenir une réflectivité élevée à la longueur d'onde d'émission λ_0 . Ensuite, le miroir de Bragg est un filtre spectral large d'un ou deux nanomètres centré sur la longueur d'onde laser d'émission souhaitée λ_0 qui permet la sélection d'un mode longitudinal unique et d'un fonctionnement à fréquence unique du laser [19].

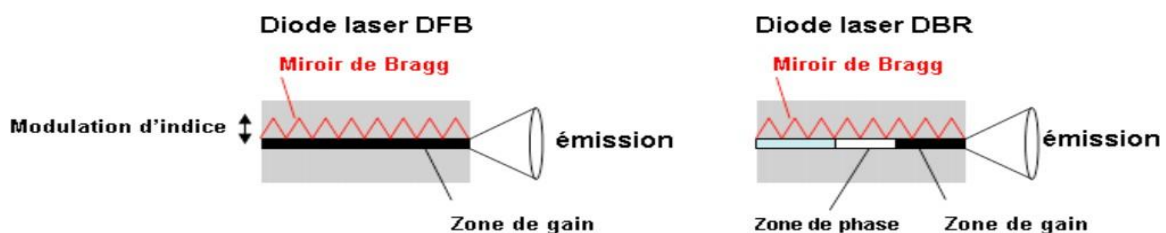


Figure I.10: Schéma de principe d'une diode DFB et d'une diode DBR [20]

I.2.7.3 Les lasers en cavité étendue

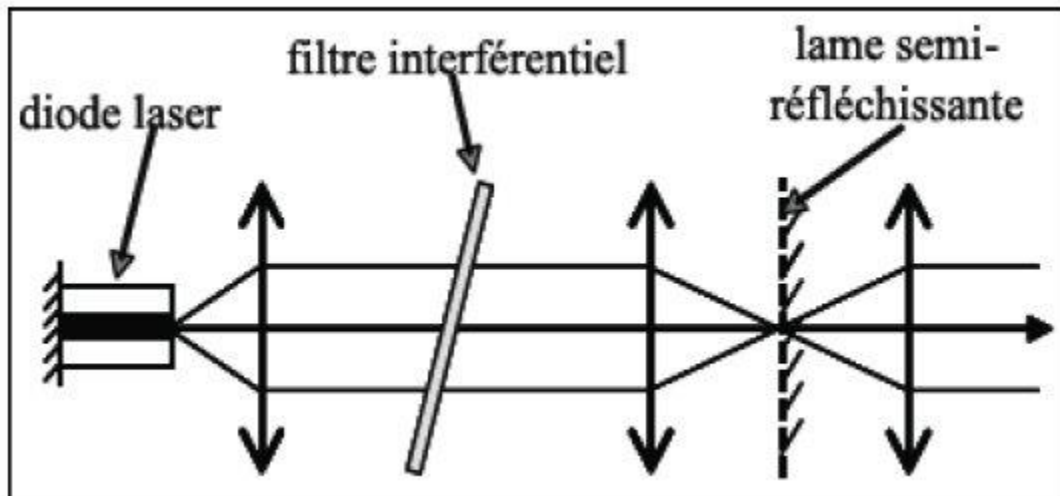


Figure I.11 Principe des lasers en cavité étendue

Les propriétés spectrales des lasers à semi-conducteurs sont profondément altérées lorsqu'ils sont couplés à la cavité externe [21] en fonction des valeurs relatives de la réflectivité du semi-conducteur, de la cavité externe, des longueurs respectives du milieu actif et de la cavité externe, le comportement mono fréquence du laser, le saut et sa largeur de ligne de transmission [22]. D'une part, les éléments utilisés dans cette cavité permettent d'obtenir une émission accordable, et d'autre part, l'allongement de la cavité laser par rapport à la diode laser seule augmente la durée de vie du photon dans la cavité et réduit ainsi la largeur du trajet du laser. En effet, de nombreuses configurations ont été proposées pour affiner le spectre d'émission d'une diode laser [23]. Un filtre interférentiel à étalon ou à cavité peut également servir de sélecteur de spectre. Une solution plus récente consiste à utiliser un réseau de Bragg massif dont la réflectivité peut être très bonne spectralement ($\sim 0,2$ nm) et centrée sur une seule longueur d'onde. Cette technologie est de plus en plus utilisée pour fixer la longueur d'onde d'émission des diodes de puissance sur toute leur plage de fonctionnement (courant d'alimentation et température de jonction).

Les lasers à cavité externe sont très couramment utilisés dans les configurations optiques pour la physique atomique et la spectroscopie, et sont aujourd'hui essentiels pour détecter les atomes dans les horloges atomiques.

I.2.7.4 Diodes à émission par la surface

Dans les diodes à émission par la surface, l'émission laser se fait suivant l'axe de croissance de la structure, ce qui veut dire que l'axe perpendiculaire au plan des couches épitaxiales. On parle aussi de laser à cavité verticale (VCSEL). Ces lasers comportent une zone de gain de très faible épaisseur entourée de miroirs de Bragg hautement réfléchissants qui compensent le gain faible de ces structures pour assurer l'effet laser.

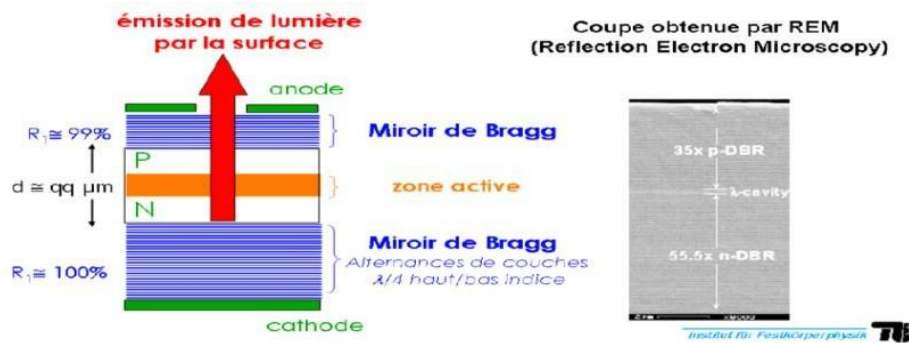


Figure I.12: Schéma de principe d'un VCSEL et photo d'un empilement [20]

Cette technologie, démontrée en 1979 au Tokyo Institute of Technology par le groupe K.Iga, a bénéficié de toutes les avancées technologiques dans le développement du semi-conducteur pour en faire l'un des composants les plus utilisés aujourd'hui, notamment dans les télécommunications optiques à courte distance [24]. Le développement dans les années 1990 de la structure épitaxiale a contribué à l'amélioration des performances de ces lasers constitués d'un empilement de couches semi-conductrices.

I.3 Principe du laser

I.3.1 Principe de la diode laser

Les trois principales composantes d'un laser sont les suivantes: un milieu actif, un mécanisme de pompage et un résonateur optique [25]. Un système laser peut être schématisé de la façon suivante:

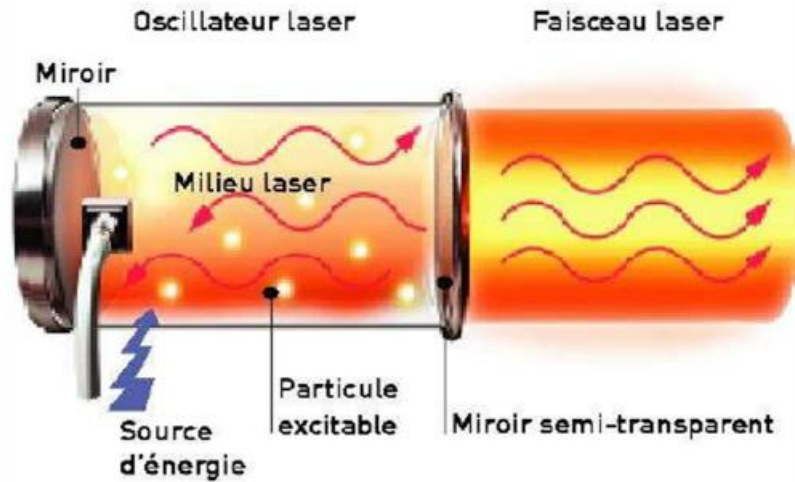


Figure I.13: Schéma de principe d'une cavité laser [20]

Du point de vue atomique, il existe trois types de réactions photoniques possibles:

I.3.1.1 Absorption inter bande

Lors de l'absorption, un photon incident est absorbé par un électron de la bande de valence qui saute à la bande de conduction (Figure I.14). Pour que ce phénomène se produise, il faut que le photon incident puisse avoir une énergie supérieure à la bande interdite. Ce phénomène laisse un trou dans la bande de valence. C'est ce phénomène qui sert de pompages optiques ou électriques dans certaines sources de rayonnement, et c'est aussi le mécanisme utilisé pour l'opération des photos détectrices [25].

La transition de l'état E_1 à l'état E_2 (par l'électron) se fait par l'absorption d'un photon d'énergie,

$$E_{21} = E_1 - E_2 = h\omega. \quad (I. 4)$$

Où h est la constante de Planck

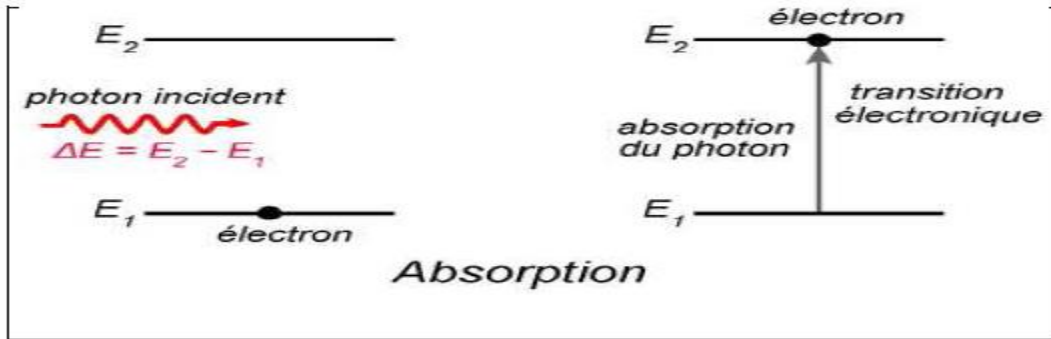


Figure I.14: Schéma de l'absorption inter bande [26]

I.3.1.2 Emission spontanée

L'émission spontanée est la recombinaison du rayonnement résultant de la transition électronique bande à bande. Ce rayonnement est isotrope (c'est-à-dire dans toutes les directions) et incohérent (l'émission se produit avec une phase arbitraire et uniformément oscillante). L'énergie du photon émis correspond à l'énergie de la bande interdite. Dans les gaz, les niveaux atomiques sont bien définis et le rayonnement émis aura des énergies précises ou des spectres monochromatiques. En revanche, dans les semi-conducteurs, l'état excité de l'électron se situe dans la bande de conduction. On traite ensuite la distribution des états qui va produire un spectre d'émission beaucoup plus étalé. Il y a une densité d'états dans la bande de conduction, donc le spectre d'émission est souvent étendu. L'émission spontanée se produit dans les 10^{-8} à 10^{-9} sa après la stimulation. C'est le type d'émission prédominant dans les diodes électroluminescentes et également dans les diodes laser sous-seuil [25].

La Figure I.15 représente le principe de l'émission spontanée.

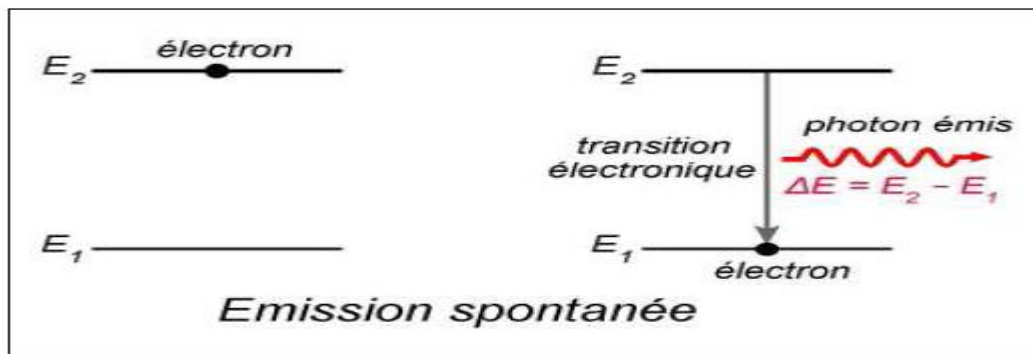


Figure I.15: Schéma de l'émission spontanée [27]

I.3.1.3 Emission stimulée

Les transitions entre états électroniques peuvent être stimulées par la présence d'une radiation électromagnétique d'énergie $E = h\nu$ au moins aussi grande que l'énergie de bande interdite E_g . Dans ce cas, le photon incident entraîne la recombinaison de la paire électron-trou. Pour une émission stimulée, il faut tout d'abord un matériau avec le niveau d'énergie approprié occupé par un grand nombre d'électrons, un mécanisme d'excitation et une "pompe" pour élever efficacement les électrons à des niveaux d'énergie plus élevés. Cela crée une inversion de population. Enfin, la présence de radiation dans une situation d'inversion de population produira une émission stimulée. Le photon fait osciller l'électron et se désexcite en émettant un photon qui est le même que le photon incident, dans ce processus nous passons d'un à deux photons chacun produira d'autres photons doubles et ce processus répétera la séquence de réactions [28].

La figure I.16 représente le Schéma de l'émission stimulée

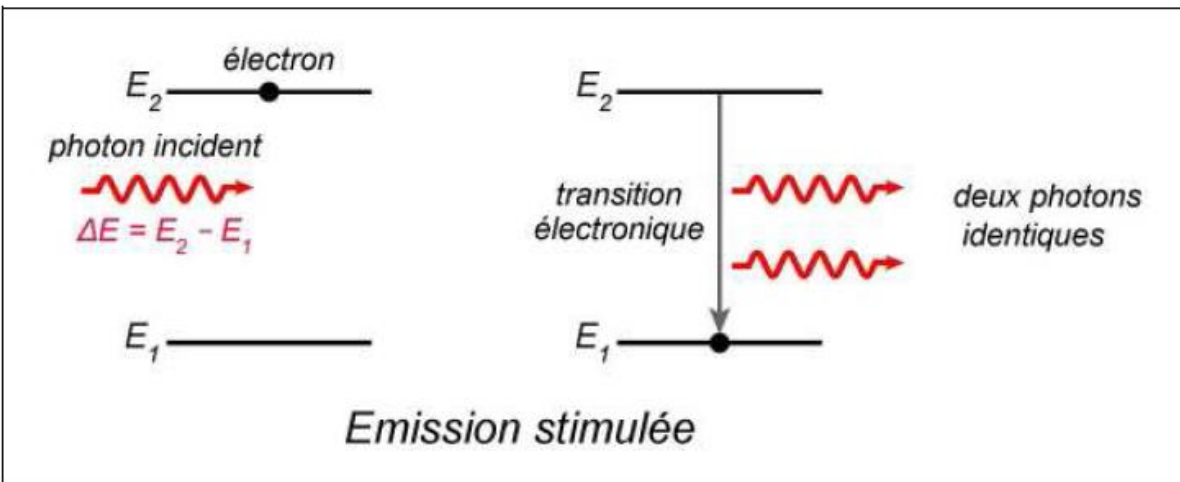


Figure I.16: Schéma de l'émission stimulée [29]

I.3.2 L'inversion de population

L'émission stimulée d'un atome crée un nouveau photon de même fréquence, phase et direction que le photon incident dans un laser, et ça se fait à grande échelle, sur un très grand nombre d'atomes ou de molécules identiques.

C'est pourquoi un laser se caractérise par l'émission d'une onde lumineuse intense dont la direction, la fréquence et la phase sont très bien définies. C'est ce qu'on appelle la lumière cohérente, qui émet de nombreuses ondes de fréquences et de phases différentes dans toutes les directions.

Mais pour obtenir des effets d'émission stimulée sur un grand nombre d'atomes ou de molécules, il faut apporter de l'énergie au milieu matériel de manière à ce que ses atomes ou molécules soient majoritairement au niveau d'énergie excitée, E_2 , et non au niveau de base de E_1 . C'est ce qu'on appelle faire une inversion de population, car à l'équilibre thermodynamique la plupart des atomes au contraire sont dans l'état d'énergie le plus bas, plus précisément, Le rapport entre les populations N_2 et N_1 des niveaux E_2 et E_1 est valable en équilibre thermodynamique à la température absolue T [25]:

$$N_1/N_2 = g_1/g_2 e^{-(E_1-E_2)/K_\beta T}. \quad (I. 5)$$

Où K_β est la constante de Boltzmann, g_1 et g_2 sont les dégénérescences (le niveau peut alors être vu sous la forme d'ensemble de gi sous-niveaux de même énergie).

Le mécanisme précis aboutissant à l'inversion de population emploie un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires entre E_1 et E_2 . En outre, le niveau excité E_2 doit être suffisamment stable pour que l'émission spontanée ne se produise pas trop rapidement, c'est à dire, celle-ci devancerait l'émission stimulée et on n'obtiendrait pas une onde lumineuse cohérente [4].

I.3.3 L'effet laser

L'inversion de population se fait (par stimulation lumineuse, on dit dans ce cas "pompage optique ou électrique"). Lorsqu'un des atomes excités émet un photon de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$ par émission spontanée. En atteignant un autre atome excité, ce photon va déclencher une émission stimulée, au bout de laquelle on obtient deux photons identiques de même phase. Ces deux photons produiront à leur tour deux émissions stimulées, donc deux nouveaux photons. Et ainsi de suite : le nombre de photons d'une même phase traversant le milieu se multiplie très rapidement [28].

I.3.4 Amplification

Afin de capter les effets du laser, l'émission stimulée doit être privilégiée autant que possible. Rappelons que pour qu'une émission soit stimulée, une inversion de population et la participation de photons sont nécessaires pour activer ou exciter l'émission. Plus il y a de photons activés, plus l'émission stimulée est importante. Il est donc intéressant d'utiliser un milieu actif générateur de photons ; on dit alors qu'il y a un gain car chaque photon incident aura une forte probabilité de générer d'autres photons par émission stimulée et de plus on s'intéresse à recycler les photons c'est à dire à les faire passer plusieurs fois dans le milieu actif : le laser est configuré comme un résonateur où chaque photon traverse le milieu actif un grand nombre de fois. Pour un laser à semi-conducteur, si l'on considère une structure très simple, le laser à semi-conducteur est un émetteur auxiliaire (donc une diode électroluminescente). Avec des surfaces réfléchissantes obtenues par clivage cristallin [30].

I.3.5 Pompage

Le pompage permet d'amener la majorité des particules dans un état excité (décharge optiquement excitée...) Il y aura alors une accumulation d'électrons à un niveau métastable, qui est l'inverse de la population. Cela favorise l'émission stimulée [31].

I.4 Conclusion

La conception, la fabrication des matériaux nouveaux, et l'optimisation des propriétés des matériaux existants constituent aujourd'hui un domaine de recherche très actif dans la technologie moderne.

Dans ce premier chapitre nous avons rappelé quelques notions et généralités sur les semi-conducteurs, leurs propriétés et leurs types, nous avons ensuite expliqué le fonctionnement et le principe des Diodes Lasers.

II.1 Introduction

Les réseaux de lasers à émission de surface à cavité verticale (VCSEL) se sont imposés comme une technologie importante pour les applications dans les secteurs grand public, industriels, automobiles et médicaux.

Les VCSEL ont récemment fait une percée significative sur le marché grand public. Elles ont trouvé des applications comme capteurs de proximité et de distance, identification de visage et caméras 3D dans les téléphones portables.

L'importance des VCSEL aujourd'hui se reflète dans le fait qu'ils atteignent ou dépassent la production maximale de dizaines de millions de types de lasers par an, notamment dans le domaine médical, des télécommunications et du divertissement. Cependant, les principales applications restent la communication optique et le stockage de données (lecture et écriture légères).

Dans ce deuxième chapitre, nous allons examiner le laser à cavité verticale rayonnant depuis la surface, voir sa structure, son fonctionnement ainsi qu'expliquer ses principaux avantages.

II.2 Structure d'un VCSEL

Le résonateur laser est constitué de deux miroirs de Bragg parallèles à la surface de la plaquette, avec une région active entre eux constituée d'un ou plusieurs puits quantiques qui permettent la génération d'un faisceau laser. Les miroirs de Bragg sont constitués de couches d'indices de réfraction élevés et faibles alternés. L'épaisseur de chaque couche est de $1/4$ de la longueur d'onde du laser dans le matériau, atteignant une réflectance de plus de 99 %.

Les VCSEL nécessitent un miroir à haute réflexion pour compenser la courte longueur du support d'amplification. Dans la plupart des VCSELs, les miroirs supérieurs et inférieurs sont des matériaux dopés p et n qui forment respectivement une jonction pn [32].

La figure II.1 représente la structure du VCSEL.

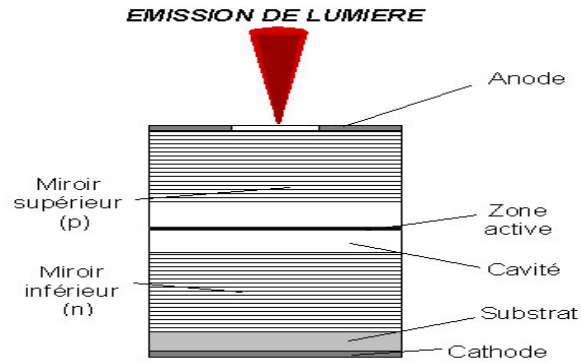


Figure II.1: Structure de la diode VCSEL[32]

II.3 Choix de la famille de matériaux

Deux paramètres sont à prendre en compte pour le choix des matériaux que nous allons utiliser. Le premier est la valeur de l'énergie de gap du puits quantique. Le second critère est la condition d'accord de maille entre les différents composants des éléments de la structure.

Les avancées de la technologie VCSEL sont principalement dues aux progrès de la technologie et des systèmes de croissance épitaxiale. Les matériaux utilisés dans ces différentes techniques de croissance des miroirs de Bragg ont des constantes de réseau très bien adaptées pour éviter les contraintes dans les structures épaisses ($> 2,5 \mu\text{m}$ pour les miroirs GaAs-AlAs). Il est transparent avec un fort contraste d'indice et la longueur d'onde d'émission du composant. Parmi eux, GaAs / GaAlAs, InP / InGaAsP, AlGaInAs / AlInAs et AlGaAsSb / AlAsSb qui sont principalement utilisés. Le système le plus courant reste GaAs / GaAlAs en raison de la grande différence d'indice de réfraction entre GaAs ($n = 3,5$) et AlAs ($n = 3$). Il ne faut pas beaucoup de temps pour atteindre la réflectance souhaitée (99% pour 20 à 30 paires). La bonne adaptation de réseau entre GaAs et AlAs permet de produire des miroirs de Bragg de haute qualité aux longueurs d'onde du proche infrarouge (850 nm à 980 nm) avec une très grande reproductibilité. L'InP/InGaAsP utilisé pour les longueurs d'onde de communication de 1,3 μm à 1,55 μm permet depuis les années 1990 la mise en miroir à haute réflectivité, mais il présente les inconvénients d'un faible contraste d'indice entre les duos de matériaux et d'une faible conductivité thermique. Il existe ($0.043 \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ contre $0.22 \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour le GaAlAs avec 67% Al par exemple) [33].

Le problème du contraste d'indice est aussi avec les systèmes AlGaInAs/InP et AlGaInAs/AlInAs qui sont tout de même largement utilisés.

Les matériaux AlGaAsSb / AlAsSb permettent également la fabrication de miroirs de Bragg pour l'analyse des longueurs d'onde et des gaz des télécommunications, mais présentent souvent des problèmes liés à la rugosité de l'interface. De plus, certaines autres paires d'AlGaAs telles que GaAs / oxyde (AlOx) et diélectriques (TiO₂/SiO₂, Si/SiO₂, ZnSe/CaF₂, ZnSe/MgF₂) sont utilisées en raison de leur fort contraste d'indice de réfraction [33].

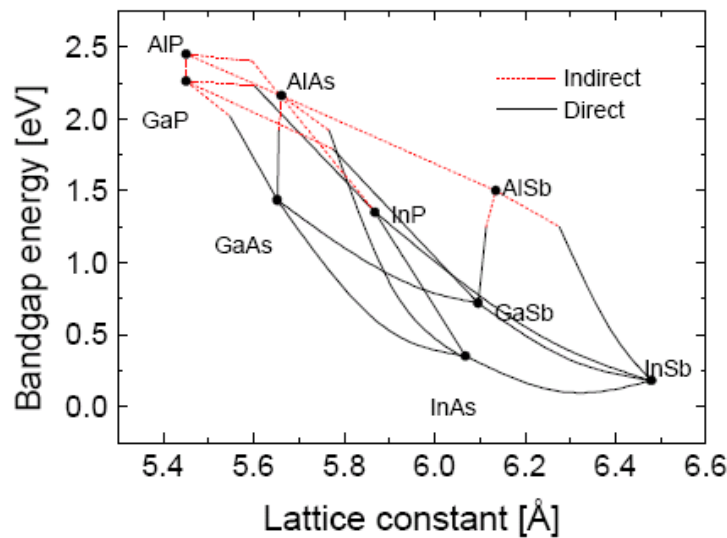


Figure II. 2: Energie de bande interdite en fonction du paramètre de maille de quelques matériaux III-V [33]

II.4 Miroirs de Bragg

La fabrication des VCSELs nécessite la fabrication de miroirs de Bragg de forte puissance pour atteindre le seuil de résonance. En fait, un faible gain par canal dans la cavité repousse la limite de puissance réfléchie du miroir. Cela devrait généralement atteindre 99,5 %. Une telle réflectance ne peut être obtenue qu'avec des miroirs de Bragg, qui ont une faible perte interne. Il présente également l'avantage d'optimiser la réflectance à la valeur souhaitée par rapport aux miroirs métalliques. Cependant, cette valeur est généralement limitée à une plage spectrale et angulaire. De plus, le principe de fonctionnement du miroir de Bragg repose sur des interférences constructives et destructives qui produisent des phénomènes parasites tels que l'intrusion d'ondes

lumineuses dans les couches qui les composent. La section suivante détaille ces différents aspects du miroir de Bragg [32].

II.5 Les interférences constructives

Le principe de Bragg Miller est basé sur des interférences constructives à des longueurs d'onde spécifiques dans des supports en couches contenant des supports alternés avec un indice de réfraction élevé n_1 et des supports avec un faible indice de réfraction n_2 . Par conséquent, l'épaisseur optique de chaque couche doit être égale à $\lambda_0/4$. L'unité de base s'appelle la période, et λ_0 est la longueur d'onde de résonance du miroir de Bragg dans le vide (la longueur d'onde est toujours donnée dans le vide)[34].

La figure II.3 représente le fonctionnement du miroir de Bragg.

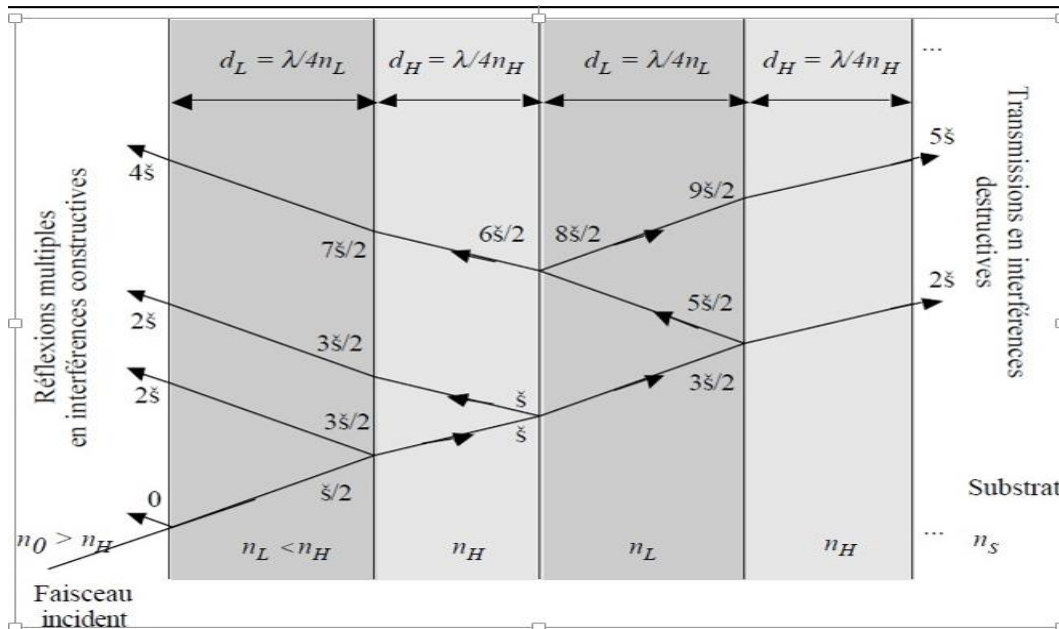


Figure II. 3: Schéma du fonctionnement d'un miroir de Bragg [32].

Les valeurs placées le long du rayon lumineux indiquent les déphasages introduits par la traversée de la couche et celles placées aux niveaux des interfaces représentent les déphasages introduits par la réflexion.

En conséquence, le déphasage subi par le faisceau incident à chaque intersection de la couche $1/4$ de longueur d'onde est $(-\pi) / 2$. De plus, la réflexion partielle à chaque interface introduit un

déphasage de $-\pi$ lorsque l'onde se propage du milieu à faible indice vers le milieu à haut indice. Sinon, le déphasage sera nul. Deuxièmement, un empilement de couches avec une profondeur optique de $1/4$ de longueur d'onde produit des interférences constructives en réflexion et des interférences destructives en transmission. En incidence verticale, la réflectance à l'interface est donnée par [32,33]:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2. \quad (II. 1)$$

Ensuite, nous pouvons voir que la réflectivité du miroir de Bragg augmente lorsque le nombre d'interfaces augmente et que la différence d'indice entre n_1 et n_2 augmente [32].

II.6 Zone active

La zone active est le lieu où se produit l'émission stimulée. Il est donc primordial d'optimiser le rapport entre le confinement des électrons et le gain du matériau. Ceci peut être réalisé grâce à l'introduction de puits quantiques dans la zone active. Les électrons vont alors être localisés dans un faible volume, ce qui a pour effet d'augmenter le gain et de réduire le courant de seuil [35].

II.7 Puits quantiques

Les développements technologiques en épitaxie moderne permettent de réaliser des hétérostructures encore plus fines (quelques nm) pour confiner les porteurs à des volumes beaucoup plus réduits. Ces hétérostructures sont appelées puits quantiques car la nature des interactions en leur sein est due à leurs très faibles dimensions.

Les puits sont constitués de InGaAsP et entourés de barrières de GaAs. Les porteurs sont confinés dans un sens: la barrière de potentiel est déformée par application de polarisation. La taille des puits nous permet de déterminer les niveaux d'énergie exacts impliqués. Le contrôle de la largeur de la bande interdite et de la longueur d'onde est alors très simple. L'introduction de ces puits permet également de diminuer le courant de seuil [36].

Plusieurs puits quantiques sont répartis dans une double hétérostructure comme le montre la figure suivante :

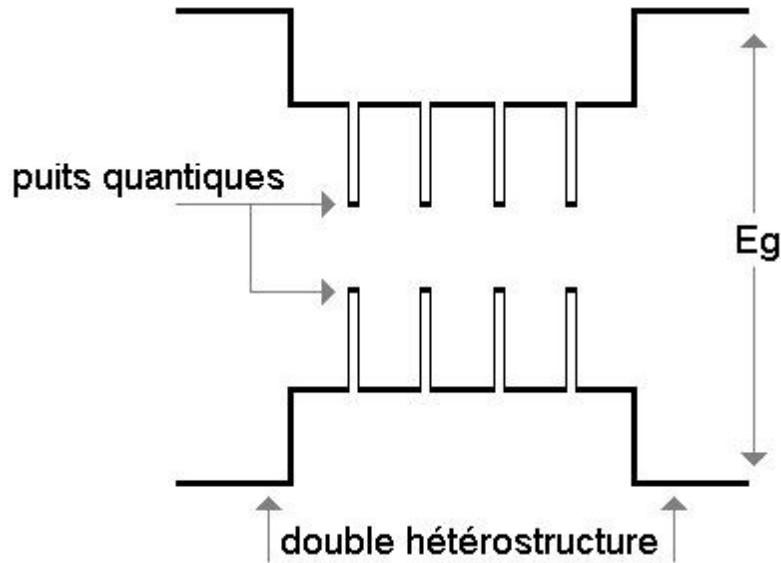


Figure II. 4: Diagramme d'énergie d'une zone active à multiples puits quantiques [37].

II.8 Paramètre des matériaux III-V

II.8.1 Quaternaire (GaInAsP)

II.8.1.1 Paramètre de réseau a :

La structure InGaAsP/InP et leurs alliages appartiennent aux composés semi-conducteurs III-V, qui joue un rôle essentiel dans les dispositifs optoélectroniques à grande vitesse et la nanostructure.

Pour un système quaternaire, la constante de réseau est donnée par la loi de Vegard [38]

$$a_{\text{alliage}}(x, y) = xy a_{AC} + (1 - x)y a_{BC} + x(1 - y) a_{AD} + (1 - x)(1 - y) a_{BD} \quad (\text{II. 2})$$

a_{AC} , a_{BC} , a_{AD} et a_{BD} sont les constantes des réseaux des composés binaire formant l'alliage quaternaire.

Tenant compte du principe de l'accord de maille, la variation de la composition y en fonction de x est calculée en résolvant l'équation :

$$a_{\text{InP}} = x(1 - y) a_{\text{GaP}} + (1 - x)y a_{\text{InAs}} + xy a_{\text{GaAs}} + (1 - x)(1 - y) a_{\text{InP}}. \quad (\text{II. 3})$$

La solution de cette équation :

$$y = \frac{0.418x}{0.189+0.013x} \quad (II. 4)$$

$$(0 \leq x \leq 0.4 \quad \text{et} \quad 0 \leq y \leq 0,861)$$

Les données des valeurs du paramètre a des alliages quaternaires $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en fonction de la composition y sont présentés dans la Table II.1:

Table II.1: Calcul du paramètre de réseau pour GaInAsP/InP en fonction de y

La composition de y	La composition de x	$a(\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y})$ (Å)
0	0	5.8696
0.1	0.045	5.8697
0.2	0.0909	5.86909
0.3	0.1369	5.869
0.4	0.1831	5.8697
0.5	0.2296	5.8685
0.7	0.3235	5.8697
0.861	0.4	5.8697

II.8.1.2 Gap énergétique

La variation du gap énergétique pour différentes compositions x du $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ avec le substrat InP allant de 0 à 0.4 (les mêmes résultats trouvés grâce à la variation de y dans l'équation du paramètre de maille)

Nos résultats sont présentés dans la Table II.2

Table II.2: Calcul du paramètre de gap énergétique pour GaInAsP/InP en fonction de y

Composition de x	Energie gap E_{Γ}^{Γ} (eV)
0	1.34
0.045	1.3314
0.0909	1.3108

0.1369	1.2844
0.1831	1.2499
0.2296	1.2072
0.3235	1.1107
0.4	0.9820

L'équation du fit quadratique est :

$$E_{\Gamma}^{\Gamma} = 1.34 - 0.1511x - 1.8597 x^2. \quad (II. 5)$$

La variation du gap fondamental (E_{Γ}^{Γ}) de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ en fonction de la composition x du Gallium est présenté dans la Figure II.5.

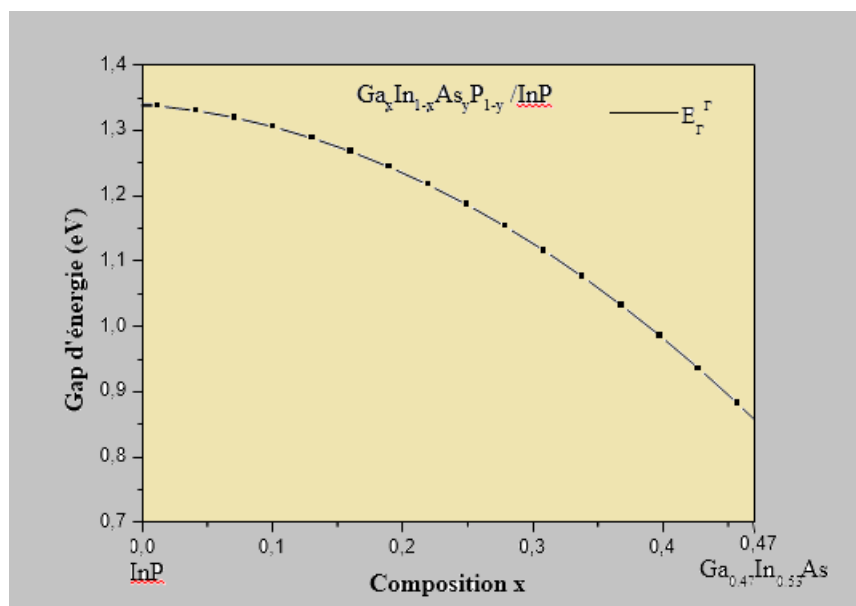


Figure II. 5: La variation du gap fondamental (E_g) en fonction de la composition x du Gallium de l'alliage $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$

II.8.1.3 Indice de réfraction

L'indice de réfraction (n) des semi-conducteurs est un paramètre physique très important lié aux interactions atomiques microscopiques, il est souvent relié à l'énergie de gap.

Plusieurs approches ont été envisagées pour corréler le gap énergétique des semi-conducteurs à leur indice de réfraction.

La corrélation entre (n) et E_g à des répercussions importantes sur la structure de bande des semi-conducteurs, il serait utile de trouver une valeur acceptable de n d'un matériau quelconque à partir de cette relation.

L'estimation de ce paramètre est importante pour les guides d'ondes optiques dans les structures optoélectroniques comme les diodes laser à hétérojonctions, les amplificateurs optiques, les fibres optiques.

Il y'a plusieurs modèles pour calculer ce paramètre, Moss [40] était le premier à trouver une relation entre l'indice de réfraction n et le gap énergétique E_g basée sur le modèle atomique, sa formule est donnée comme suite:

$$n^4 E_g = k \quad (II. 6)$$

Où la constante $k = 108eV$ est établie par Ravindra et Srivastava [41]

La forme linéaire de Ravindra [42]:

$$n = \alpha + \beta E_g. \quad (II. 7)$$

α et β sont des constantes avec $\alpha = 4.16eV$ et $\beta = -0.85eV^{-1}$

La forme linéaire de Gupta et Ravindra [43] :

$$n = \alpha + \beta E_g. \quad (II. 8)$$

Où $\alpha = 4.084$ et $\beta = -0.62eV^{-1}$

La relation empirique d'Hervé et Vandamme donnée par [44] :

$$n = 1 + \sqrt[2]{1 + \left(\frac{A}{E_g + B}\right)}. \quad (II. 9)$$

Avec $A = 13.6 eV$ et $B = 3.4 eV$

La relation de Reddy at Anjaneyulu [45] :

$$E_g e^n = 36.3. \quad (II. 10)$$

La relation empirique de Reddy et Ahmmed [46]:

$$n^4(E_g - 0.365) = 154. \quad (II. 11)$$

En utilisant ces six modèles, nous avons calculé l'indice de réfraction des alliages semi-conducteurs $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}/InP$ à partir des valeurs de leurs gaps d'énergie qui sont représentés dans la Table II.3

Table II.3 : Indice de refraction

Composition x	n calculé à partir de :					
	Moss	Ravindr a	Gupta et Ravindra	Hervé et Vadamm e	Reddy et Anjneyulu	Reddy et Ahmmed
0	2.9962	3.021	3.2532	2.96	3.2991	3.5451
0.045	3.001	3.028	3.2585	2.9683	3.3055	3.5529
0.0909	3.012	3.0458	3.2713	2.9715	3.3211	3.5721
0.1369	3.0281	3.0682	3.2876	2.9756	3.3415	3.5975
0.1831	3.0488	3.0975	3.309	2.9811	3.3687	3.632
0.2296	3.0754	3.1338	3.3355	2.9879	3.4035	3.6772
0.3235	3.1401	3.2159	3.3953	3.0037	3.4868	3.7908
0.4	3.2383	3.3254	3.4752	3.0257	3.6101	3.9750

II.8.1.4 Constante diélectrique de haute fréquence

Basé sur les valeurs calculées de l'indice de réfraction n obtenu à partir des différents modèles utilisés.

La constante diélectrique de haute fréquence ϵ_∞ est sous la forme :

$$\epsilon_\infty = n^2 \quad (II. 12)$$

La table II.4 représente la variation de la constante diélectrique de haute fréquence de l'alliage $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}InP$ à partir des différents modèles.

Table II.4: la variation de la constante diélectrique de haute fréquence

Compositio nx	ϵ_{∞} calculé à partir :					
	Moss	Ravindra	Gupta et Ravindra	Hervé et vandamme	Reddy et Anjaneyulu	Reddy et Ahmmed
0	8.9772	9.1264	10.5833	8.7616	10.8840	12.5677
0.045	9.006	9.1687	10.6178	8.8108	10.9263	12.623
0.0909	9.072	9.2768	10.7014	8.8298	11.0297	12.7598
0.1369	9.1693	9.4138	10.8083	8.8541	11.1656	12.942
0.1831	9.2951	9.5945	10.9494	8.8869	11.3481	13.1914
0.2296	9.458	9.8207	11.1255	8.9875	11.5838	13.5217
0.3235	9.8602	10.342	11.528	9.0222	12.1577	14.3701
0.4	10.4865	11.0582	12.077	9.1548	13.0328	15.8006

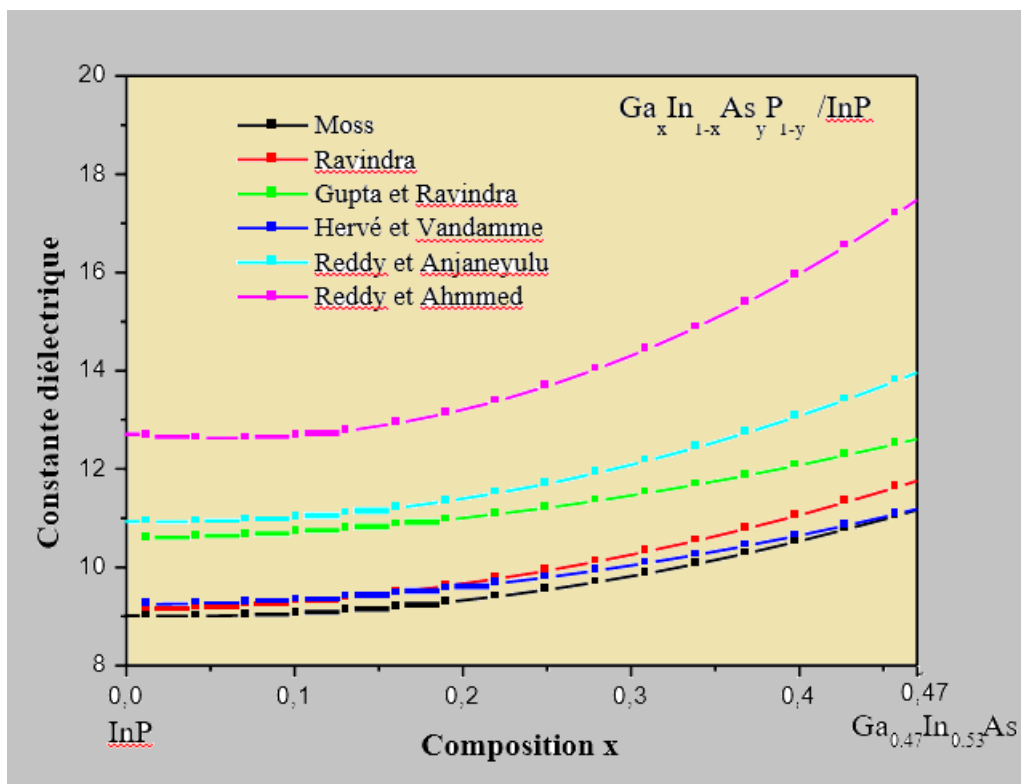


Figure II. 6: La variation de la constante diélectrique de haute fréquence de l'alliage $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}/InP$ des six modèles

II.8.2 Ternaire (AlGaAs)

Le paramètre du réseau a de ces alliages est calculé en utilisant la loi de Vegard

$$a_{AlGaAs}(x) = xa_{AlAs} + (1 - x)a_{GaAs}. \tag{II. 13}$$

Où a_{AlAs} , a_{GaAs} sont les constantes du réseau AlAs et GaAs

Pour le composé ternaire $Al_xGa_{1-x}As$, les données des paramètres de réseau en fonction de la composition x ($0 \leq x \leq 0.4$) sont illustrées sur la Table II.5

Table II.5: Paramètres de réseau de AlGaAs en fonction de la composition x

La composition x	a ($Al_xGa_{1-x}As$) (Å)
0	5.6536
0.045	5.6539
0.0909	5.6542

0.1369	5.6545
0.1831	5.6548
0.2296	5.6551
0.3235	5.6558
0.4	5.6563

II.9 Avantages des VCSELs [47].

- Possibilité de réaliser des matrices de ces composants pour des applications d'interconnexions parallèles et de multiplexage en longueur d'onde.
- Efficacité de couplage élevée avec la fibre optique
- Fonctionnement monomode vertical.
- Seuil d'oscillation laser bas causé par une petite quantité de couche active.
- Fréquence de modulation élevée et rendement quantique élevé.

II.10 Conclusion

Comme nous l'avons montré dans ce chapitre, les lasers que nous nous sommes proposé d'étudier sont basés sur une géométrie particulière de cavité verticale à émission émergeant de la surface. Nous avons donc dressé dans cette section les différents fondamentaux des lasers à émission par la surface de type VCSEL. Cette section rappelle l'essentiel et le principe de fonctionnement de ses éléments constitutifs. Nous avons présenté des méthodes pour déterminer les paramètres importants de ces composants. Enfin, nous rappelons les valeurs des grandeurs physiques liées aux systèmes matériels que nous avons utilisés pour les modéliser et ainsi prédire leurs propriétés.

III.1 Introduction

La VCSEL et comme tout composant électronique, la température est l'un des paramètres qui influe considérablement sur leur performance. L'étude de leur fiabilité s'avère nécessaire et attire l'intention de chercheurs actuels dont le but d'améliorer leur performances. Partant de ceux-ci, le but de ce chapitre III est la simulation d'une VCSEL sous stress thermique tout en mettant en évidence l'effet de la température sur ses performances. Notre stratégie repose en premier lieu sur la présentation du logiciel Silvaco utilisé, et son intérêt dans notre étude.

En deuxième lieu, nous allons utiliser le modèle de notre VCSEL dans Silvaco Atlas. Une fois le modèle développé et validé, nous essayons de soumettre notre VCSEL sous l'effet d'un stress thermique afin d'évaluer ses performances et son impact à supporter ce stress.

III.1. Présentation du simulateur Silvaco (Silicon Valley Corporation)

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est un environnement logiciel pour la conception et la prédiction des performances des dispositifs semi-conducteurs. Cet outil est utilisé pour modéliser des dispositifs semi-conducteurs avant fabrication. Le module TCAD-SILVACO peut être utilisé pour [48] :

- Simulation d'étapes technologiques de fabrication telles que « ATHENA, SSupreme3, SSupreme4, etc. »
- La simulation électrique de dispositifs tels que les diodes, les MOSFET, les transistors bipolaires, est réalisée par le module ATLAS.
- Virtual Wafer Fab pour automatiser la simulation de fabrication de Wafer.

Dans notre étude, les simulations vont être réalisées en utilisant ATLAS.

III.1.1 DECKBUILD

DECKBUILD est un environnement d'exécution graphique et interactif pour le développement des entrées de simulation, de processus et de dispositifs. Il se compose d'une fenêtre pour la création et l'édition de notre syntaxe, d'une fenêtre pour la sortie et le contrôle des simulateurs, et d'un ensemble de fenêtres contextuelles pour chaque simulateur qui fournissent un langage complet et un support d'exécution

DECKBUILD est un outil extrêmement puissant et flexible, facile à utiliser et offrant de nombreuses fonctions automatisées qui nécessitaient auparavant l'intervention de l'utilisateur.

Parmi ces fonctionnalités, DECKBUILD est capable de générer une syntaxe de simulateur sans erreur à partir de fenêtres pop-up conviviales. Cette fonctionnalité permet une transition transparente d'un simulateur à l'autre, la définition automatique des informations de maillage et de masque, et l'application des facilités de mesure (extraction) intégrées. Avant DECKBUILD, ces tâches nécessitaient souvent l'intervention de l'utilisateur et prenaient énormément de temps. En automatisant ces tâches, DECKBUILD vous permet de vous concentrer sur le véritable travail à accomplir [49] : la simulation précise dans la Figure III.1.

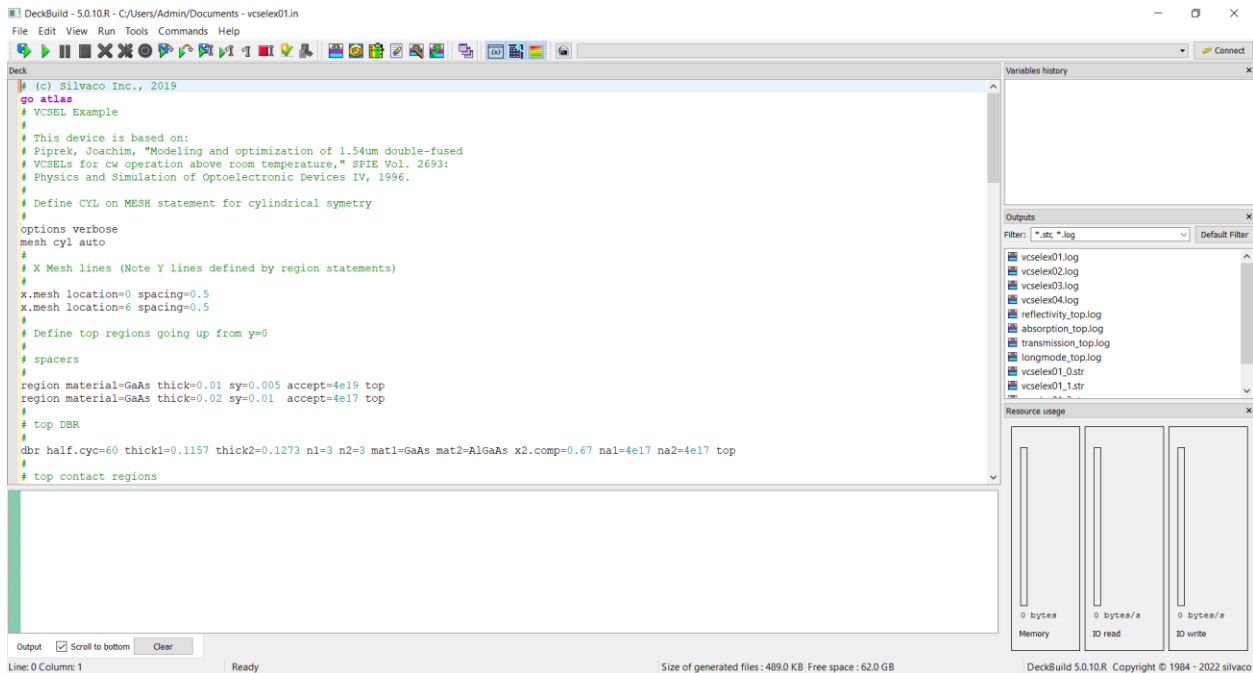


Figure III. 1: Interface DECKBUILD

III.1.2 Atlas

ATLAS a été développé pour être utilisé comme outil de base dans un environnement de simulation VWF. Il fournit des fonctionnalités communes pour simuler des dispositifs à semi-conducteurs et peut prédire les caractéristiques électriques dans le domaine continu, transitoire ou fréquentiel [49]. ATLAS utilise deux fichiers d'entrée.

- Le premier fichier est le texte qui contient les commandes pour exécuter ATLAS.
- Le second est un fichier de structure simulée.

ATLAS produit trois types de sortie :

- Exécuter la sortie : Ce type affiche les messages de progression, d'erreur et d'avertissement pendant que la simulation est en cours.
- Fichier journal : Toutes les tensions et tous les courants aux bornes sont stockés ici.
- Fichier de solution : Stocke les données 2D et 3D liées à la valeur de la variable de solution de l'appareil à un point de fonctionnement particulier [48].

III.1.3 Athena

Le logiciel de simulation ATHENA de SILVACO fournit des fonctionnalités générales pour la simulation numérique, physique et bidimensionnelle du traitement des semi-conducteurs. Ces structures physiques sont utilisées par ATLAS comme entrées. Il traite la simulation comme une séquence d'événements consécutifs et la simule souvent en même temps qu'ATLAS [49].

III.1.4 TONYPLOT

TONYPLOT a pour rôle d'afficher les résultats de simulation. Il offre des capacités complètes pour visualiser et analyser les caractéristiques de sortie (structure des composants électroniques, configuration de dopage et caractéristiques électriques) [48].

La figure ci-dessous montre la structure d'une VCSEL affiché dans TONYPLOT.

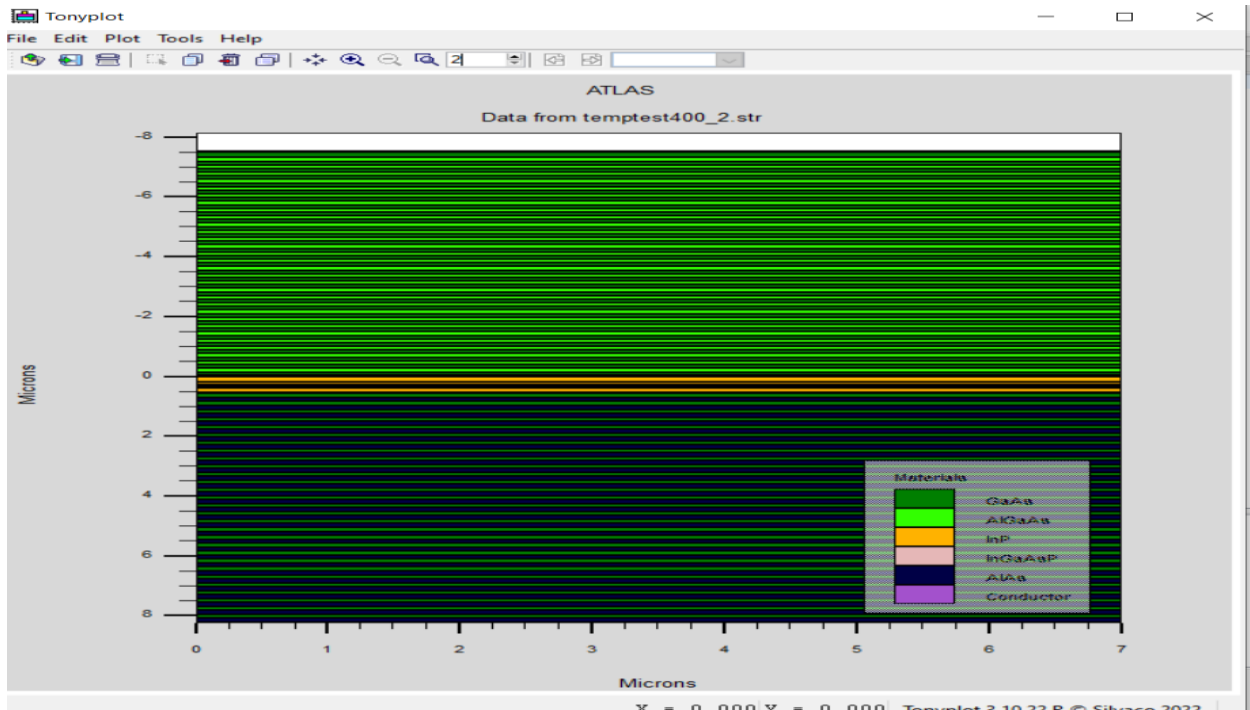


Figure III. 2: Affichage de la structure VCSEL sous TONYPLOT

III.1.5 Le Maillage :

Le maillage joue un rôle important dans l'obtention d'une bonne simulation. Cela doit être fait avec beaucoup de soin pour garantir la fiabilité des résultats. La partie grille est la définition d'une série de lignes horizontales et verticales et l'espacement entre elles, cet espacement doit être choisi en fonction de la taille de la pièce de notre appareil. La précision de la simulation dépend de l'état du maillage. Des maillages plus épais produisent des simulations rapides, mais des résultats moins précis. Alors qu'un maillage plus fin produit des simulations plus lentes, mais des résultats plus précis. Donc du point de vue des résultats de simulation, le maillage fin est plus intéressant.

Exemple traité pour se familiariser avec le logiciel dans les Figure III.3-a et Figure III.3-b:

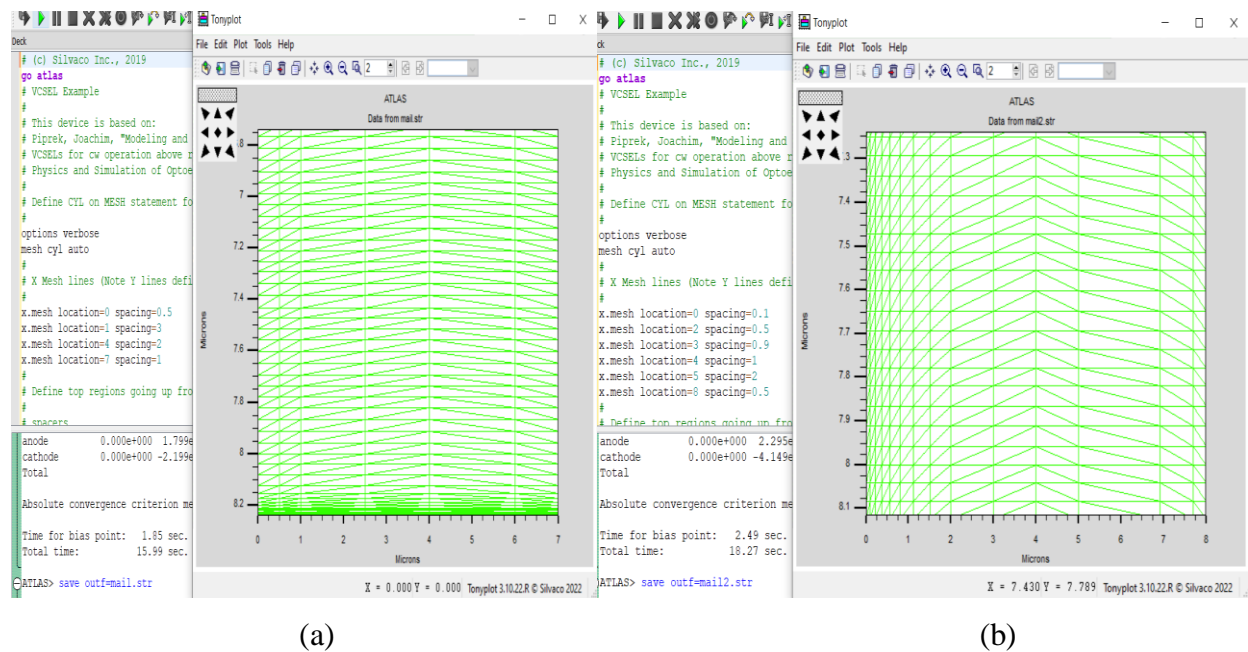


Figure III. 3: Exemple de maillage

Silvaco met à la disposition de l'utilisateur le choix de maillage. On voit bien dans les deux exemples cités ci-dessus, la différence de raffinement dans le maillage, car dans le 1^{er} exemple l'espacement entre deux nœuds successives est de 0.5, quant au deuxième exemple, l'espacement est de 2 (on voit bien qu'il prend 2 cases pour le maillage).

III.1.6 Bases sous Silvaco

Toute programmation dans le logiciel <SILVACO-Atlas> commence par <Go Atlas> qu'on introduit dans DeckBuild pour Silvaco, accepte un fichier d'entrée contenant une série

d'instructions. Chaque instruction est constituée d'un mot-clé, qui doit apparaître en premier pour l'identifier ainsi que d'un ensemble de paramètres

Les instructions sous SILVACO sont souvent de la forme :

<STATEMENT> <PARAMETER> = <VALUE>

On utilise l'instruction « # » quand on veut introduire un commentaire, et c'est une instruction qui n'est pas prise en compte par le logiciel.

Tout comme Matlab, Silvaco ne prend pas en compte le fait d'écrire en majuscule ou en minuscule, et il peut lire au maximum 256 caractères sur une seule et même ligne [49].

III.1.7 Logique de simulation avec Atlas

Atlas donne une grande importance à l'ordre des déclarations dans le fichier d'entrée. Les cinq ensembles d'instructions doivent apparaître dans le bon ordre. Dans le cas contraire, un message d'erreur apparaîtra, pouvant entraîner une exécution erronée ou l'arrêt du programme. Par exemple, si les paramètres de matériaux ou les modèles sont définis dans le mauvais ordre, ils ne peuvent pas être utilisés dans le calcul [49].

<i>Group</i>		<i>Statements</i>
1. Structure Specifcation	—————	MESH REGION ELECTRODE DOPING
2. Material Models Specifcation	—————	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
3. Numerical Method Selection	—————	METHOD
4. Solution Specifcation	—————	LOG SOLVE LOAD SAVE
5. Results Analysis	—————	EXTRACT TONYPLOT

Figure III. 4: Commandes et instructions principales dans Atlas [14]

III.2. Simulation d'une VCSEL dans SILVACO ATLAS

L'approche utilisée dans ce chapitre repose en premier lieu sur la simulation d'une VCSEL sans l'effet de la température par la présentation d'une série de résultats de simulation tels que : gain optique, intensité lumineuse, caractéristique I-V...etc. En deuxième lieu une fois étant sûrs de la validation du modèle de la VCSEL, nous allons la soumettre sous l'influence d'un stress thermique par la variation de la température. A travers les résultats obtenus, nous allons analyser son comportement électrique et optique et évaluer ainsi ses performances.

III.2.1. Simulation d'une VCSEL sans stress thermique :

III.2.1.1. Présentation de notre structure VCSEL

La structure de notre VCSEL est représentée sur la Figure III.5. Elle se compose d'une cavité formée par deux miroirs réfléchissants dans la direction verticale composés d'empilements de basses et hautes réflexions alternées. Ces structures très réfléchissantes sont appelés réflecteurs de Bragg distribués (DBR) et exige que l'épaisseur de chacune des couches soit exactement un quart de la longueur d'onde laser souhaitée.

Dans notre simulation, on utilise un maillage raffiné dans la zone active, car c'est là où on a besoin plus de précision, au contraire des zones supérieures et inférieures des miroirs de Bragg ou le maillage peut être un peu plus grand. De plus, on utilise une telle approche pour diminuer le temps d'exécution du programme, car plus le maillage est grand plus le problème de convergence se pose, donc il faut prendre soin du maillage et opter vers le choix du maillage raffiné, comme indiqué dans la figure III.6.

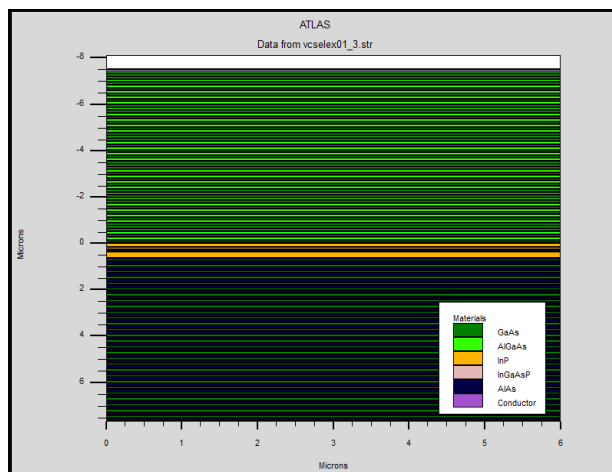


Figure III. 5: Structure du VCSEL sous Silvaco

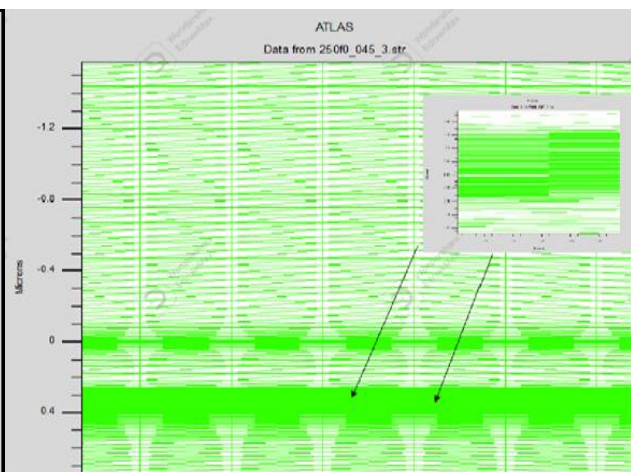


Figure III. 6: Raffinage du maillage d'une VCSEL.

III.2.1.2 Miroirs de Bragg :

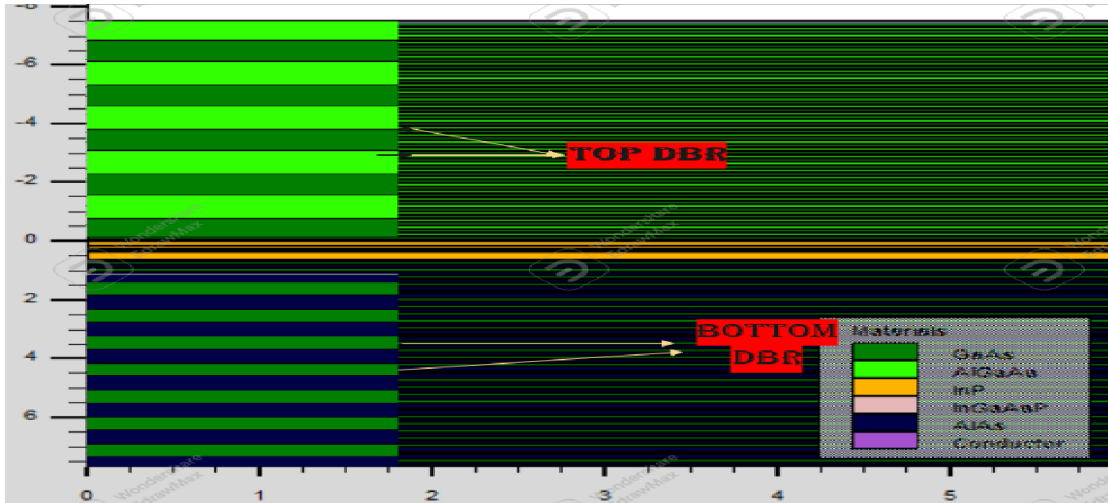


Figure III. 7: Top DBR et Bottom DBR

III.2.1.3 Zone active:

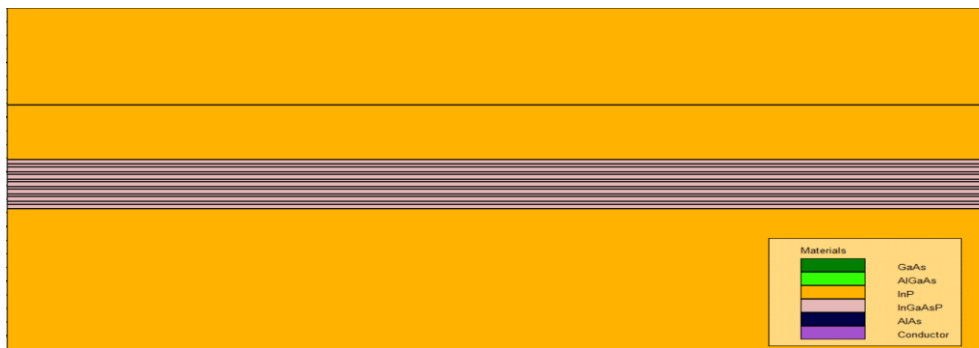


Figure III. 8: Zone active d'une VCSEL sous TONYPLOT

III.2.1.4. Résultats de simulation VCSEL sans stress thermique :

Une série de résultats de simulation est présentée pour notre VCSEL sans aucune influence de l'environnement externe.

➤ *Caractéristiques électriques :*

Nous commencerons par produire un cutline vertical le long de la structure afin de suivre l'évolution et le déplacement des porteurs au sein de notre VCSEL. La Figure III.9 représente les bandes de conduction et de valence et la figure III.10 représente le potentiel.

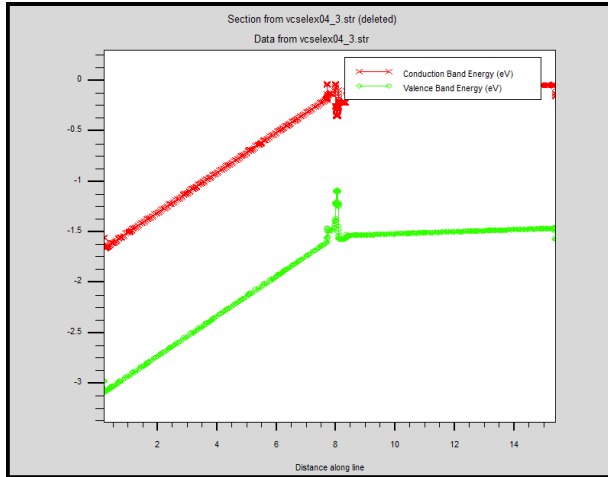


Figure III. 9: les bandes de conduction et de valence

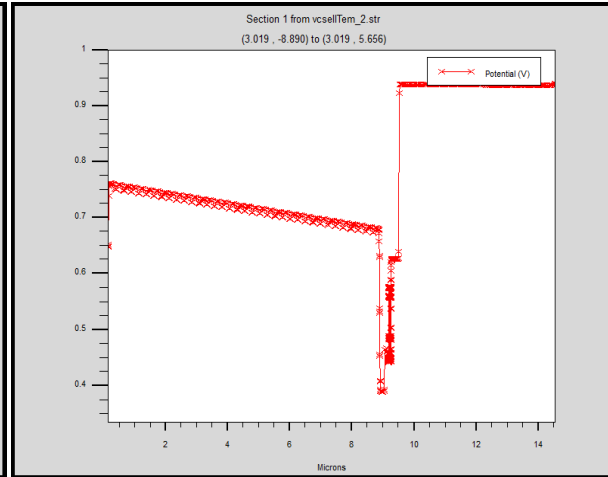


Figure III. 10: le potentiel.

La Figure III.11 illustre la caractéristique I-V de notre VCSEL. Nous constatons que le courant I augmente avec l'augmentation de la tension après une certaine valeur appelée tension de seuil. Au-dessous du seuil, l'émission spontanée est dominante dans la VCSEL, c'est à l'inversion de population n'est pas encore établie.

La figure III.12 illustre la densité du courant de conduction d'une VCSEL.

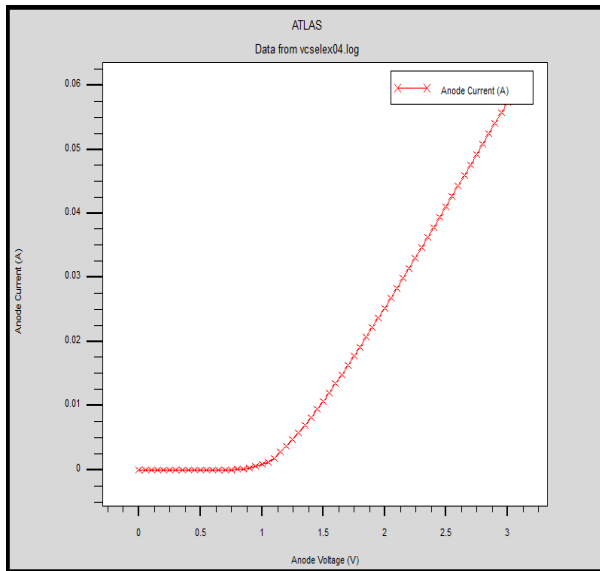


Figure III. 11: Caractéristique I-V.

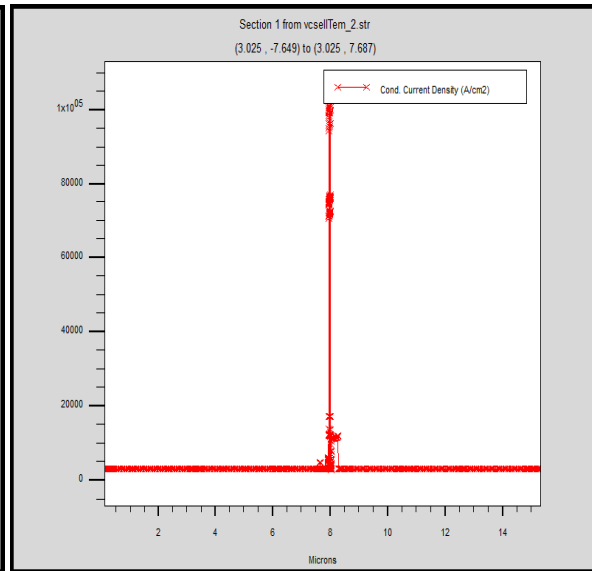


Figure III. 12: la densité du courant de conduction d'une VCSEL.

➤ *Caractéristiques optiques :*

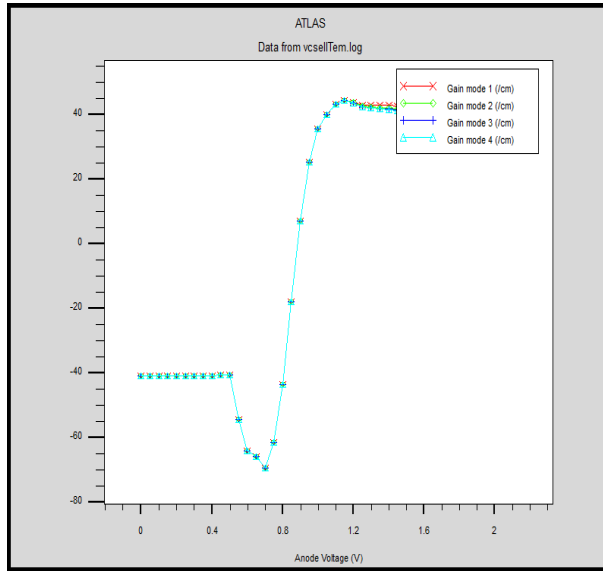


Figure III. 13: Gain optique par les 4 modes d'une VCSEL.

Nous notons que l'absence d'une émission laser quand le gain est négatif. Comme expliqué au-dessus, au-delà de la tension de seuil 0.9V, le gain est devenu positif et induit ainsi une émission laser. Par la suite, le gain devient constant, ce qui traduit et marque la saturation.

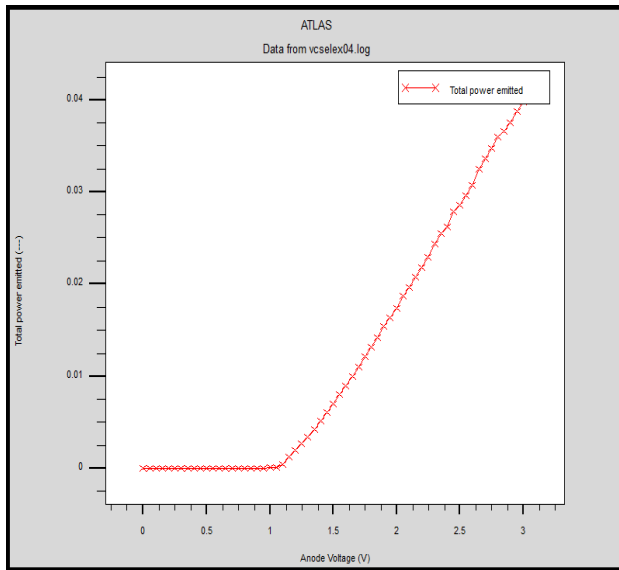


Figure III. 14: Caractéristique P-V.

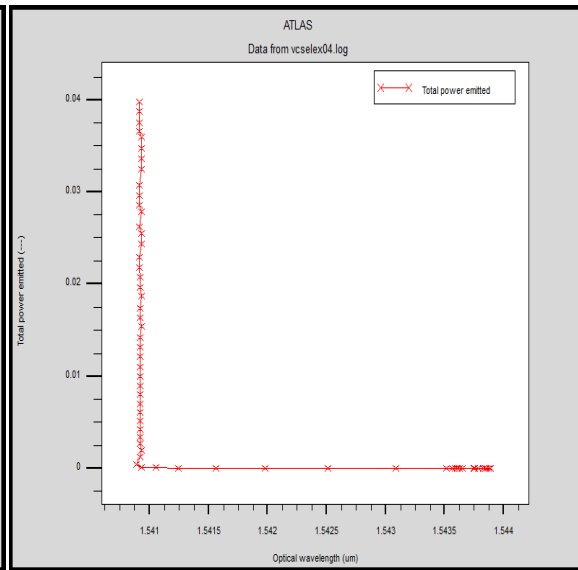


Figure III. 15: évolution de la puissance émise en fonction de la longueur d'onde λ d'une VCSEL.

A travers la Figure III.14, nous notons que la puissance n'émet qu'après une certaine tension de seuil. Au-delà de ce seuil, la puissance émise augmente avec l'augmentation de la tension. Notre VCSEL est conçue pour la longueur d'onde $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ (par le choix des paramètres électroniques et optiques des matériaux utilisés et implantés dans notre simulation) ce qui est observé dans la Figure III.15.

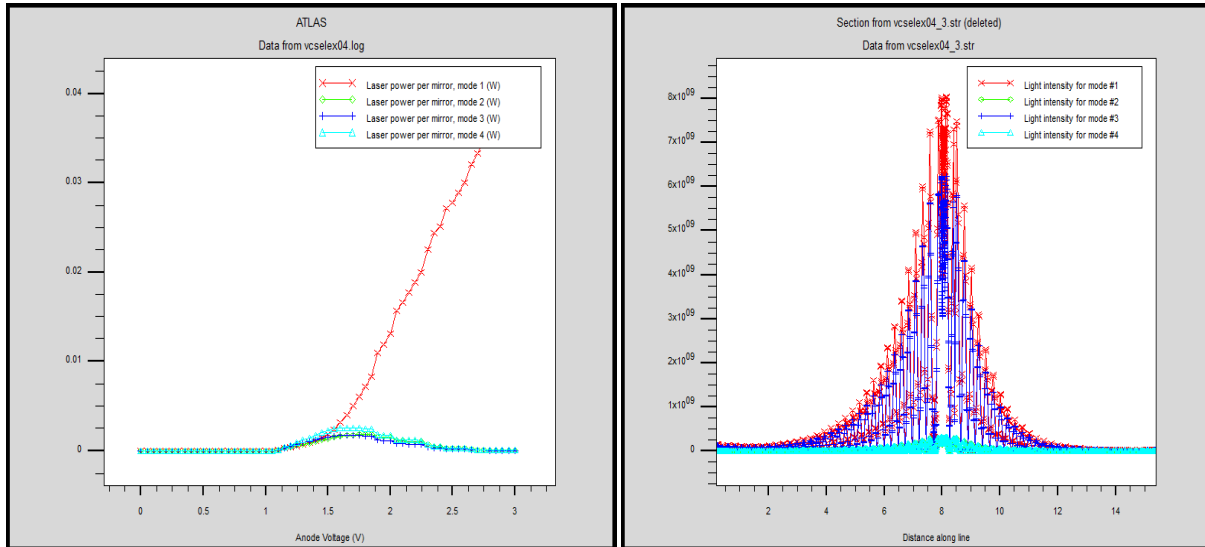


Figure III. 16: Puissance totale émise par mode de transmission ($x=0.24$) d'une VCSEL.

D'après la figure ci-dessus, nous notons qu'au-dessous d'une tension d'environ 1.2V, on n'a pas d'émission laser (puissance nulle). Au-delà de cette valeur la puissance émise pour le mode 1 augmente rapidement à des valeurs élevées. En revanche, pour les modes restants la puissance émise augmente jusqu'à 1.26V puis elle s'annule.

➤ **Coefficient d'absorption :**

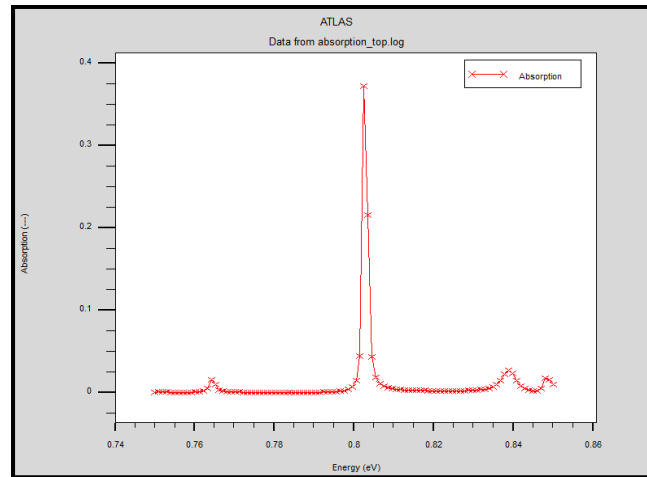


Figure III. 17: Puissance totale émise par mode de transmission ($x=0.24$) d'une VCSEL.

Nous notons que d'après la figure précédente, l'absorption est plus importante pour une marge d'énergie qui varie entre 0.80eV et 0.806eV.

➤ **Coefficient de transmission et de réflexion :**

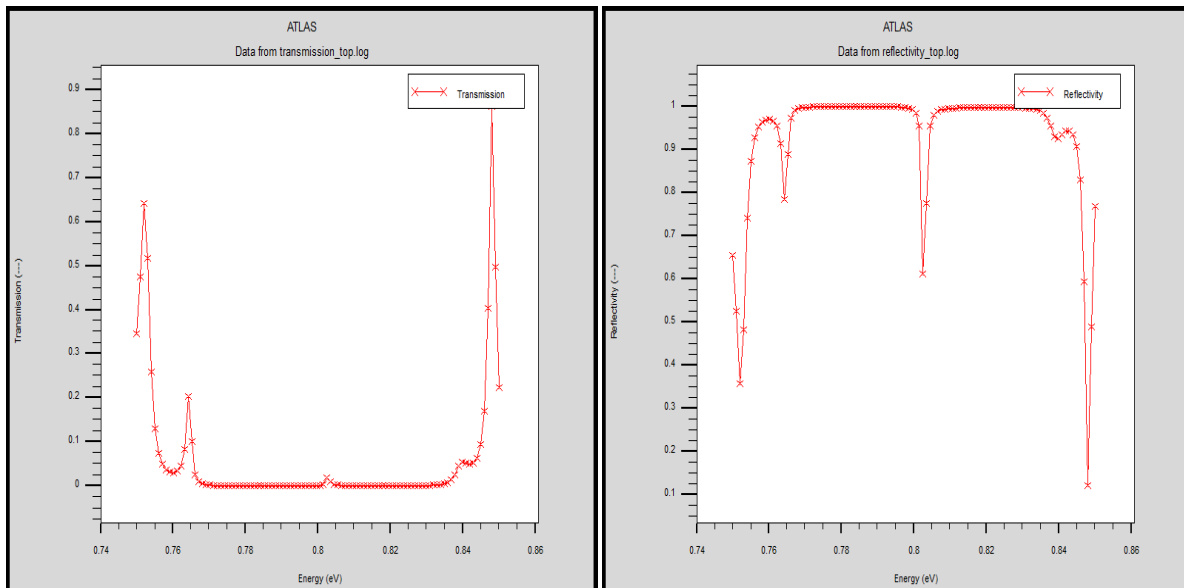


Figure III. 18: coefficient de transmission et de réflexion ($x=0.24$) d'une VCSEL.

III.2.2. Simulation d'une VCSEL sous stress thermique :

Dans cette partie du chapitre III, nous allons soumettre notre VCSEL sous l'influence d'un stress thermique par la variation de la température afin d'évaluer ses performances. Une

série de variations de la température est utilisée afin d'assurer une comparaison rigoureuse des caractéristiques électriques (BC BV, potentiel,..) et optiques (gain optique, Intensité lumineuse, etc..) de notre VCSEL.

III.2.2.1. Résultats de simulation pour une température $T=200^{\circ}K$:

Dans cette partie, nous allons présenter une série de résultats de simulations obtenus tout en mettant en évidence l'effet de la température. Ces résultats de simulation sont obtenus soit par le fichier.str ou le fichier.log qu'offre le logiciel Silvaco.

A cet effet, un cutline vertical a été réalisé au milieu de la structure du VCSEL (pour une fraction molaire $x=0.24$) afin d'extraire des paramètres électriques et optiques intéressants pour analyser et étudier les performances de notre VCSEL sous l'effet de la température.

a. Intensité lumineuse :

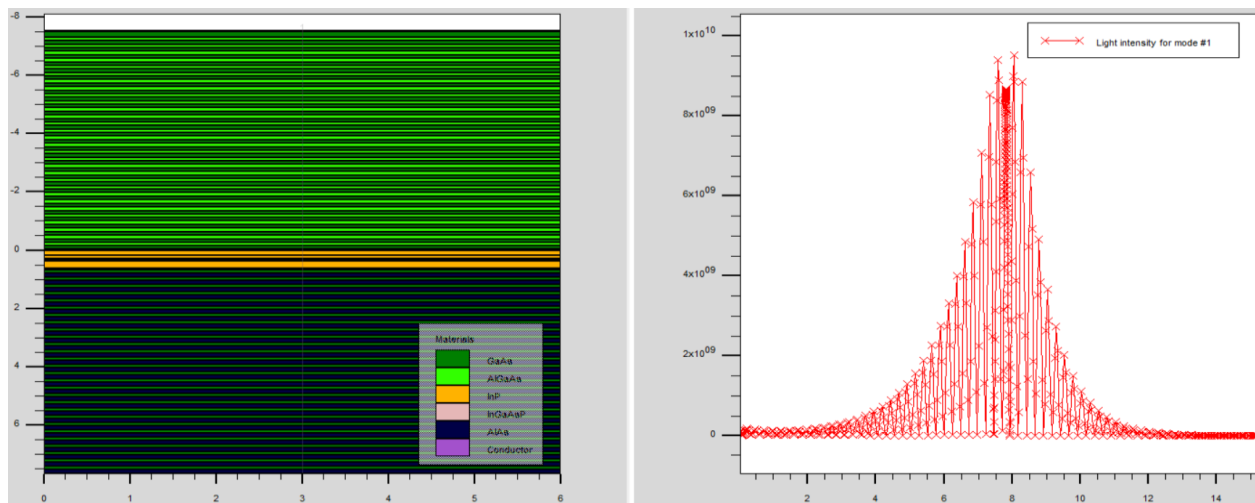


Figure III. 19: Intensité lumineuse en fonction de la profondeur pour $T=200K$.

On remarque que l'intensité lumineuse est bien plus dense dans la zone active, car c'est là où les photons sont générés en étant stimulés comme expliqué déjà dans le chapitre I, et sa valeur atteint les 10^{10} SI (système international) au pic de la région active, mais est de moins en moins significatif dans les autres régions du VCSEL.

b. Bande valence-bande de conduction :

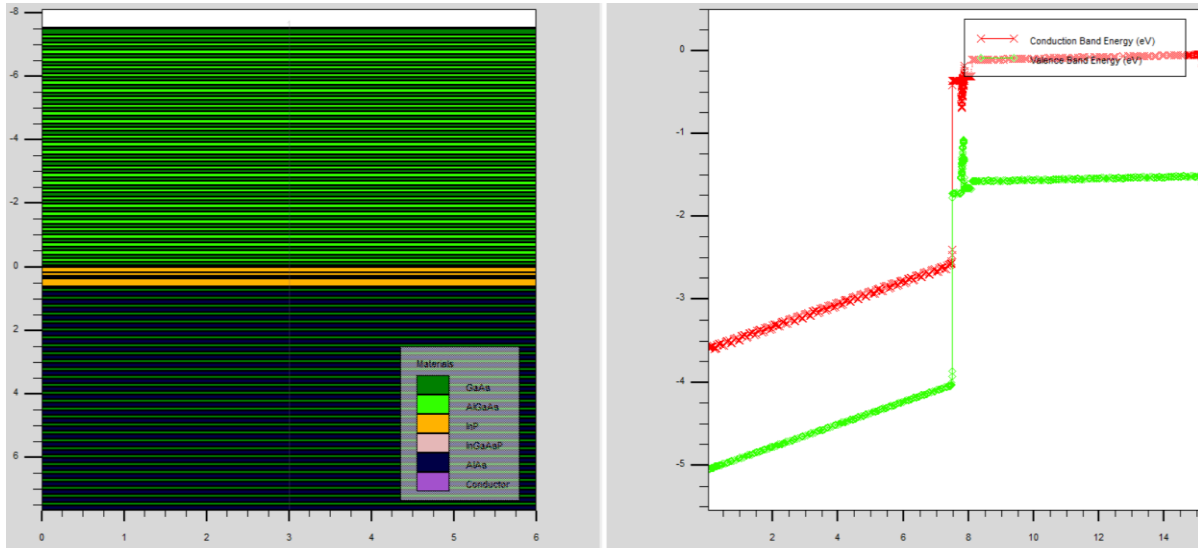


Figure III. 20: BV et BC en fonction de la profondeur pour $T=200K$.

La bande de conduction, tout comme la bande de valence ont des valeurs plus significatives dans le miroir inferieur de Bragg.

c. Dopage :

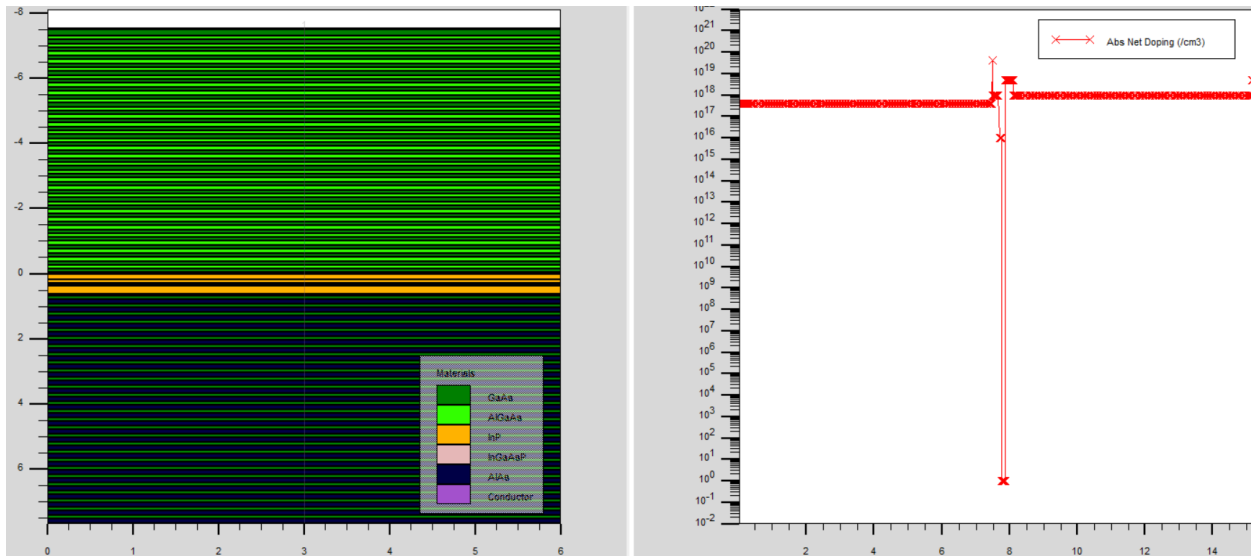


Figure III. 21: Dopage en fonction de la profondeur pour $T=200K$.

d. Recombinaison radiative :

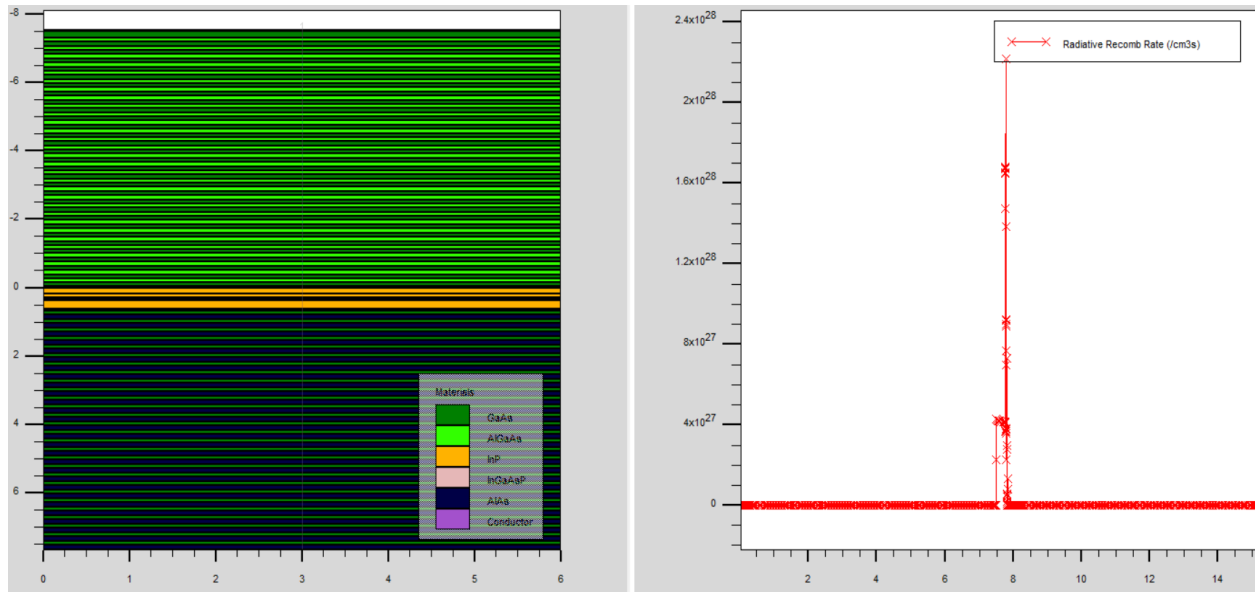


Figure III. 22: Recombinaison radiative en fonction de la profondeur pour $T=200K$.

La recombinaison radiative est comme le dopage. Elle intervient dans la région active seulement, car c'est là que ce phénomène intervient, contrairement aux autres régions, donc on a un pic dans cette région-là.

e. Potentiel

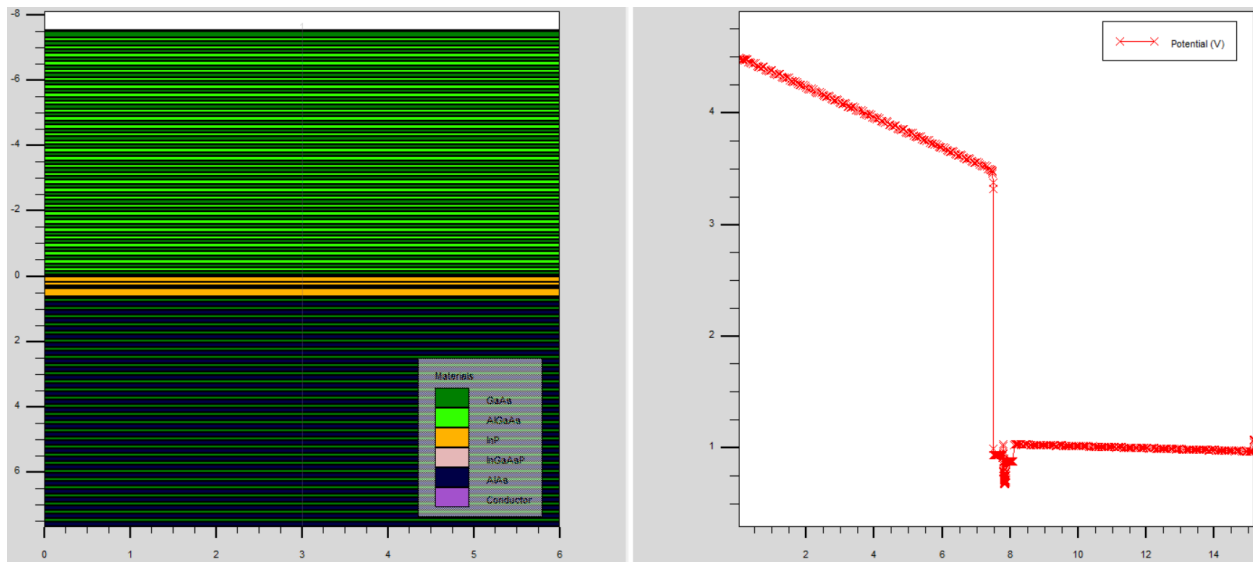


Figure III. 23: Potentiel en fonction de la profondeur pour $T=200K$.

Le potentiel est assez significatif dans la zone supérieure du miroir de Bragg, et assez minime dans la zone active et dans le miroir inférieur de Bragg.

f. Gain :

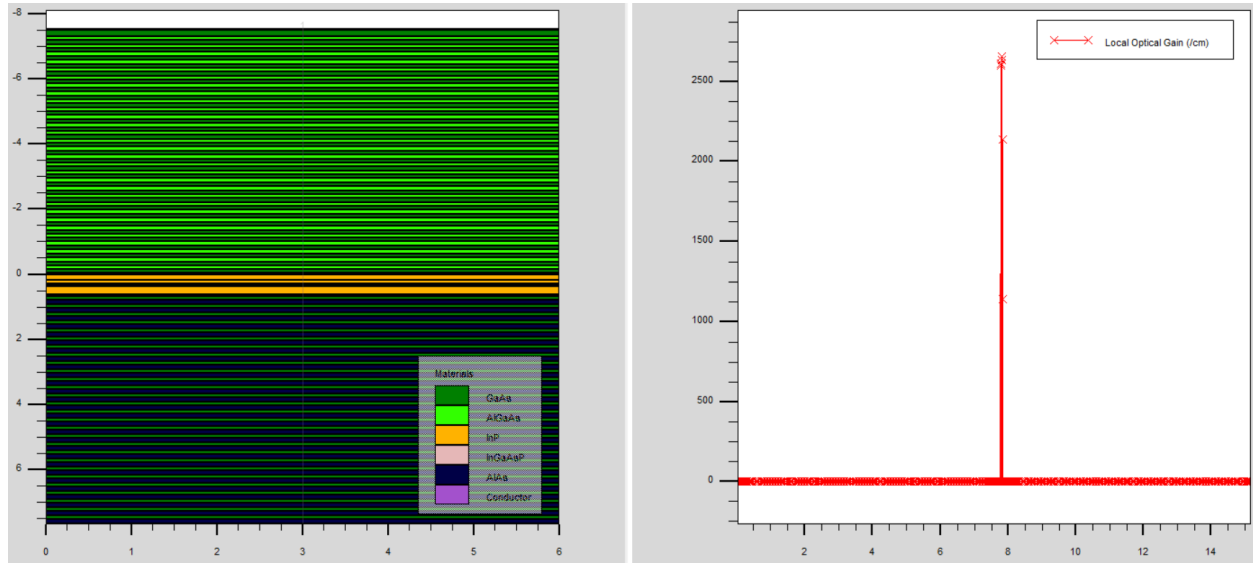


Figure III. 24: Gain en fonction de la profondeur pour $T=200K$.

III.2.2.2. Résultats de simulation pour une température $T=300^{\circ}K$:

a. Intensité lumineuse :

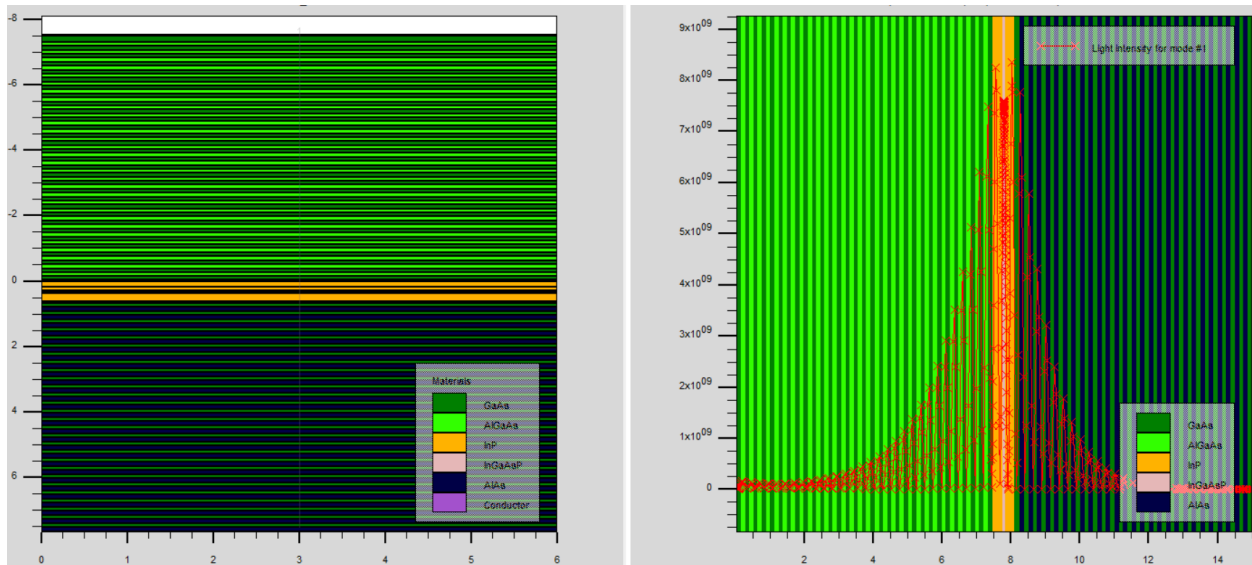


Figure III. 25: Intensité lumineuse pour $T=300K$.

La même méthodologie est utilisée où nous constatons que l'intensité lumineuse est moins dense dans la zone active pour une température de 300°K que pour une température de 200°K. Son maximum se situe dans la région active et atteint plus de 8×10^9 SI.

b. Bande valence-bande de conduction :

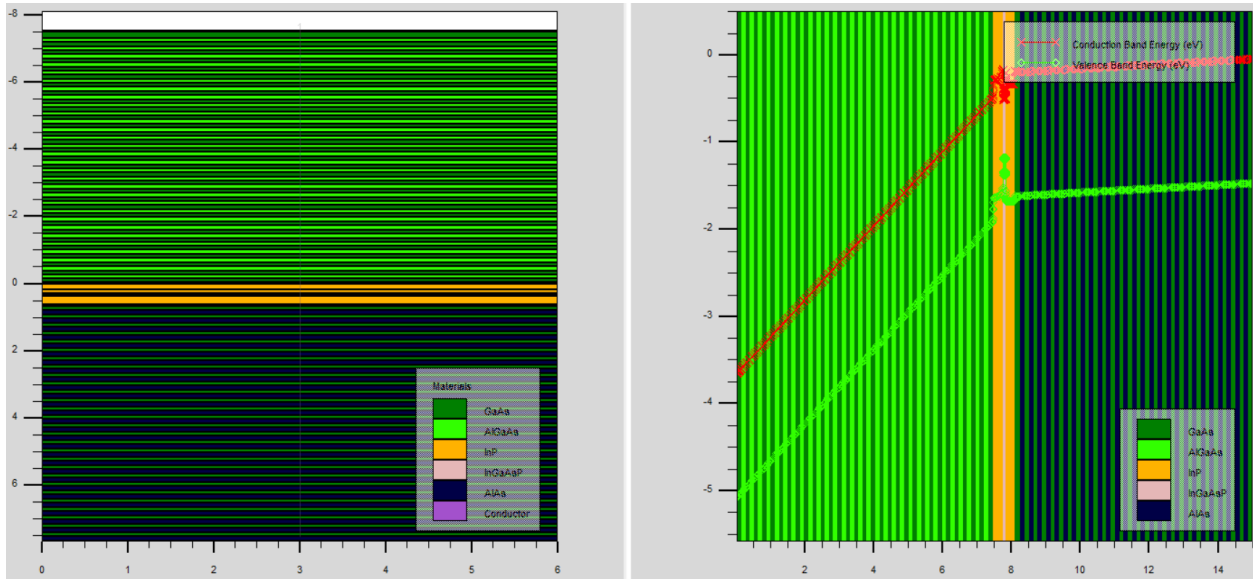


Figure III. 26: Bande de conduction et de valence a T=300K.

c. Dopage :

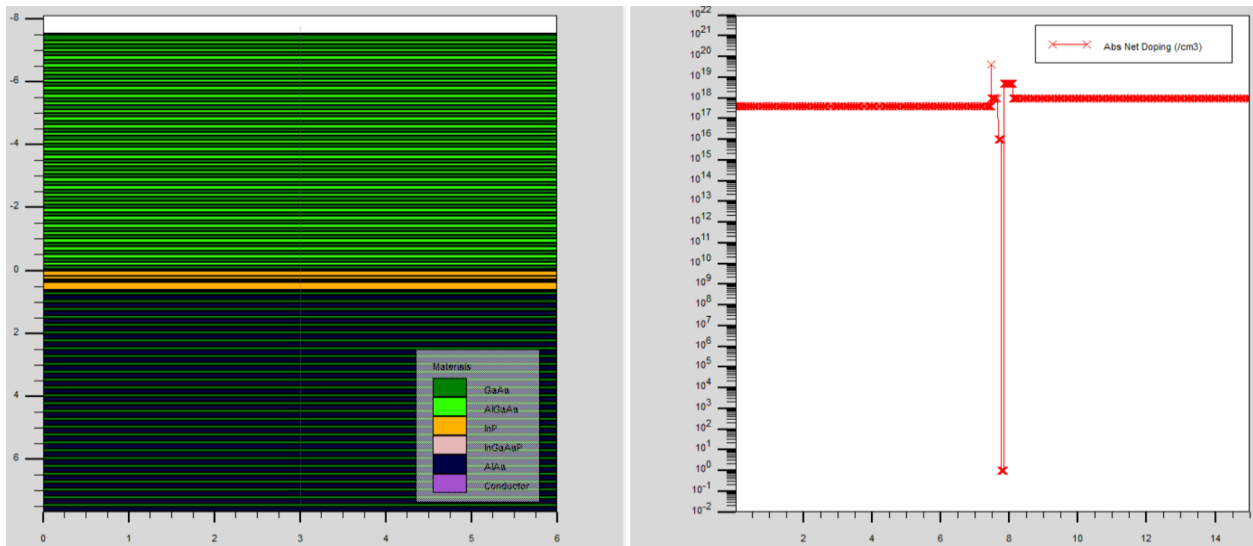


Figure III. 27: Dopage pour T=300K.

D'après la figure III.27, le dopage est réalisé dans les miroirs de Bragg.

Pour les deux barrières de l'InP, il n'y a pas de dopage comme on l'a vu dans les chapitres précédents, c'est pour cela qu'il est assez significatif dans ces deux zones (miroirs de Bragg), mais on y trouve aucune différence avec le dopage précédent.

d. Recombinaison radiative :

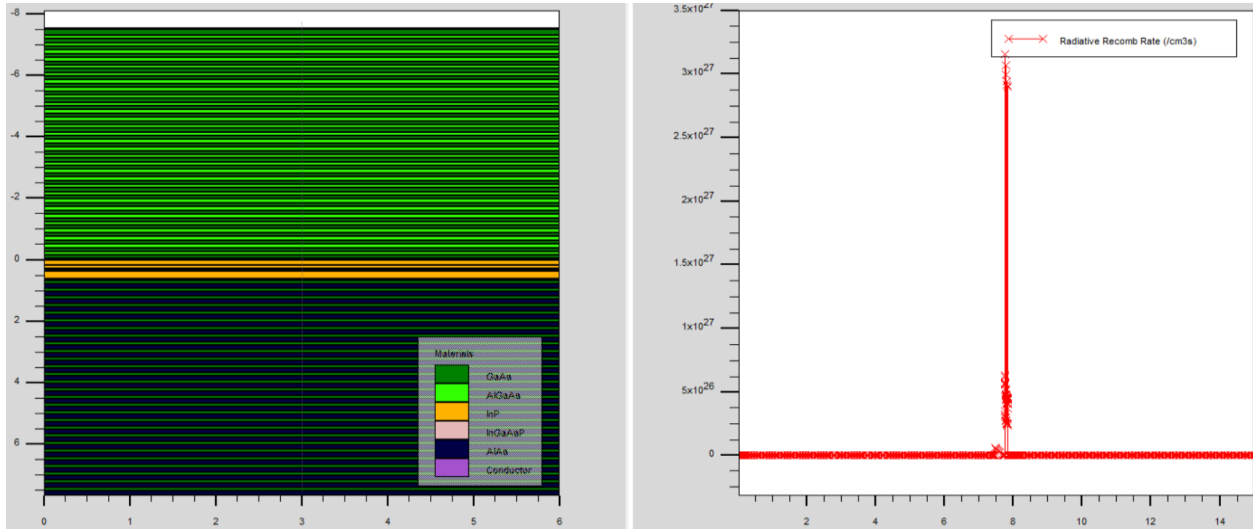


Figure III. 28: Recombinaison radiative a $T=300K$.

La recombinaison radiative est plutôt grande mais reste inférieure à celle de $200^{\circ}K$.

e. Potentiel :

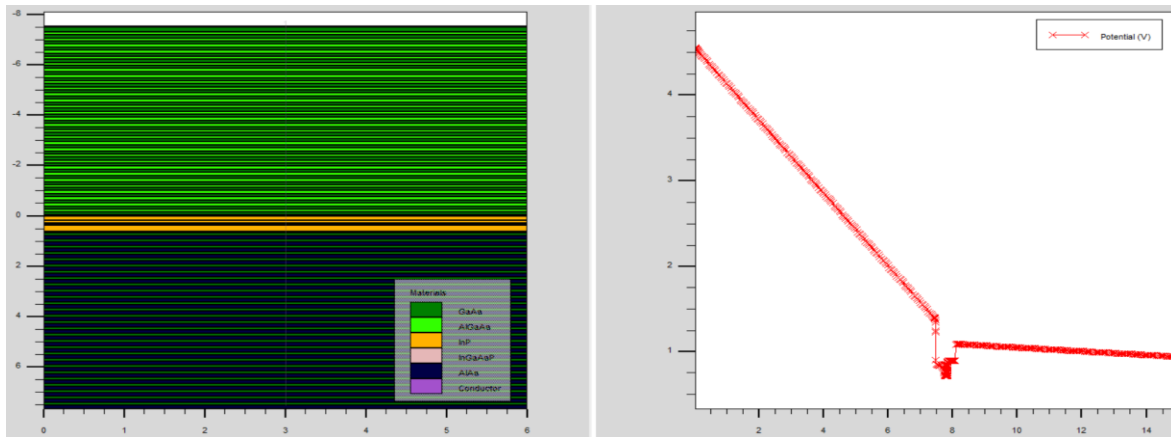


Figure III. 29: Le potentiel pour $T=300K$.

f. Gain :

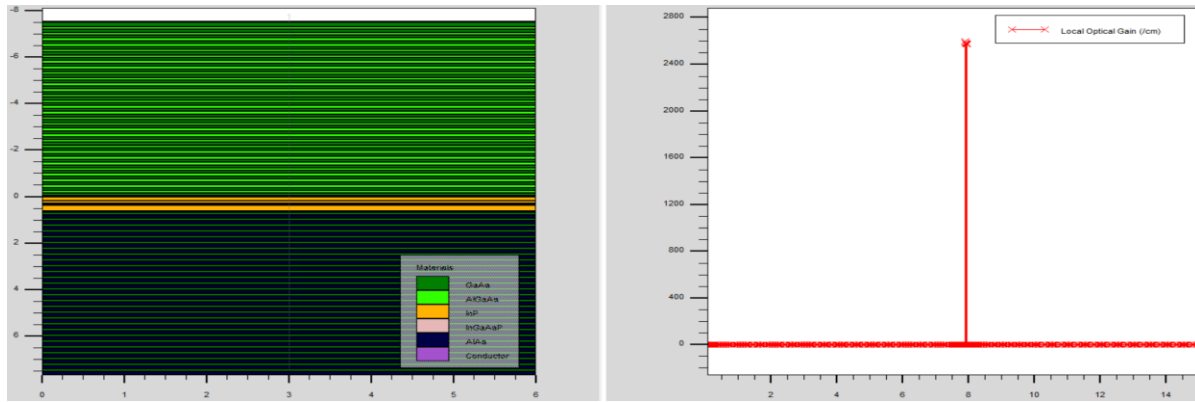


Figure III. 30: Le gain pour $T=300K$.

III.2.2.3. Résultats de simulation pour une température $T=350^{\circ}K$:

a. L'intensité lumineuse :

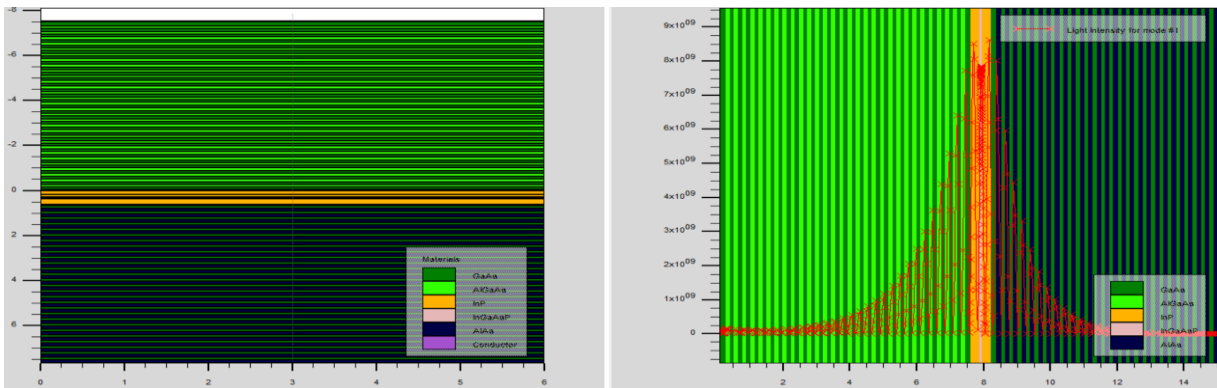


Figure III. 31: Intensité lumineuse pour $T=350K$.

Nous constatons que pour $350^{\circ}K$, l'intensité de la lumière est assez significative dans la zone active, ce qui est normal, et le taux d'intensité est assez équivalent à la température précédente qui est de $300^{\circ}K$.

b. Bande de conduction et bande de valence :

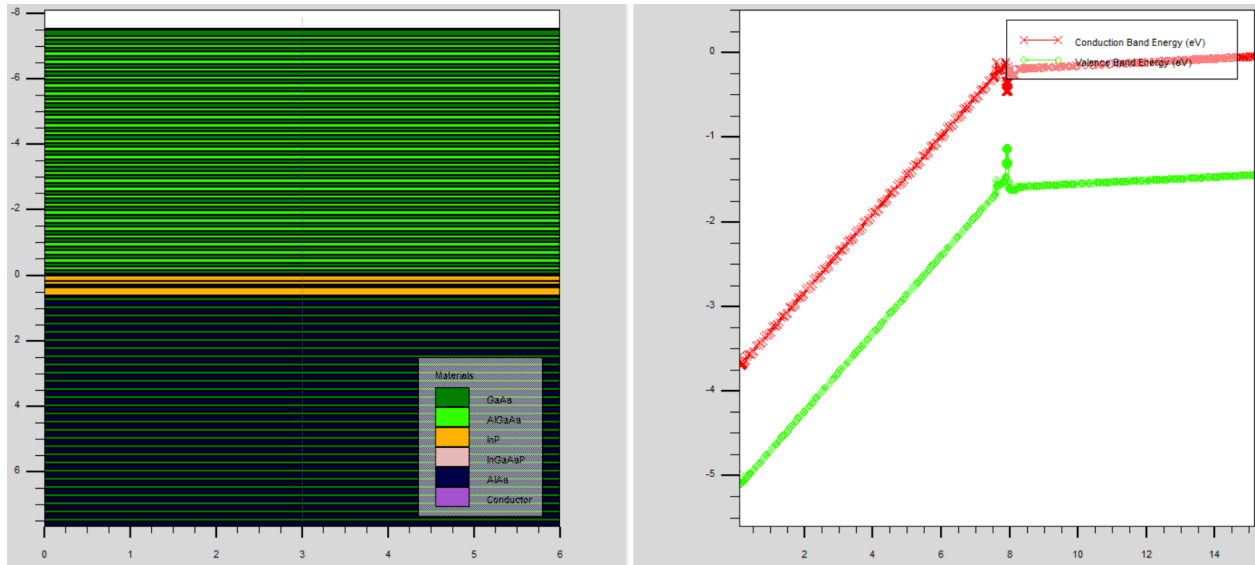


Figure III. 32: La bande de conduction et de valence pour $T=350K$.

c. Dopage :

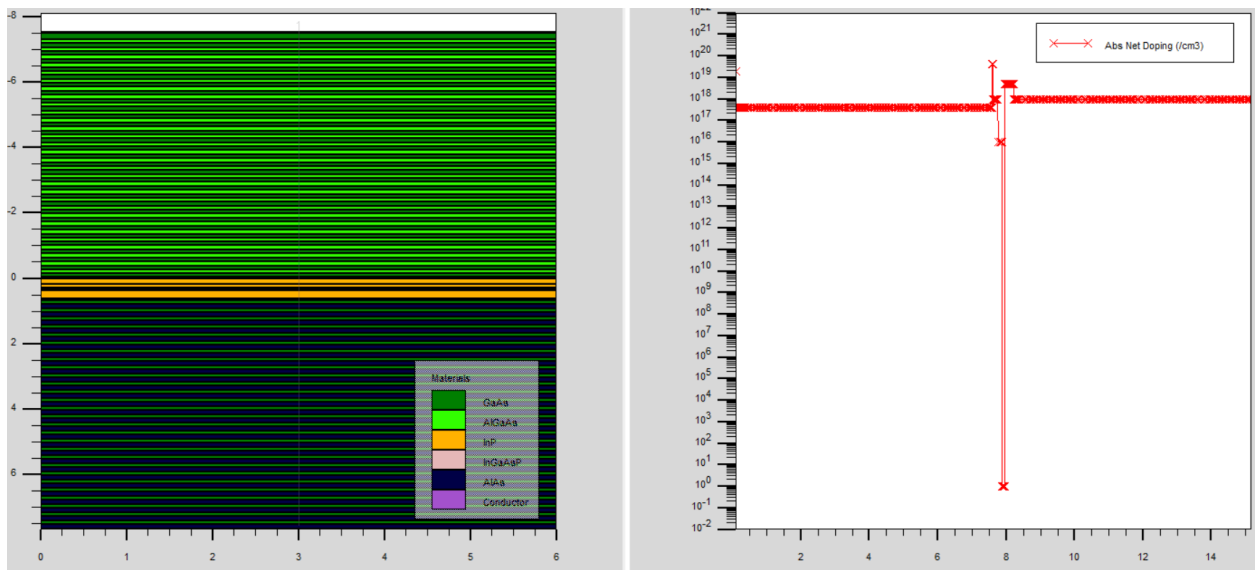


Figure III. 33: Dopage pour $T=350K$.

d. Recombinaison radiative :

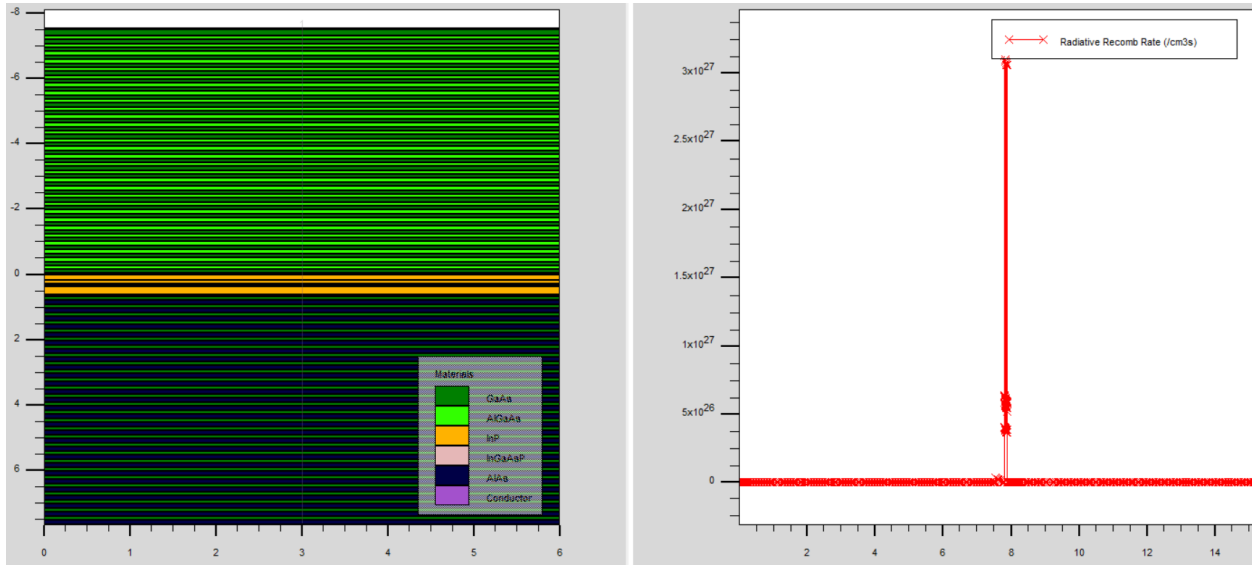


Figure III. 34: La recombinaison radiative pour $T=350\text{K}$.

La recombinaison radiative est assez grande, mais reste moins élevée que pour $T=200\text{K}$.

e. Potentiel :

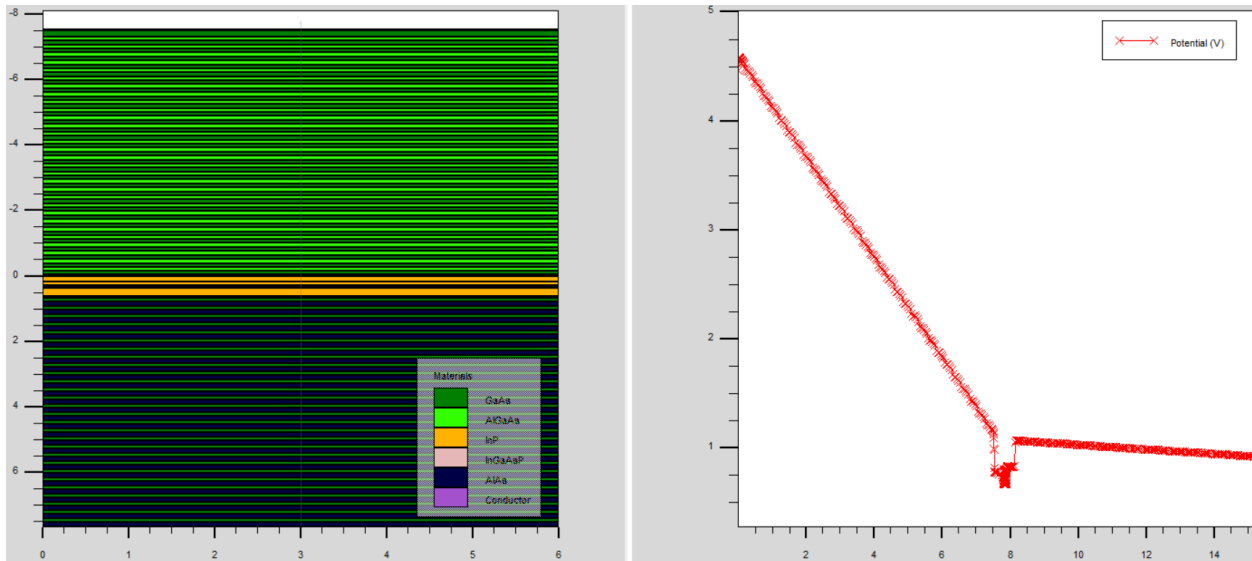


Figure III. 35: Potentiel pour $T=350\text{K}$.

f. Gain

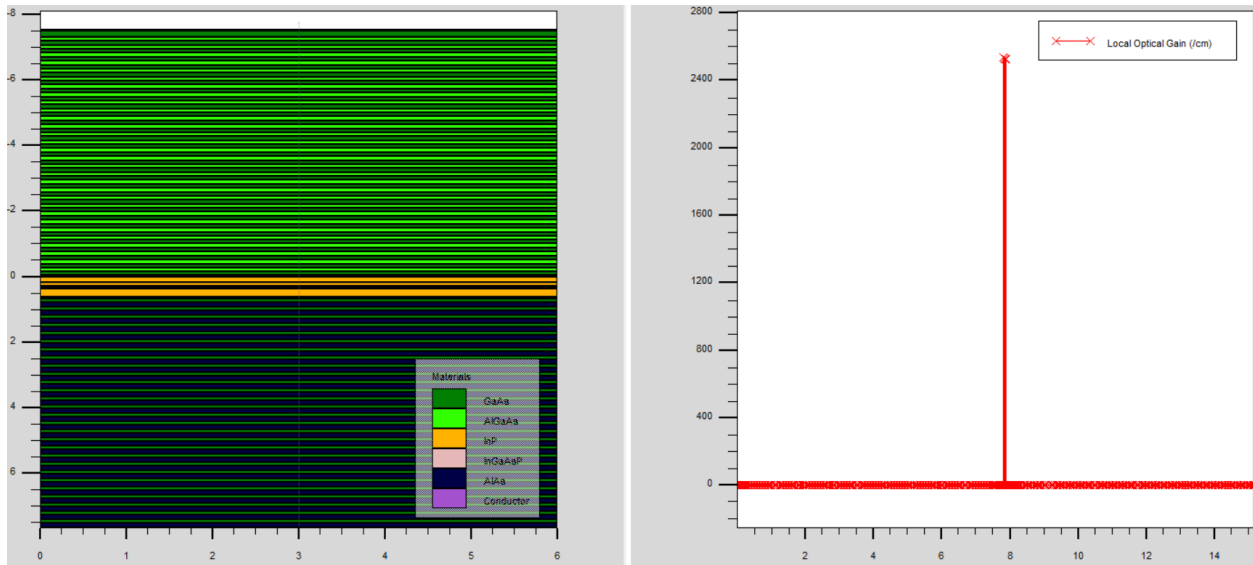


Figure III. 36: Le gain pour $T=350K$.

III.2.2.4. Résultats de simulation pour une température $T=251\text{ }^\circ\text{K}$:

a. L'intensité lumineuse :

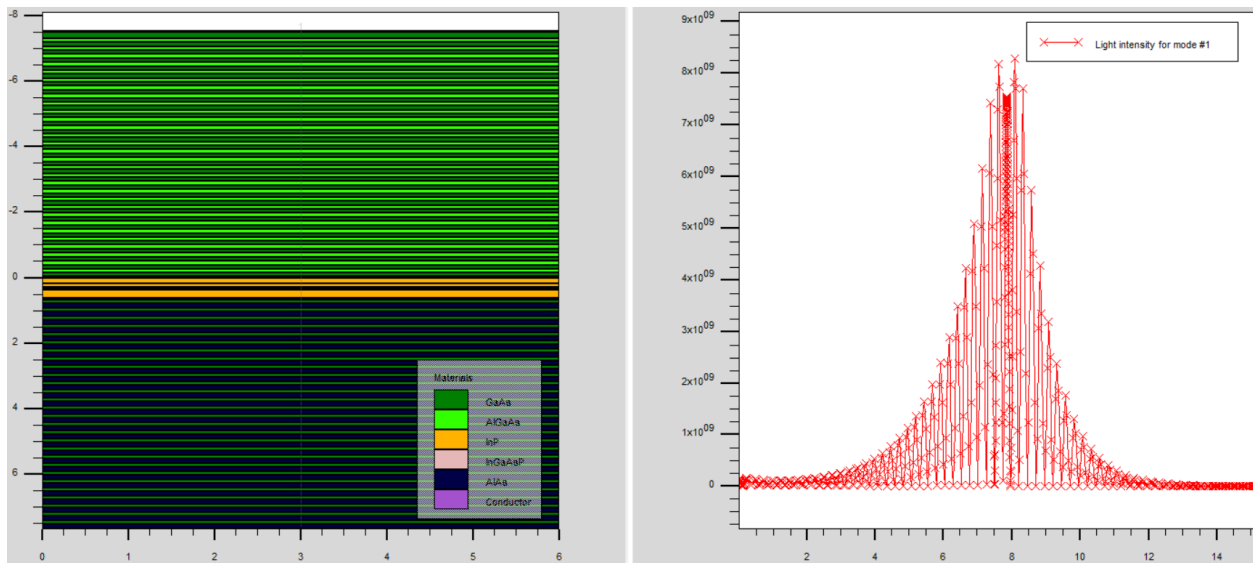


Figure III. 37: L'intensité lumineuse pour $T=251K$.

L'intensité lumineuse reste assez significative dans la région active avec la température 251K, qui est la température ambiante pour la VCSEL d'après la figure précédente.

b. Bande de conduction et bande de valence :

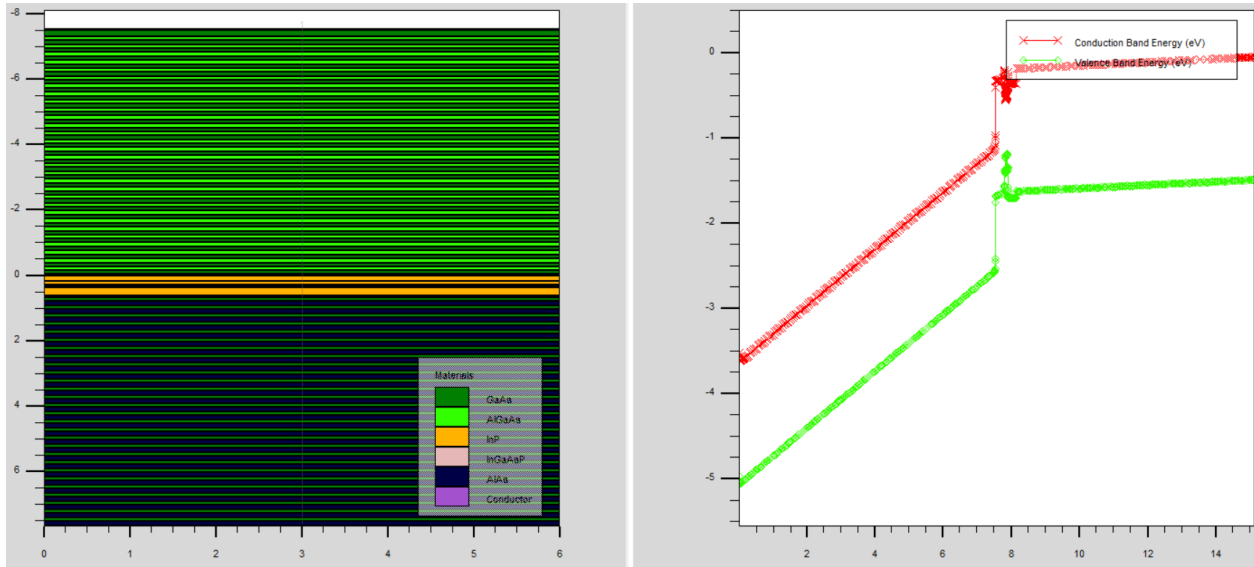


Figure III. 38: La bande de valence et de conduction a T=251K.

c. Dopage :

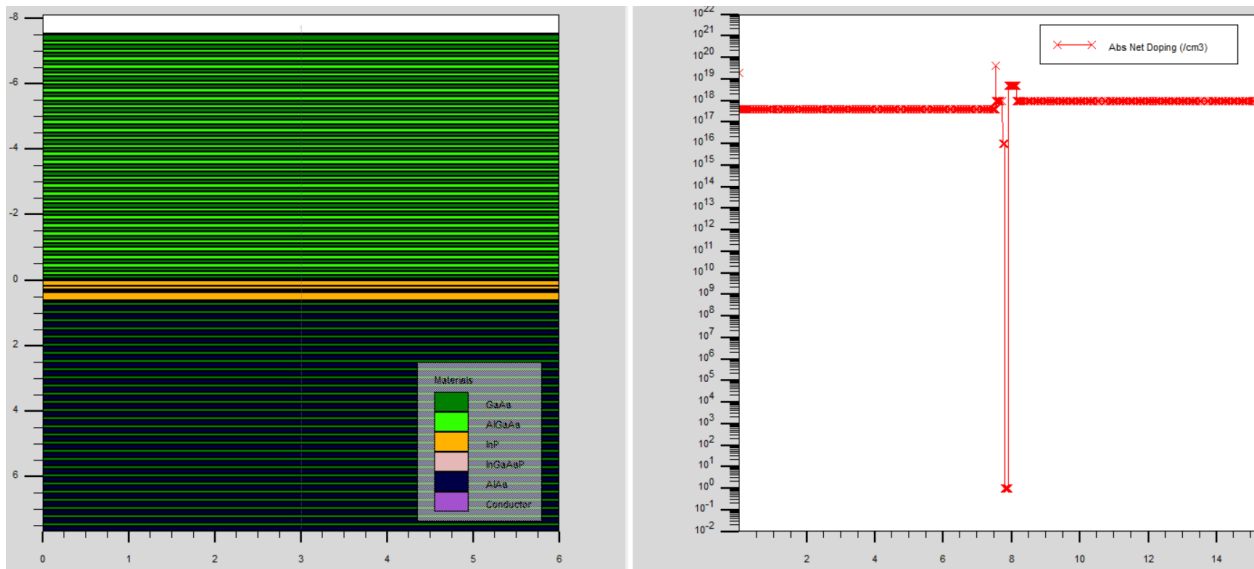


Figure III. 39: Dopage a T=251K.

Comme pour les simulations précédentes, on trouve exactement les mêmes résultats.

d. Recombinaison radiative :

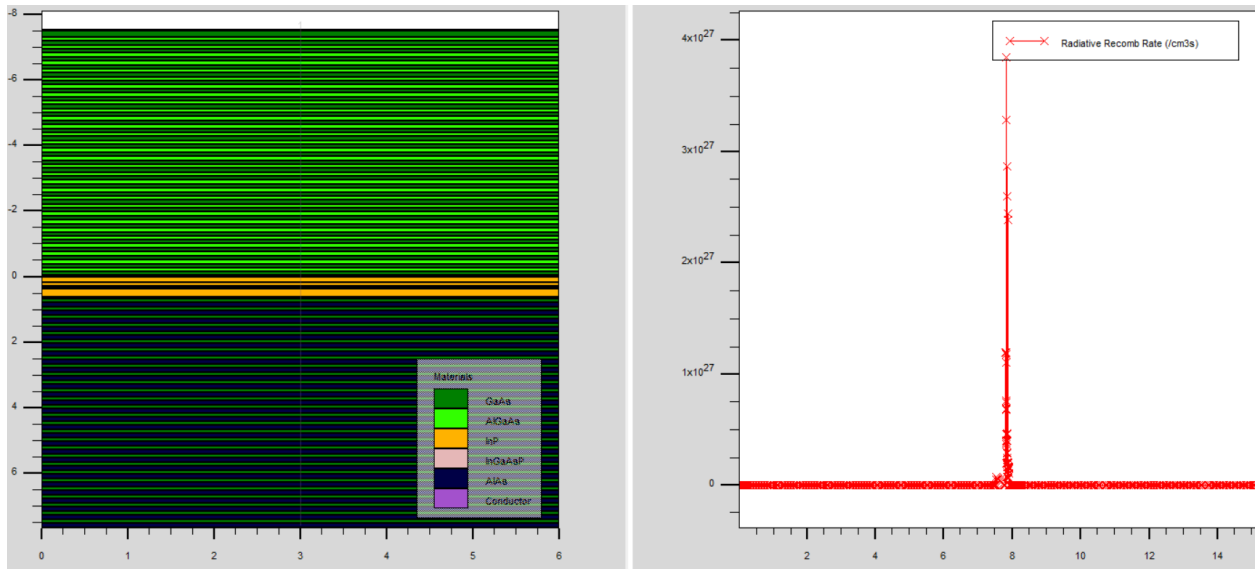


Figure III. 40: La recombinaison radiative pour $T=251K$.

La recombinaison radiative est assez significative pour la température ambiante du VCSEL, mais n'a pas atteint la valeur de la température a 200K, qui a été plus grande.

e. Potentiel :

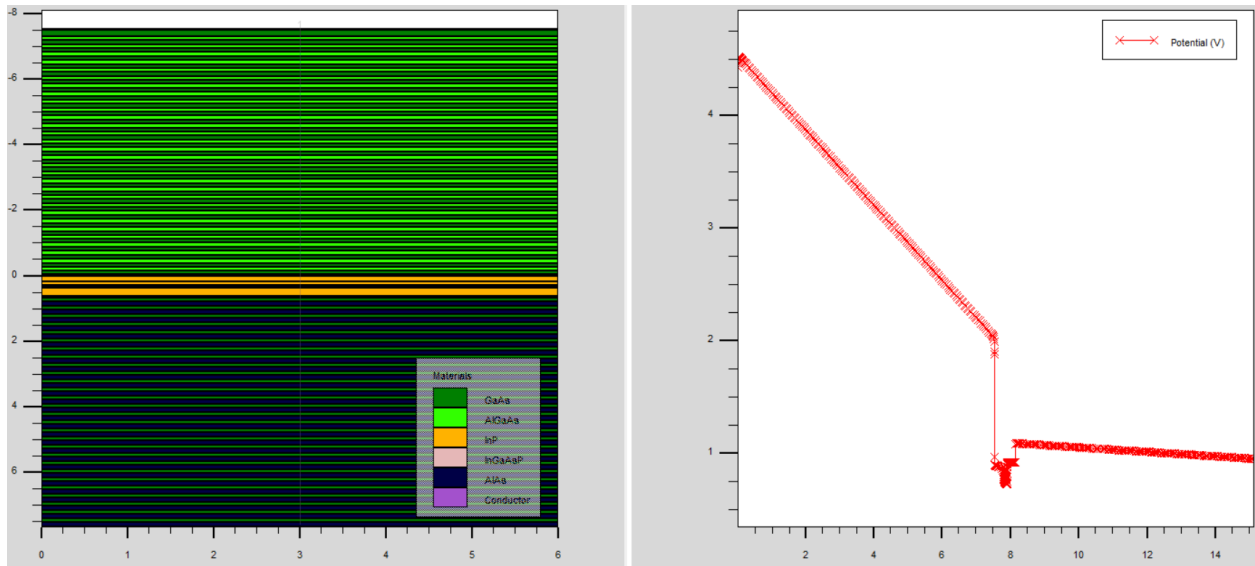


Figure III. 41: Le potentiel pour $T=251K$.

f. Gain :

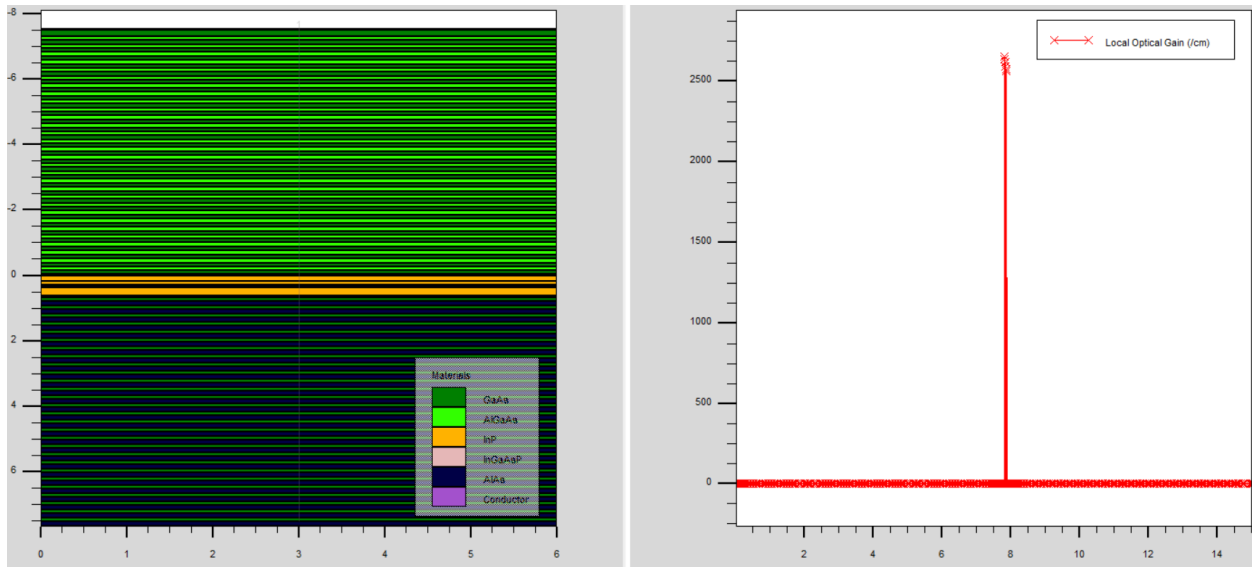


Figure III. 42: Le gain pour $T=251K$.

III.2.3. Résultats de simulation comparative:

a. Intensité lumineuse :

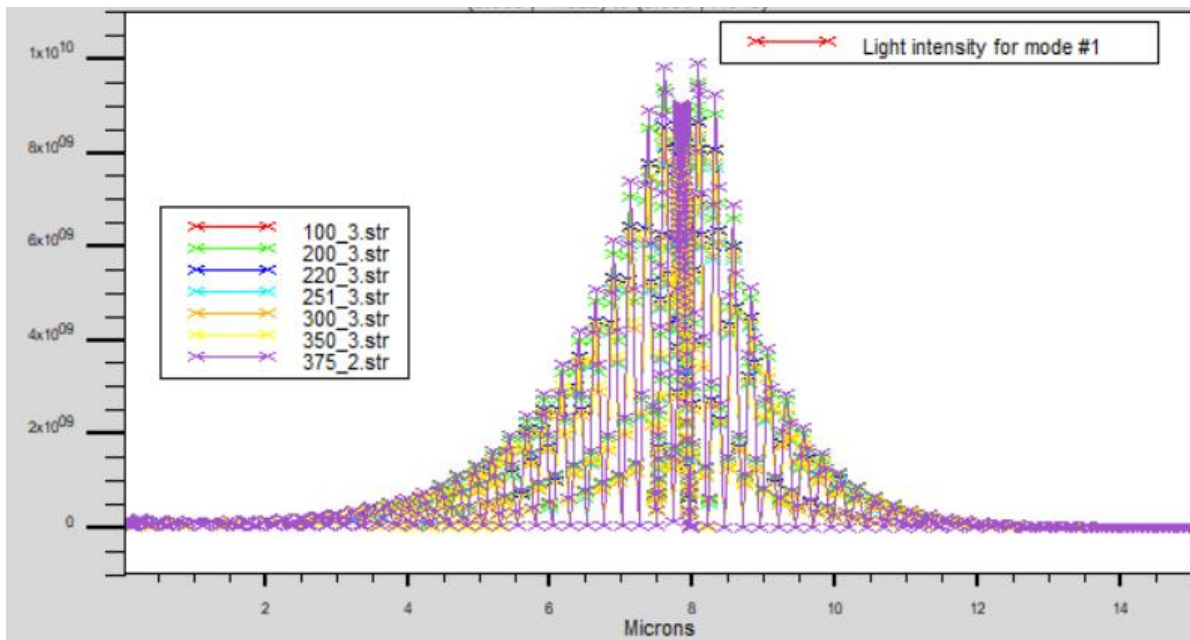


Figure III. 43: Résultats comparatives de l'intensité lumineuse pour différentes températures.

On remarque que l'intensité pour toutes les températures est assez significative dans la region active comme on l'a déjà vu dans les resultats des simulations tout en haut, mais pour la temperature la plus elevée (375K) l'intensité est un peu plus elevée.

Donc la temperature affecte l'intensité de la lumiere degagée.

b. Bande de conduction et de valence :

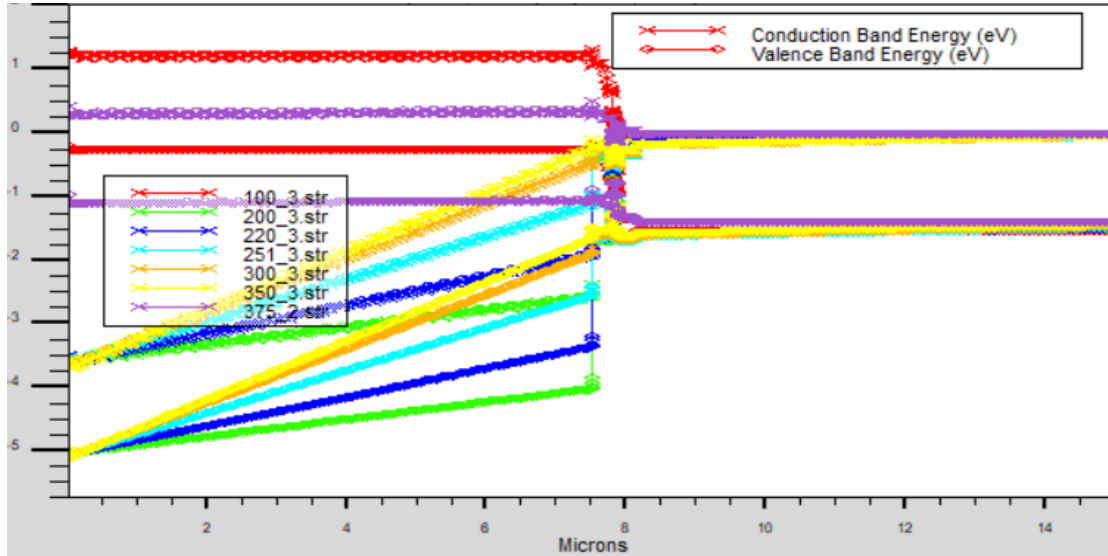


Figure III. 44: Comparaison de la bande BC et BV pour différentes températures.

On remarque qu'à 100k et 375k les deux bandes de valence et de conduction divergent énormément et cela est due à la gelée des atomes (pour la température 100) ou à la cassure de la structure de ces derniers pour la température 375k degrés car les atomes n'ont pas pu résister à la forte chaleur.

c. Dopage

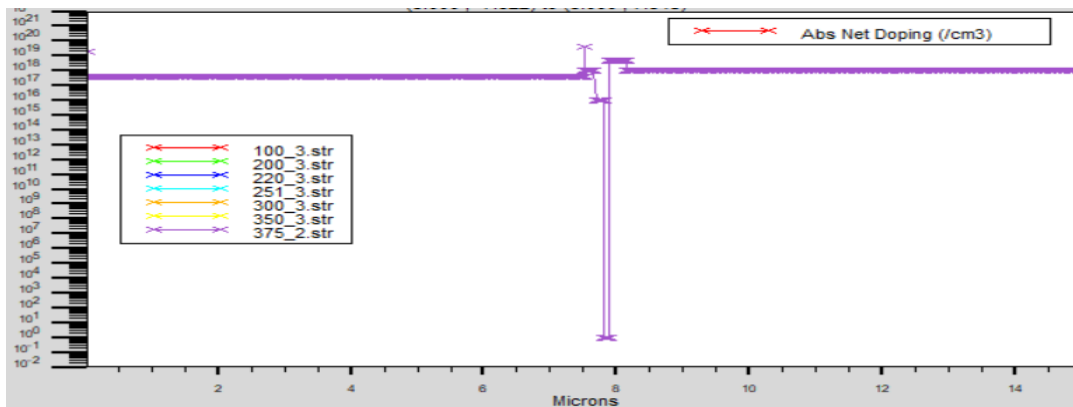


Figure III. 45: Comparaison de dopage pour différentes températures.

Le dopage pour les différentes simulations est le même. Donc la température n'a aucun effet sur ce dernier.

d. Recombinaison radiative :

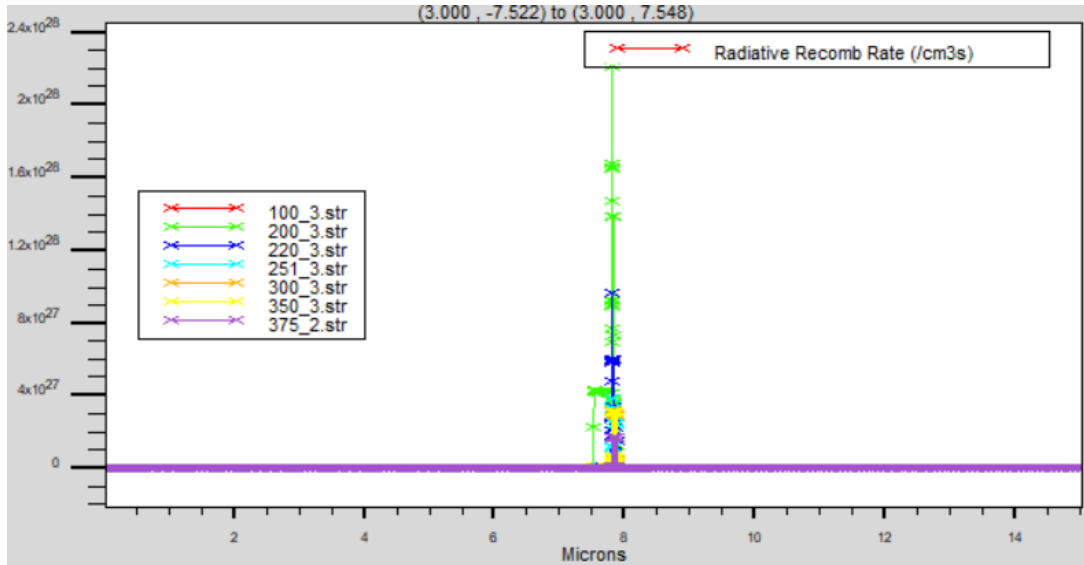


Figure III. 46: Comparaison du taux de radiation pour différentes températures.

La recombinaison radiative est quasiment inexistante pour la température 100°K, et assez petite pour les températures 350°K, 300°K et presque nulle pour la température 375°K.

Quant aux températures 251°K et 220°K, cette recombinaison radiative est assez significative, mais son plus haut niveau reste pour la température à 200°K

On conclut donc que le taux de recombinaison radiative est meilleur entre 100°K et 200°K.

e. Potentiel :

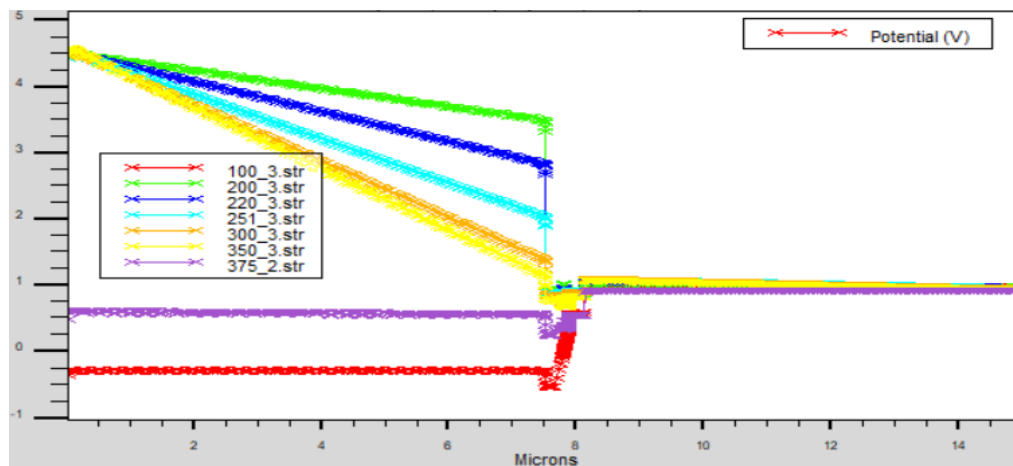


Figure III. 47: Comparaison du potentiel pour différentes températures.

Comme on le voit dans la figure ci-dessus, le potentiel pour les températures 375°K et 100°K sont nulles ou quasiment nulles, aux contraires des températures de 200°K à 350°K où le potentiel est plus grand de plus en plus ou on diminue la température,

On conclut donc que la température idéale pour un meilleur potentiel est située entre 100°K et 200°K.

f. Gain :

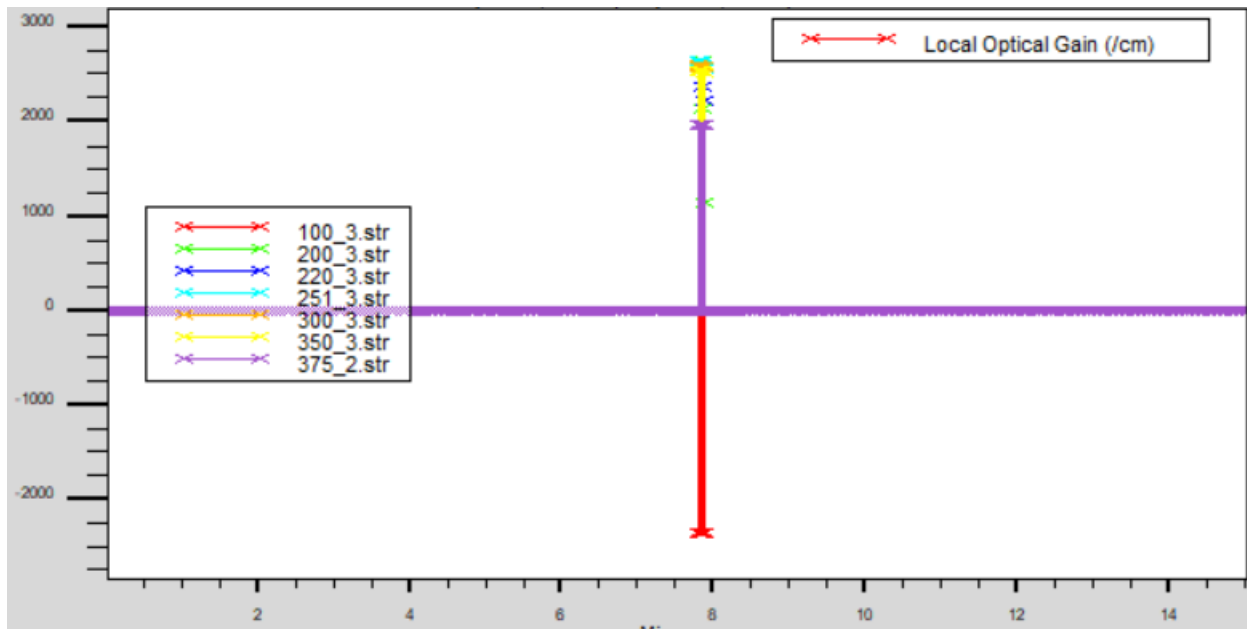


Figure III. 48: Comparaison du gain optique pour différentes températures.

Le gain optique est comme on le voit dans la figure ci-dessus varie en fonction de la température, ou à 100K, le gain est en dessous de 0, et donc un gain négatif, quand a la température maximal utilisée dans cette étude, le gain est assez bon mais reste moindre par rapport aux températures idéales ou le VCSEL fonctionne le mieux (251K ou l'on trouve le meilleur gain, 220...) Donc on voit bien que la température a un effet bien voyant sur le gain optique pour la diode laser VCSEL.

III.3. Conclusion

Dans ce chapitre III, on a mis l'accent en premier lieu sur une présentation détaillée des bases du logiciel Silvaco ATLAS et ses différentes interfaces. En deuxième lieu, on simule notre VCSEL avec l'aide du logiciel Silvaco.

La méthodologie utilisée pour réussir cette étude numérique consiste à simuler notre diode VCSEL sans aucun stress. Par la suite nous la exposons à un stress thermique par l'étude de l'influence de température sur ses performances.

Et comme tout composant électronique, on confirme que la température affecte énormément le fonctionnement de cette diode comme pour le gain, le taux de recombinaison radiative, le potentiel, les bandes de conduction et de valence, ainsi que pour l'intensité lumineuse émise, mais n'affecte pas le dopage.

Conclusion générale

Au cours de ce travail, on a essayé d'analyser les performances de la VCSEL et son effet sur les différents paramètres tel que le potentiel, l'intensité de la lumière, le gain, les bandes de conduction et de valences...etc.

Les semi-conducteurs sont des matériaux qui ne sont ni conducteurs ni isolants. Selon diverses conditions, et ils sont utilisés dans différents domaines de l'électroniques tel que les diodes, les transistors, les circuits intégrés...etc.

Les lasers à émission de surface à cavité verticale (VCSEL) présentent plusieurs avantages. Un de ses points forts est une vitesse de modulation plus rapide.

Dans le premier chapitre, nous avons abordé les généralités sur les semi-conducteurs, ses différents types, puis nous avons parlé des lasers en général, son principe, ainsi que ses différentes structures.

Dans le second chapitre, nous avons commencé par la structure du VCSEL, puis on a expliqué le choix des matériaux, ses différents types, ensuite on a détaillés les différentes structures du VCSEL en parlant des miroirs inférieurs et supérieurs de Bragg, les puits quantiques, et surtout la zone active, zone pour laquelle on va le plus se baser dans notre étude, vu que c'est la zone où l'activité de la diode est basée.

Pour notre travail dans la partie simulation, on a dû utiliser le logiciel Silvaco ATLAS qui utilise l'équation de poisson, et celle de Drift-Diffusion.

L'algorithme utilisé nous permet en premier lieu de voir le résultat des simulations sans l'effet thermique avec une fraction molaire de $x=0.24$, une structure utilisant le matériau quaternaire InGaAsP, et on a constaté la valeur du courant seuil pour cette simulation.

La deuxième partie consiste à appliquer au même algorithme, avec la même fraction molaire, la même structure, différentes températures, pour voir l'effet de cette dernière sur notre diode laser, et en effet on a constaté les différents effets sur les paramètres cités précédemment.

Conclusion générale

En effet la température a des effets néfastes sur notre diode VCSEL, ou en dépassant un certain seuil, ses paramètres défont et s'affaiblissent, que ça soit en dépassant ce seuil, ou en étant en dessous de ce dernier.

Bibliographie

- [1] H.Hedjar, « Propriétés structurales et électriques de transistor de puissance de type Id-mos », thèse de doctorat, université abdelhamid ibn badis de mostaganem, 2016.
 - [2] E.Heidari, H.Dalir, M.Ahmed, volker j. sorger et t. chen « hexagonal transverse-coupled-cavity vcsel redefining the high-speed lasers », 2020.
 - [3] J.Bok, « semi-conducteurs », encyclopædia universalis [lu le 13-06-2022]
 - [4] R. Dändliker, « les lasers, principe et fonctionnement », Lausanne, Presses.
 - [5] A.Rissons « caractérisation et modélisation optoélectronique de diode laser a cavité verticale émettant par la surface (vcsel) » l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2003.
 - [6] I. Kelley, I.kami, P.Agrawal, « semi-conductor lasers ii materials and structures», édité par elikapon – academic press, 1999.
 - [7] A.Chovet, P.Masson « physique des semi-conducteurs », école polytechnique universitaire de Marseille. marseille, 2005.
 - [8] Hennequin, Daniel, Zehnle, Véronique, et Dangoisse, « les lasers : cours et exercices corrigés, 3^{ème} édition », dunod, Paris, 2013.
 - [9] A.Belkhiri et Y.Chennit, « Utilisation d'une diode laser comme émetteur dans les nouvelles transmissions optiques », mémoire de master en télécommunications, université A. Mira Bejaia, 2018/2019.
 - [10] N.Klouch « Etude d'une structure laser à semi-conducteurs pour application dermatologique » thèse doctorat Université d'Oran des Sciences et de la Technologie (USTO-MB) 2015.
 - [11] N.K.Dutta, G.P.Agrawal, «Semiconductor lasers», Van Nostrand ReinHold company, 1993.
 - [12] P. Hirtz. « laser a semiconducteur a hétérostructure », Journal de Physique Colloques, 35 (C3), pp.C3-201-C3-206,1974.
 - [13] Weisbuch, B.Vinter, « Quantum semiconductor structure », Academic press, 1991.
-

- [14] R.Dingle, W.Weigmann C.H.He, « ry, Phys, Rev.Lett.33 », American physical Society, 1974.
 - [15] D.Bimberg, M.Grundmann, et N.N Ledenstov, « quantum dots heterostructure », ed.john wileyetsons chichester, 1999.
 - [16] S.Huppert, « Transport non-linéaire et génération Terahertz dans des systèmes bidimensionnels sous forte irradiation optique », Université Pierre et Marie Curie, 2014
 - [17] R.Teissier, P.Christof, A.Jouillé, « Nouveau laser à semi-conducteur pour le moyen infrarouge, quanta et photon », 2005.
 - [18] I. Kelley, I.kami, P.Agrawal, « semi-conductor lasers ii materials and structures», édité par elikapon – academic press, 1999.
 - [19] A.Klehr , H. Wenzel, O. Brox, F.Bugge, G. Erbert, T-P, « High power DFB lasers for D1 and D2 caesium absorption spectros copy and atomic clocks », Nguyen and G. Tränkle, Proc of SPIE, 6909,69091E,2008.
 - [20] N.Klouche, « Etude d'une structure laser à semi-conducteur pour application dermatologique », thèse de doctorat, université d'Oran (USTO-MB), 2015
 - [21] M.Fleming, A.Mooradian, «Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers », IEEE Journal of Quantum electronics, 1981.
 - [22] R.Lang, K.Kobayashi, « External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties », IEEE Journal of Quantum Electronics, 16, No.3, 1980.
 - [23] X,Gauguet, S.Bize, P.Lemonde, P.Laurent, A.Clairon, P.Rosenbuch, « Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers », Optics communications 266, pp.609-613, 2006.
 - [24] H.Soda, K.Iga, C.Kitahara, Y.Suhematsu « GaInAsP/InP SurfaceEmitting Injection Laser », Jpn. J. App. Phys., 18, 12, pp.2329-2330, 1979.
 - [25] D.Dangoisse, D.Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, « Les lasers », Dunod, 2004.
 - [26] C.Ndebeka-Bandou, « Etude théorique de l'absorption par porteurs libres dans les structures à cascade quantique », Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014
-

- [27] Y.Todorov, « Etude de l'émission spontanée dans des structures à cascade quantique en microcavité métallique » Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2006.
- [28] Romain Maciejko, « Optoélectronique », Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.
- [29] T.H.Maiman, « Stimulated Optical Radiation in Ruby », Nature , vol.187, issue.4736, p.493, 1960.
- [30] A.Champagne «Modélisation des lasers ingaasp-inp à double hétéro-structures et à double région active » Thèse ph.d, université de Montréal, 1992.
- [31] F.Baccar El Boubkari, « Évaluation des mécanismes de défaillance et de la fiabilité d'une nouvelle terminaison haute tension : approche expérimentale et modélisation associée », école doctorale des sciences physique et de l'ingénieur, bordeaux, 2015.
- [32] K. D. Choquette « Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys », IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 3, no. 3, pp. 916–926, 1997.
- [33] S.Bouaoukaz « Dépendance en composition des propriétés physiques des alliages semi-conducteurs $\text{GaP}_x\text{Sb}_{1-x}$ et $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ » Mémoire de master, Université Mohamed Boudiaf -M'sila, 2016.
- [34] Venghaus, Herbert, GROTE, Norbert, « «Fibre Optic Communication, 2nd edition », Springer, Suisse, 2017.
- [35] A.Bacou « Caractérisation et modélisation optoélectronique de VCSELs à grande longueur d'onde pour sous-ensembles optiques intégrés », Université de Toulouse, 2008
- [36] N.Riviere, « VCSELs caractéristiques en continu et en pulse », Séminaire SupAéro Technologie des circuits optiques et optoélectroniques, 2001.
- [37] J.Perchoux « Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (AlGaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences », thèse de doctorat, l'école nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace, 2012.
- [38] P. J. L Hervé, L. K. J. Vandame, « Infrared Phys ». Technol. 35 609, 1997.
- [39] S.Bouaoukaz « Dépendance en composition des propriétés physiques des alliages semi-conducteurs $\text{GaP}_x\text{Sb}_{1-x}$ et $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ », mémoire de master, Université
-

- Mohamed Boudiaf -M'sila 2016
- [40] T.S. Moss, Proc. Phys. Soc. B 63 (1950) 167.
- [41] N.M. Ravindra, V.K. Srivastava, Infrared Phy. 19 () 603, 1979
- [42] V.P. Gupta, N.M. Ravindra, Phys. Stat. Sol. (b) 100 () 715, 1980
- [43] P. Hervé, L.K.J. Vandamme, Infrared Phys. Technol. 35 609, 1994.
- [44] R.R. Reddy, S.Anjaneyulu, Phys. Stat. Sol. (b) 174 K 91, 1992.
- [45] N.M. Ravindra, P. Ganapathy, J.Choi, « Infrared Phys ». Technol. 50 /21, 2007.
- [46] R.R. Reddy, Y.N. Ahmmed, « Infrared Phys ». Technol. 36/ 825, 2005.
- [47] G. Davies, T. Kerr, C. Tuppen, B. Wakefield, D. Andrews, Journal of Vacuum Science & Technology B, 2 219-223, 1984.
- [48] Silvaco international, « Atlas users's manuel : device simulation software », Santa Clara, US, 2004.
- [49] N.M. Ravindra, V.K. Srivastava, « Infrared Phys ».. 19 603, 1979.
-

Résumé

Inventés dans les années 1960, les lasers à semi-conducteurs ont aujourd'hui atteint un niveau de maturité technologique garantissant leur omniprésence dans de nombreux secteurs d'applications.

L'objectif de ce travail est l'étude des diodes lasers à semi-conducteurs, plus particulièrement les diodes lasers à émission de surface à cavité verticale VCSEL. Après avoir présenté la structure du VCSEL, nous nous sommes intéressés à la modélisation et à la simulation de cette dernière sous stress thermique.

La stratégie utilisée pour l'optimisation consiste en premier lieu à utiliser un algorithme en changeant à chaque fois la température en utilisant la même fraction molaire pour l'alliage InGaAsP.

A travers les résultats qu'on a obtenus, on a pu comparer les différents effets de la température sur les différents paramètres tel que le gain, le potentiel...etc.

Mots clefs: Semi-conducteurs, diodes lasers, VCSEL, stress thermique, InGaAsP.

ABSTRACT

Invented in the 1960s, semiconductor lasers have now reached a level of technological maturity that guarantees their ubiquity in many application sectors.

The objective of this work is the study of semiconductor laser diodes, more particularly the vertical cavity surface emitting laser diodes VCSEL. After presenting the structure of the VCSEL, we are interested in the modeling and simulation of the latter under thermal stress.

The strategy used for the optimization consists in using an algorithm by changing each time the temperature using the same molar fraction for the InGaAsP alloy.

Through the results we obtained, we could compare the different effects of temperature on the different parameters such as gain, potential...etc.

Keywords: Semiconductors, laser diodes, VCSEL, thermal stress, InGaAsP.
