

REPUBLIQUE ALGERINNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université El-Hadj Lakhder – Batna



MEMOIRE



*Présenté au Département de Génie électrique -Filière d'Electronique
Faculté de Technologie.*

**Pour l'obtention de diplôme de
Magister en Electronique
Option : Technologie des S-C et dispositifs photovoltaïques**

Par

BENATMANE Kaled

THEME

Etude de lasers à base de semi-conducteurs III-V

Soutenu le 14 / 12 / 2011, devant le jury :

Mr MAHAMDI Ramdane	(Prof.)	Université - Batna	Président
Mr OUNISSI Abdelhamid	(Prof.)	Université - Batna	Rapporteur
Mr BOURIDAH Hachemi	(M.C-A)	Université - Jijel	Examinateur
Mr ATHAMENA Nouredine	(M.C-A)	Université - Batna	Examinateur

Remerciements

Ce travail n'aurait pas pu être mené à lieu, sans l'aide et le soutien de Monsieur

Abdelhamid Ounissi, Professeur à l'université de Batna. Qui m'a inspiré le sujet de ce mémoire.

De même, je remercie vivement Monsieur Ramdane Mahamdi, professeur à l'université de Batna, de l'honneur qu'il me fait en présidant le jury de ce mémoire.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur Hachemi Bouridah, maître de conférences classe A, à l'université de Jijel et à Monsieur Noureddine Athamena, maître de conférence classe A, à l'université de Batna, qui ont bien voulu accepter de juger ce travail.

Je teins à remercier particulièrement toutes personnes qui, de près ou de loin m'ont aidé à l'accomplissement de ce travail et surtout mes amis.

Dédicace

A ma chère Mère

A mon cher Père

Mes Frères et Sœurs

Je voudrais remercier toutes personnes que j'ai été amené à rencontrer au cours des années passées, pour leur sympathie, leur générosité et leur bonne humeur. Ils ont tous contribué à leur façon au bon déroulement de ce travail.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale

Chapitre I les matériaux semi-conducteurs III-V

<i>I-1- Introduction.....</i>	<i>2</i>
<i>I-2- différence entre isolant, conducteur et semi-conducteur.....</i>	<i>2</i>
<i>I-3- différents types de dopage.....</i>	<i>3</i>
<i>I-3-1- semi-conducteur dopé n.....</i>	<i>3</i>
<i>I-3-2- semi-conducteur dopé p.....</i>	<i>3</i>
<i>I-4- courant dans les semi-conducteurs.....</i>	<i>4</i>
<i>I-5- semi-conducteurs usuels.....</i>	<i>5</i>
<i>I-6- définition des semi-conducteurs III_V.....</i>	<i>6</i>
<i>I-7- les composés binaires ,ternaires et quaternaire des S/C III-V.....</i>	<i>7</i>
<i>I-7-1 -les composés binaires.....</i>	<i>7</i>
<i>I-7-2 -les composés ternaires et quaternaires.....</i>	<i>8</i>
<i>I-8- les matériaux massifs.....</i>	<i>9</i>
<i>I-8-1- propriétés cristallines</i>	<i>9</i>
<i>I-8-2- propriétés électroniques.....</i>	<i>10</i>
<i>I-9- les hétérostructures.....</i>	<i>11</i>
<i>I-9-1- hétérojonction à dopage modulé GaAs /Al(x)Ga(1-x)As.....</i>	<i>11</i>
<i>I-10 -propriétés du GaAs et AlGaAs.....</i>	<i>12</i>
<i>I-10-1- le composés GaAs.....</i>	<i>13</i>

<i>I-10-2- l'alliage AlGaAs</i>	<i>14</i>
<i>I-11- structure des bandes d'énergie des semi-conducteurs III-V.....</i>	<i>18</i>
<i>I-11-1 -structure de GaAs.....</i>	<i>18</i>
<i>I-12- bandes interdites des composés III-V.....</i>	<i>19</i>
<i>I-12-1- bandes interdites des principaux composés III-V.....</i>	<i>19</i>
<i>I-12-2- discontinuité des bandes aux hétérojonction «offset »ΔE_c</i>	<i>19</i>
<i>I-12-3 nature de la bande de conduction du matériau $Al_xGa_{1-x}As$.....</i>	<i>22</i>
<i>I-13 puits quantique</i>	<i>24</i>
<i>I-14 Modèle d'Anderson d'une hétérojonction</i>	<i>25</i>
<i>I-15 paramètre physique du système InGaAsP-InP.....</i>	<i>28</i>
<i>I-15-1 paramètre du réseau et fraction molaires.....</i>	<i>28</i>
<i>I-15-2 structure de bande du InGaAsP-InP.....</i>	<i>29</i>
<i>I-15-3 permittivité statique.....</i>	<i>32</i>
<i>I-15-4 Mobilités de porteurs.....</i>	<i>32</i>
<i>I-15-5 les coefficient de recombinaison.....</i>	<i>33</i>
<i>-taux de recombinaison spontanée.....</i>	<i>33</i>
<i>-taux de recombinaison Auger.....</i>	<i>34</i>
<i>-taux de recombinaison Shockly-Read-Hall.....</i>	<i>36</i>
<i>-taux de recombinaison associé à l'émission stimulée.....</i>	<i>37</i>
<i>I-15-6 le gain optique.....</i>	<i>38</i>
<i>I-15-7 les coefficients d'absorption.....</i>	<i>40</i>

<i>I-15-8 Indice de réfraction et permittivité complexe.....</i>	<i>42</i>
<i>I-15-9 le facteur d'émission Spontanée.....</i>	<i>44</i>
<i>I-15-9-1 le facteur d'émission spontanée en cavité</i>	<i>44</i>
<i>I-15-9-2 laser sans seuil.....</i>	<i>45</i>

Chapitre II Généralités sur les lasers

<i>II-1 introduction.....</i>	<i>48</i>
<i>II-2 principe du laser.....</i>	<i>48</i>
<i>II-2-1 Milieux amplificateurs.....</i>	<i>49</i>
<i>II-2-1-a absorption.....</i>	<i>49</i>
<i>II-2-1-b émission spontanée et émission stimulée</i>	<i>49</i>
<i>II-2-1-c l'inversion de population</i>	<i>50</i>
<i>II-2-2 le pompage.....</i>	<i>51</i>
<i>II-2-3 Résonateur optique</i>	<i>52</i>
<i>II-3 caractéristique de la lumière laser.....</i>	<i>52</i>
<i>II-3-1 unidirectionnel.....</i>	<i>52</i>
<i>II-3-2 Monochromatique.....</i>	<i>53</i>
<i>II-3-3 cohérent.....</i>	<i>53</i>
<i>II-4 différents type de laser.....</i>	<i>53</i>
<i>II-4-1 laser à Gaz</i>	<i>53</i>
<i>II-4-1-a laser hélium-Néon(He-Ne)</i>	<i>54</i>

<i>II-4-1-b laser excimer.....</i>	<i>54</i>
<i>II-4-2 laser à corps solide.....</i>	<i>55</i>
<i>II-5 lasers à semi-conducteurs.....</i>	<i>57</i>
<i>II-5-1 émission et absorption.....</i>	<i>57</i>
<i>II-5-1-1 Emission spontanée.....</i>	<i>57</i>
<i>II-5-1-2 absorption et émission stimulée</i>	<i>58</i>
<i>II-5-1-3 Amplification par émission stimulée.....</i>	<i>59</i>
<i>II-5-1-4 taux de transition.....</i>	<i>59</i>
<i>II-5-2 propriétés optique du milieu.....</i>	<i>59</i>
<i>II-5-3 Equilibre thermodynamique.....</i>	<i>60</i>
<i>II-5-4 Expression de la puissance optique.....</i>	<i>60</i>
<i>II-5-5 coefficient d'absorption optique.....</i>	<i>61</i>
<i>II-5-6 Inversion de population.....</i>	<i>61</i>
<i>II-5-7 Seuil d'absorption laser.....</i>	<i>61</i>
<i>II-5-7-1 condition d'entretien des oscillation seuil.....</i>	<i>62</i>
<i>II-5-caractéristique d'émission</i>	<i>63</i>
<i>II-5-9 Spectre d'émission.....</i>	<i>63</i>
<i>II-5-9-1 Spectre de gain.....</i>	<i>63</i>
<i>II-5-10 Modes longitudinaux.....</i>	<i>64</i>
<i>II-5-11 Diode laser à émission latérale.....</i>	<i>64</i>
<i>II-11-1 Structure d'une diode laser.....</i>	<i>64</i>

<i>II-5-12 Confinement électrique.....</i>	<i>66</i>
<i>II-5-13 Confinement optique.....</i>	<i>67</i>
<i>II-5-4 courant de seuil.....</i>	<i>68</i>
<i>II-5-15 puissance d'émission.....</i>	<i>69</i>
<i>II-5-16 Rendement de conversion lumineuse.....</i>	<i>70</i>
<i>II-5-17Equation d'un laser à semi-conducteur.....</i>	<i>71</i>
<i>II-5-17-1 Equation fondamentales.....</i>	<i>71</i>
<i>II-5-17-2 Courant total d'un laser à semi-conducteur.....</i>	<i>73</i>
<i>II-5-17-3 Equation d'évolution pour les porteurs d'un laser à S/C.....</i>	<i>73</i>
<i>II-5-17-4 L'équation d'évolution de la densité de photons S d'un laser à S/C.....</i>	<i>74</i>
<i>II-5-17-5 Système couplé photons-porteurs d'un laser à S/C et hypothèses simplificatrices pour les simulation numérique.....</i>	<i>75</i>
<i>II-5-17-6 puissance émise d'un laser à S/C.....</i>	<i>77</i>
<i>II-5-17-7 Rendement quantique d'un laser à S/C.....</i>	<i>78</i>

Chapitre III Simulation et résultats

Simulation en régime stationnaire et au voisinage du courant de seuil J_s

<i>III-1 Le modèle numérique.....</i>	<i>80</i>
<i>III-2 Cas du laser a la longueur d'émission $l_1 = 1.2 \mu m$.....</i>	<i>81</i>
<i>III-2-1 Laser a $l_1 = 1.2 \mu m$ et $b_1 = 1.10^{-4}$.....</i>	<i>81</i>

<i>III-2-2 Laser a $l_1 = 1.2 \mu m$ et $b_2 = 5.10^{-3}$</i>	83
<i>III-3 Cas du laser a la longueur d'émission $l_2 = 1.3 \mu m$</i>	85
<i>III-3-1 Laser a $l_2 = 1.3 \mu m$ et $b_1 = 1.10^{-4}$</i>	85
<i>III-3-2 Cas du laser a $l_2 = 1.3 \mu m$ et $b_2 = 5.10^{-3}$</i> ..	87
<i>Conclusion générale</i>	88
<i>Bibliographie</i>	89

Introduction générale

Introduction générale

Dans l'ensemble des matériaux, les semi-conducteurs constituent une classe bien définie, avec des propriétés physiques particulières qui sont sources d'intérêt au plan de la connaissance fondamentale et à celui des applications. Ces deux facteurs indissociables font l'importance de ces matériaux, malgré le nombre limité d'éléments et de composés semi-conducteurs.

Principalement remarquables par leurs propriétés électroniques, les semi-conducteurs interviennent dans presque tous les équipements électriques et optiques.

La plus grande partie des composants (transistors, diodes...) sont réalisés en silicium qui joue un rôle prépondérant, sa technologie et sa connaissance théorique ont atteint des niveaux inégalés. En électronique rapide et en optoélectronique, les propriétés du silicium sont insuffisantes (mobilités des porteurs relativement petites et transitions électroniques indirectes au seuil d'absorption optique). Dans de telles applications, les composés semi-conducteurs III-V sont préférables. Les propriétés de ces matériaux sont très intéressantes pour les performances de ces dispositifs.

Les semi-conducteurs III-V sont presque tous à gap direct. L'arséniure de gallium GaAs est le représentant le plus connu, de gap 1,414 eV. InP en est un autre, de gap 1,35 eV. Leur grande force réside dans le nombre quasi illimité d'alliages possibles entre Ga, As, Al, In et P. Cette particularité essentielle a donné aux semi-conducteurs III-V la première place pour l'optoélectronique et notamment pour les lasers à semi-conducteurs. Cependant, le gap reste toujours inférieur à 2 eV environ et on ne peut pas les considérer comme des matériaux grand gap. En particulier, le domaine visible n'est pas couvert par ces semi-conducteurs III-V classiques. Cette famille de semi-conducteurs III-V s'est agrandie par la venue d'un nouveau matériau, le nitrure de gallium (GaN). Également direct, le gap du GaN atteint 3,43 eV à 300 K. C'est donc un matériau grand gap, qui complète la gamme spectrale de la famille III-V, qui concurrence les composés II-VI à grand gap direct dans le domaine optoélectronique et qui concurrence les composés à grand gap indirect comme SiC et le diamant pour l'électronique haute température et forte puissance.

La théorie du laser à semi-conducteurs est relativement complexe car elle fait intervenir des notions de physique du solide, d'électromagnétisme et d'optique guidée; d'un point de vue pratique, un laser à semi-conducteur est essentiellement un dispositif à semi-conducteur ayant la capacité d'émettre une lumière cohérente.

Le présent travail est une étude avec des conditions simplificatrices, faite sur les lasers à base d'hétérostructure des semi conducteurs III-V. A partir des équations de Maxwell

Introduction générale

nous obtiendrons les équations d'évolution et par suite les équations des modèles électrique et optique afin de décrire les propriétés particulières des semi-conducteurs III-V utilisés.

La résolution du problème peut se faire par l'élaboration d'un programme de simulation numérique. Pour résoudre le système d'équation d'évolution pour la densité des photons et la densité des porteurs, nous avons utilisé un programme de simulation numérique (écrit en Maple), avec des hypothèses simplificatrices, en régime stationnaire de la cavité laser, pour un laser ne supportant qu'un seul mode.

Dans le premier chapitre nous allons aborder les matériaux semi-conducteurs III-V, les équations de base des semi-conducteurs.

Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter des généralités sur les lasers (principe de fonctionnement, les différents types des lasers,...) et les modèles électriques utilisés dans la simulation par Maple 14.

Enfin nous présentons dans le troisième et dernier chapitre les résultats de simulation obtenus dans notre étude.

Chapitre I

Les Semi-conducteur III-V

I-1 Introduction

Après les spectaculaires résultats enregistrés dans la technologie Silicium dans le domaine de la microélectronique, la recherche de composants électroniques présentant des propriétés de transport supérieures à celles du Silicium, conduit la plupart des grands laboratoires de recherches à s'intéresser à des nouveaux matériaux et en particulier les composés semi-conducteurs III-V.

C'est alors qu'une nouvelle classe de matériaux fait son apparition, basés sur la création d'un potentiel dans un cristal par:

- La modulation de dopage.
- La variation de composition d'un alliage.
- La combinaison des deux méthodes précédentes.

La découverte d'hétérostructures à base de semi-conducteurs III-V a permis le développement de l'optoélectronique. Les nitrures d'éléments III-V (GaN, AlN, InN et leur alliages) sont des semi-conducteurs aux propriétés remarquables. La plus importante est leur bande interdite directe qui varie de 1,9 eV pour InN à 3,4 eV pour GaN (de 0.365 μm à 0.653 μm). Ils ont une large bande interdite, ce qui est particulièrement attrayant pour la physique et les applications optoélectroniques.

I-2 Différence entre isolant conducteur et semi-conducteur

Isolants : les bandes d'énergie les plus faibles sont entièrement pleines. La hauteur de la bande interdite est grande ($\geq 5\text{eV}$).il n'y a pas de niveaux d'énergie accessibles et pas de conduction.

Conducteurs : la dernière bande occupée est partiellement remplie, il existe beaucoup de niveaux disponibles et la conduction est grande.

Semi-conducteurs : le taux de remplissage de la dernière bande occupée est soit très faible soit très important. La hauteur de la bande interdite est faible. La conduction est faible est varie beaucoup avec la température.

I-3. Différents types de dopage**I.3.1. Semi- conducteur dopé n**

Matériau dopé n est un semi-conducteur dont la concentration en électrons est largement supérieure à la concentration en trous. On y a introduit généralement du phosphore, de l'Arsenic ou encore de l'Antimoine. Prenons par exemple le cas du Silicium dans lequel on introduit de l'Arsenic (possède 5 électrons sur la couche extérieure).

On associe à l'Arsenic un niveau donneur E_d dans la bande interdite très proche de la bande de conduction. L'intérêt est que pour les températures supérieure à 0°K , les atomes d'arsenic sont ionisés ce qui revient à faire passer l'électron du niveau donneur à la bande de conduction. La concentration de donneurs sera donc supérieure à la concentration d'accepteurs ($N_d - N_a > 0$) ce qui correspond à la définition d'un semi-conducteur dopé n.

A la température ambiante pratiquement tous les donneurs sont ionisés et si la concentration en atomes donneurs est N_d , la densité de porteurs libres du semi-conducteur sera :

$$n = n_0 + N_d \quad (\text{I-1})$$

Où n_0 est la densité d'électrons générés par le processus de rupture de liaisons de covalence qui engendre des paires électrons-trous.

I.3.2. Semi-conducteur dopé p

Il s'agit d'un semi-conducteur dont la concentration en trous est largement supérieure à la concentration en électrons. On y a introduit généralement du Bore, de l'Aluminium, du Gallium ou encore de l'Indium, prenons le cas du Silicium dans lequel on introduit du Bore. On associe au Bore un niveau accepteur E_a dans la bande interdite très proche de la bande de valence [1].

De la même façon que pour le semi-conducteur dopé n, la concentration en trous du semi-conducteur sera :

$$p = p_0 + N_a \quad (\text{I-2})$$

I.4. Courants dans les semi-conducteurs

Les courants dans le semi-conducteur résultent du déplacement des porteurs de charge, électrons et trous, sous l'action de différentes forces, l'origine de ces forces étant un champ électrique (courant de conduction) ou un gradient de concentration (courant de diffusion) [1,2].

Le courant de conduction est le courant que l'on rencontre dans les métaux et qui est proportionnel au champ électrique:

$$J_{Cn} = q \cdot n \cdot m_n \cdot E \tag{I-3}$$

$$J_{Cp} = q \cdot p \cdot m_p \cdot E \tag{I-4}$$

Ces relations sont valables pour des champs électriques suffisamment faibles pour que la vitesse des porteurs reste proportionnelle au champ. Le courant total est. [2]:

$$J_{tot} = q(n m_n + p m_p)E = s \cdot E \tag{I-5}$$

Ainsi, la conductivité $\sigma(T)$ et la résistivité $\rho(T)$, sont données par :

$$s(T) = q(n m_n(T) + p m_p(T)) \tag{I-6}$$

$$r(T) = \frac{1}{q(n m_n(T) + p m_p(T))} \tag{I-7}$$

Considérons un semi-conducteur dopé dont la concentration en trous varie suivant un axe x. La densité de courant de diffusion en un point d'abscisse x est:

$$J_{Dp} = -q \cdot D_p \frac{dp(x)}{dx} \quad \text{Où} \quad D_p = m_p \frac{kT}{q} \tag{I-8}$$

D_p est la constante de diffusion.

Les porteurs en excès tendent à se donner une concentration uniforme. Il en est de même dans le cas des électrons de concentration $n(x)$ et on a:

$$J_{Dn} = q \cdot D_n \frac{dn(x)}{dx} \quad \text{Où} \quad D_n = m_n \frac{kT}{q} \tag{I-9}$$

Lorsque les deux phénomènes existent simultanément la densité totale de courant pour les électrons et les trous est donnée, en explicitant la relation de dépendance avec la température par :

$$J_n = q.n.m_n E + q.D_n \frac{dn}{dx} \quad (I-10)$$

$$J_p = q.p.m_p E - q.D_p \frac{dp}{dx} \quad (I-11)$$

Le courant total est [1,2,3]:

$$J_{tot} = J_n + J_p \quad (I-12)$$

Les constantes D_p et D_n sont liées aux mobilités m_n et m_p par la relation d'Einstein :

$$\frac{D_p}{m_p} = \frac{D_n}{m_n} = \frac{kT}{q} = V_T \quad (I-13)$$

I.5. Semi-conducteurs usuels

Les semi-conducteurs usuels sont essentiellement constitués d'éléments de la colonne IV et des colonnes voisines du tableau périodique de Mendeleïev. On en distingue plusieurs types :

- Les semi-conducteurs élémentaires sont des cristaux constitués d'un seul élément chimique. On rencontre des structures cristallines dites "simples" si l'élément constituant est de la colonne IV. Les deux éléments les plus importants pour l'électronique sont le silicium (Si) et le germanium (Ge), qui se cristallisent en engageant des liaisons covalentes. Le premier est l'élément le plus utilisé dans l'industrie des composants.

Le germanium, quant à lui, a été largement utilisé lors de fabrication des premières diodes et des premiers transistors, mais a été ensuite remplacé par le silicium. Il est néanmoins utilisé dans quelques applications (détection infrarouge, hétérostructures, . . .).

On rencontre également des semi-conducteurs dits "élémentaires complexes" comme le sélénium (Se, colonne VI), notamment employé pour ses propriétés

photovoltaïques. Cet élément se cristallise selon une structure différente de celle du Si, mais toujours avec des liaisons à prédominance covalente.

• Les semi-conducteurs composés sont constitués de plusieurs éléments. Par exemple, les composés binaires peuvent être constitués de deux éléments distincts de la colonne IV (SiC, SiGe), d'éléments des colonnes III et V (composés III-V tels que le GaAs et le GaN) ou encore des éléments des colonnes II et VI (composés II-VI tels que le ZnS et le CdS). Les composés GaAs, GaP et GaN sont fréquemment utilisés dans la fabrication de diodes électroluminescentes. Enfin, on peut également trouver des alliages de types ternaire (AlGaAs) et quaternaire (GaInAsP), employés par exemple dans la fabrication de diodes lasers.

Ces matériaux sont des semi-conducteurs solides inorganiques. On peut également rencontrer des semi-conducteurs organiques, notamment utilisés pour la fabrication d'écrans souples.

I.6. Définition des semi-conducteurs III-V

Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la III(ème) colonne et d'un élément de la V(ème) colonne de la classification périodique de Mendeleïev. Le tableau I-2 regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi de nombreux composés binaires peuvent être réalisés.

On peut obtenir un semi-conducteur si la somme des électrons des deux espèces est égale à 8 électrons.

III	IV	V
⁵ _{10,81} B	⁶ _{12,01} C	⁷ _{14,01} N
¹³ _{26,98} Al	¹⁴ _{28,09} Si	¹⁵ _{30,97} P
³¹ _{69,74} Ga	³² _{72,59} Ge	³³ _{74,92} As
⁴⁹ _{114,82} In	⁵⁰ _{118,69} Sn	⁵¹ _{121,75} Sb

Tableau I-1. Extrait de la classification périodique des éléments.

Le tableau I-1 montre une représentation simplifiée du tableau périodique de Mendeleïev permettant de connaître les composés et alliages possible.

Par exemple :

- Ga : le nombre d'électron de valence est 3 électrons.
- As : le nombre d'électron de valence est 5 électrons.

Donc :

$Ga + As = GaAs$: est un semi-conducteur car la somme des électrons des deux espèces (Ga et As) est égale à 08 électrons. Telle que (GaAs) il satisfait à la condition du Bragg ($2d \sin \theta = n \lambda$). Qui représente la loi de déplacement des électrons.

I.7. Les composés binaires, ternaires et quaternaires des S/C III/V

I.7.1. Les composés binaires

Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure de bandes montre que les éléments les plus légers donnent des composés dont laquelle la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée.

Les composés contenant du bore, de l'aluminium ou de l'azote entrent dans cette catégorie; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [4], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs ou pour l'optoélectronique ou une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [5]. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à base de Galium (GaAs, GaSb) ou d'indium (InP, InAs, InSb) dont les propriétés sont les plus intéressantes. Le tableau I-2 résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Composé III-V	Largeur de E_g (ev)	μ cm ² /VS)	a (Å)
AlSb	1,58	200	6,1355
BP	2,0		4,5380
GaN	3,36	380	a=3,189 (b=5,185)

GaP	2,26	110	5,4512
GaAs	1,42	8500	5,6533
GaSp	0,72	5000	6,0959
InP	1,35	4600	5,8686
InAs	0,36	33000	6,0584
InSp	0,17	80000	6,4794

Tableau I-2 Propriété des principaux composés binaires III-V à 300 K [4,5]

I.7.2. Les composés ternaires et quaternaires :

L'intérêt pratique des semi-conducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires, ou quaternaires qui sont identifié de la façon suivante :

Ternaires : S'il y a substitution de 2 atomes sur l'un des sous réseaux, soit, $A_x A_{(1-x)} B$

Exemple: $Ga_x In_{(1-x)} P$, lorsque la composition exacte compte peu, on écrit tout court GaInP.

Quaternaires 1+3 : S'il y a substitution de 3 atomes sur des sous réseaux soit :

$A_x A_y A_{(1-x-y)} B$. Exemple $Ga_x In_y Al_{(1-x-y)} As$.

Quaternaires 2+2 : S'il y a substitution de 2 atomes sur chacun des deux sous réseaux, soit

$A_x A_{(1-x)} B_y B_{(1-y)}$. Exemple $Ga_x In_{(1-x)} P_y As_{(1-y)}$.

La plupart des solutions solides ainsi réalisées sont complètes, la loi de Vegard (relation linéaire entre le paramètre de réseau et la composition) est approximativement suivie, et on observe une évolution progressive et régulière des propriétés (dont la bande interdite et les paramètres cristallins) en fonction du taux de substitution.

I.8. Les matériaux massifs

I.8.1. Propriétés cristallines

Les matériaux semi-conducteurs sont exclusivement des solides cristallins. Leurs propriétés électroniques, optiques, mécaniques et thermiques sont donc liées à la géométrie particulière qui représente l'arrangement des atomes au sein du matériau : le réseau cristallin.

Les semi-conducteurs III-V tels que GaAs (arséniure de gallium), AlAs, AlSb, etc... ont une structure cristallographique de type blende de zinc. Cette structure, qui s'apparente à celle du diamant (Si, Ge, etc...), est constituée de deux sous-réseaux cubique à faces centrées, l'un d'éléments III, l'autre d'éléments V, décalé l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale (voir la figure I.1(a), l'atome en rouge représente un élément III par exemple, l'atome en jaune représente un élément V.). La maille élémentaire comporte deux atomes, le premier (Ga) à l'origine et l'autre (As) à $(\mathbf{a}/4, \mathbf{a}/4, \mathbf{a}/4)$, où \mathbf{a} représente le paramètre de maille du matériau.

Du fait que les deux sous-réseaux cubiques à faces centrées sont décalés, le cristal n'est pas centrosymétrique. Il en découle des propriétés physiques différentes suivant les directions cristallographiques considérées.

De ce fait, les liaisons atomiques dans les matériaux III-V ne sont pas simplement covalentes comme dans le cas du silicium. Elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V (As) sur ceux du groupe III (Ga). Dans un cristal composé de l'arséniure de gallium, chaque atome d'arséniure est entouré de quatre atomes de gallium, et chaque atome de gallium est entouré de quatre atomes d'arséniure. Il se produit alors un échange d'électrons, le cristal se construit avec les ions Ga^- et As^+ , qui ont tous quatre électrons périphériques. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement ionique et partiellement covalent des liaisons (semi-conducteurs polaires) qui sont orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier. Cette propriété est en particulier responsable de l'anisotropie optique dans les hétérostructures semi-conductrices III-V qui a été mise en évidence expérimentalement par Krebs et Voisin [6,7].

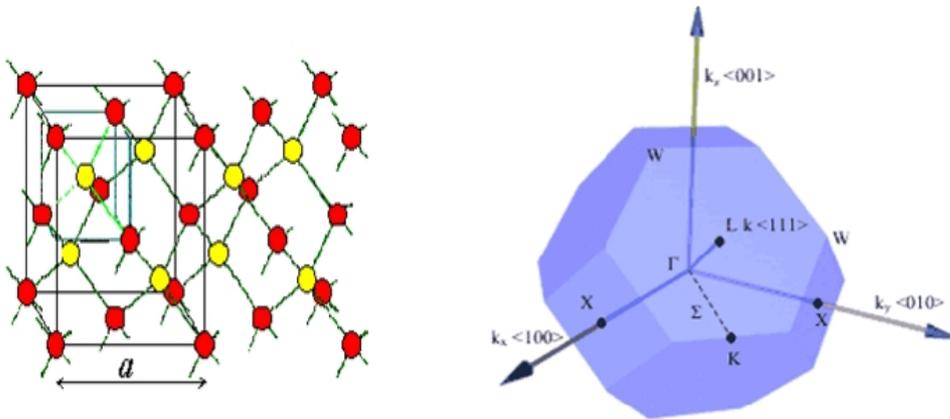


Figure I-1: (a) La structure blende de zinc et (b) sa première zone de Brillouin.

Le réseau réciproque du réseau de Bravais correspondant à la structure blende de zinc est un réseau cubique centré. La première zone de Brillouin du réseau réciproque a la forme octaèdre tronqué (voir figure I.1(b)) par les six faces d'un cube. Elle présente un centre de symétrie à l'origine noté Γ et les axes de symétrie Δ , λ , et γ . Les points de croisement de chacun de ces axes avec les frontières de la zone de Brillouin sont les points de haute symétrie, et ils jouent un rôle primordial dans la structure de bande.

I.8.2. Propriétés électroniques

Les matériaux de semi-conducteurs III-V ont huit électrons par cellule unitaire contribuant aux liaisons chimiques. Les autres électrons n'interviennent pas dans les propriétés optiques des hétérostructures. Les orbitales de type s et de type p de chaque atome de gallium Ga s'hybrident avec les orbitales des atomes d'arséniure As, et forment des liaisons covalentes tétraédriques de type sp^3 : 4 orbitales liantes et 4 orbitales antiliantes. Les quatre orbitales liantes donnent lieu à quatre bandes d'énergie, chacune deux fois dégénérée de spin, et forment la bande de valence. Cette bande est pleinement occupée par des électrons à $T = 0K$, pour un semi-conducteur parfait. Les quatre autres orbitales antiliantes donnent naissance à quatre bandes supérieures, et forment la bande de conduction qui est inoccupée et est séparée de celle précédente par une bande d'énergie interdite de largeur E_g (band gap en anglais). Pour les semi-conducteurs à gap direct, le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont au point Γ .

I.9. Les hétérostructures

Depuis les premiers travaux en 1970 de **L. Esaki et R. Tsu** [4,8] sur les couches minces semi-conductrices, grâce à l'évolution de la nanotechnologie, la recherche fondamentale et appliquée sur les hétérostructures semi-conductrices a bien avancé. Les puits quantiques sont les premières structures réalisées. En 1978, pour la première fois la technique de dopage sélectif a été appliquée dans les hétérojonctions GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$ par **Dingle et Störmer** [8,9,10]. Les multi-puits quantiques et l'hétérojonction à dopage modulé font l'objet de nombreuses études dans la physique mésoscopique.

I.9.1. Hétérojonction à dopage modulé GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$

Le semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur pur, c'est à dire dans lequel il y a très peu d'impuretés. Il ne conduit pas l'électricité à très basse température. Tous les électrons dans le cristal sont utilisés pour former les liaisons solides. Il n'y a pas d'électrons libres. Pour pouvoir conduire l'électricité, on devra introduire des porteurs (soit des électrons, soit des trous), cette étape est connue sous le nom de "dopage". Cependant, ce dopage introduit des impuretés qui diffusent très fortement les porteurs. Alors que dans le système bidimensionnel, on peut introduire une couche séparatrice appelée espaceur, qui permet de séparer les porteurs mobiles de leurs centres d'impuretés. Cette couche n'est pas très épaisse pour que les impuretés puissent transférer leurs porteurs, mais elle n'est pas non plus mince afin de diminuer l'interaction de Coulomb entre le centre d'impuretés et leurs porteurs.

L'hétérojonction à dopage modulé est un système constitué de deux semi-conducteurs dont la bande interdite est différente. Pour le cas de **GaAs/ $Al_xGa_{1-x}As$** , elle est obtenue par la croissance sur un substrat GaAs d'épaisseur de l'ordre de 2 μm d'une succession de couches de grande bande interdite **$Al_xGa_{1-x}As$** (qui jouent le rôle de barrières) et de couches de petite bande interdite GaAs (qui jouent le rôle de puits). Ces deux semiconducteurs formant le puits et la barrière sont pratiquement en accord de maille.

Ceci permet d'avoir des hétéro-interfaces sans défaut, sans contrainte et de hautes qualités. Au cours du processus de la croissance, les dopants sont introduits dans la barrière, une couche séparatrice d' **$Al_xGa_{1-x}As$** non-dopée est mise entre la barrière et le puits permettant de faire varier la mobilité des électrons situés à l'interface du GaAs et de l' **$Al_xGa_{1-x}As$** (figure I.2). L'épaisseur de cette couche séparatrice est de l'ordre de 15 nm.

Du fait de la discontinuité de la bande de conduction (et la bande de valence) à l'interface, les donneurs transfèrent donc spontanément et irréversiblement leurs électrons dans le semi-conducteur de faible bande interdite (GaAs). Les porteurs du gaz bidimensionnel d'électrons (ou de trous) formés à l'interface d' $Al_xGa_{1-x}As$ et $GaAs$ sont confinés suivant la direction de croissance z et sont libres dans les deux autres directions x, y . Les électrons sont confinés selon la direction z par un potentiel de confinement $V(z)$. Ce potentiel est composé d'une part la discontinuité de la bande de conduction ΔE_C et d'autre part du potentiel électrostatique $f(z)$ issu du processus de transfert de charges. Le potentiel électrostatique dépend de la charge d'espace $r(z)$ à l'interface et de la constante diélectrique ξ suivant la loi de Poisson :

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = - \frac{r(z)}{e} \tag{I-14}$$

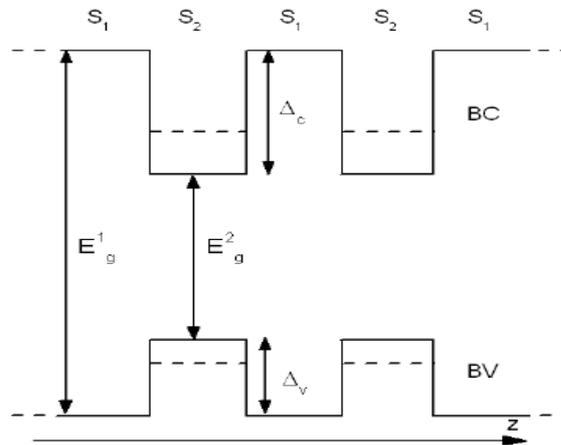


Figure I-2: Profil de bande pour un multipuits quantique (ou super-réseau). Les niveaux d'énergies des états d'électron et de trous sont indiqués par les traits pointillés.

Les notations Δ_c et Δ_v représentent l'offset de conduction et l'offset de valence.

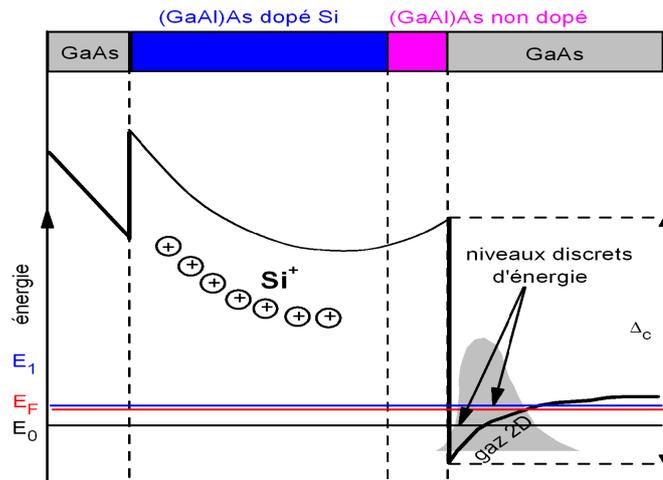


Figure I-3: Alternance des couches déposées et profil des bandes d'une hétéro-jonction GaAs/AlGaAs/GaAs .

I.10. Propriétés du GaAs et AlGaAs.

I.10.1. Le composé GaAs.

Comme tous les semi-conducteurs composés III-V, le GaAs cristallise dans une structure de type zinc-blende. Il est formé de deux réseaux cubiques à faces centrées identiques qui s'interpénètrent, l'un contenant les atomes de gallium 'Ga', l'autre les atomes de l'arsenic 'As'. Le décalage entre les deux réseaux est d'un quart de la diagonale principale du cube. On a donc quatre paires d'atomes par cellule conventionnelle.

Les liaisons tétraédriques covalentes telles que les liaisons Si-Si par exemple ou partiellement ioniques et partiellement covalentes telles que les liaisons Ga-As dans le cas qui nous concerne sont la base de la structure zinc-blende. En effet, chaque atome est l'origine de quatre liaisons orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier.

Une autre propriété chimique importante du GaAs est que si l'on clive (coupe) le cristal selon la direction [001], on aura une succession de plans cristallins comportant des atomes de l'élément de type III, puis les atomes de l'élément de type V, et ainsi de suite. Cela permet une croissance couche à couche du semi-conducteur.

D'un point de vue énergétique, la relation de dispersion $E(k)$, présentant l'énergie en fonction du vecteur d'onde, montre que contrairement au silicium et au germanium où la transition est indirecte, le GaAs est un matériau à transition directe (Figure I.4)

$E_g = 1,424 \text{ eV}$ à 300 K [7,11,12,13,14]. Par comparaison, les valeurs des bandes interdites correspondant au Si et au Ge sont de 1,12 eV et 0,66 eV respectivement

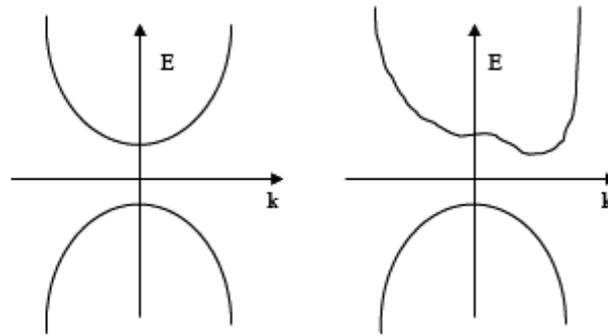


Figure I-4 : Bandes interdites à transition directe et indirecte dans les semi conducteurs.

À gauche transition directe (cas du GaAs).

À droite transition indirecte (cas du Si).

I.10.2. L'alliage AlGaAs.

L'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ est une solution solide de GaAs et de AlAs. Tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison des paramètres correspondants au GaAs et à l'AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins et se rejoignent pour une température de 900 °C environ. La nature de la transition énergétique de l'alliage change selon le taux d'aluminium x , avec $0 < x < 1$. Pour une fraction d'aluminium inférieure à 0,45, la transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisé par une transition directe (le bas de la bande de conduction est la vallée Γ). Quand le taux d'aluminium devient supérieur à 0,45 la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Les différents paramètres physiques du $Al_xGa_{1-x}As$ sont donnés en fonction de la fraction x de l'aluminium. À la température ambiante l'affinité électronique χ s'écrit [6]:

$$\text{Affinité électronique (en eV)} \quad c = \begin{cases} 4.07 - 1.1x & 0 \leq x < 0.44 \\ 3.64 - 0.14x & 0.44 < x \leq 1 \end{cases} \quad (I.15)$$

Les énergies liées à la structure de bandes, peuvent être déduites en fonction de la différence entre les énergies du bas des différentes vallées de la bande de conduction et le

haut de la bande de valence. Considérons tout d'abord le sommet de la bande de valence, il est caractérisé par deux propriétés essentielles qui sont communes à tous les semi-conducteurs à structure cubique. Il est situé au point Γ qui est le centre de la zone de Brillouin et il est constitué de la convergence de deux bandes qui sont dégénérées au sommet. Compte tenu de l'unicité du point Γ dans la première zone de Brillouin, le maximum de la bande de valence est unique. Le minimum de la bande de conduction présente une situation beaucoup moins uniforme que pour la bande de valence. Comme nous l'avons signalé auparavant, l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ se caractérise par deux transitions, l'une directe et l'autre indirecte selon la fraction de l'aluminium. À température ambiante (300 K) le minimum de la bande de conduction se trouve soit en vallée Γ quand x est inférieur 0.45, ou en vallée X quand le taux d'aluminium est supérieur à 0,45.

Les différentes valeurs de l'énergie de la bande interdite E_g en fonction de x , et l'énergie entre les différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données en eV par les équations (I- 16, I-17, I-18 et I-19) [6]. Dans ces équations $E_{\Gamma-\Gamma}$, $E_{X-\Gamma}$ et $E_{L-\Gamma}$ font référence respectivement à la différence d'énergie entre les vallées Γ , X et L de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence.

$$E_g = 1.424 + 1.247x \quad \text{pour } x < 0.45$$
$$\text{et } E_g = 1.9 + 0.124x + 0.144x^2 \quad \text{pour } x > 0.45 \quad (\text{I.16})$$

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1.424 + 1.155x + 0.37x^2 \quad (\text{I.17})$$

$$E_{X-\Gamma} = 1.9 + 1.124x + 0.144x^2 \quad (\text{I.18})$$

$$E_{L-\Gamma} = 1.71 + 0.69x \quad (\text{I.19})$$

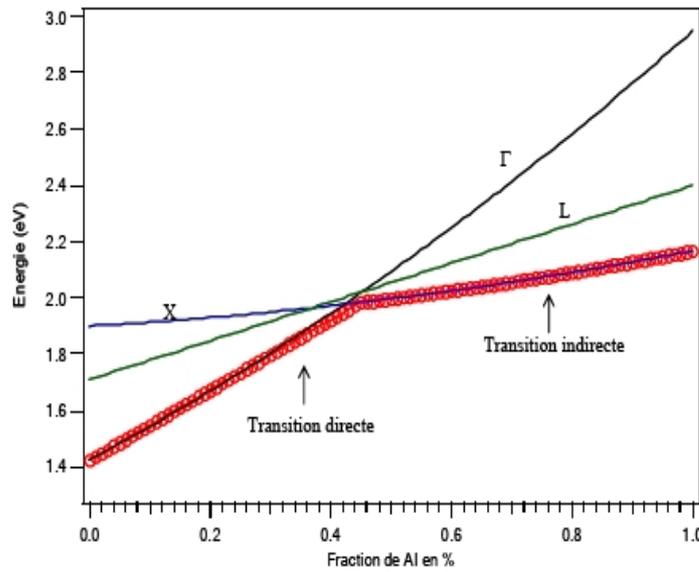


Figure I-5 : Evolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium[6].

Nos échantillons se situent dans la partie à transition directe avec un taux d'aluminium variant entre 19,6 % et 34 %.

La dépendance de ces énergies (en eV) en fonction de la température s'écrit [6].

$$E_{\Gamma-\Gamma} = E_{\Gamma-\Gamma}(0) - 5.41 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (I.20)$$

$$E_{X-\Gamma} = E_{X-\Gamma}(0) - 4.6 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (I.21)$$

$$E_{L-\Gamma} = E_{L-\Gamma}(0) - 6.05 \times 10^{-4} \times \frac{T^2}{T + 204} \quad (I.22)$$

Dans ces équations les énergies à la température zéro degré Kelvin sont données par :

$$E_{\Gamma-\Gamma}(0) = 1.519 + 1.155x + 0.37x^2 \quad (I.23)$$

$$E_{X-\Gamma}(0) = 1.981 + 0.124x + 0.144x^2 \quad (I.24)$$

$$E_{L-\Gamma}(0) = 1.815 + 0.69x \quad (I.25)$$

Les deux matériaux se différencient par leur largeur de bande interdite E_g , leur travail de sortie ϕ et leur affinité électronique χ . E_{VL} , E_C et E_V représentent respectivement le niveau du vide, l'énergie de la bande de conduction et l'énergie de la bande de valence. Les différents paramètres relatifs au GaAs sont obtenus en donnant à x la valeur zéro dans les équations précédentes.

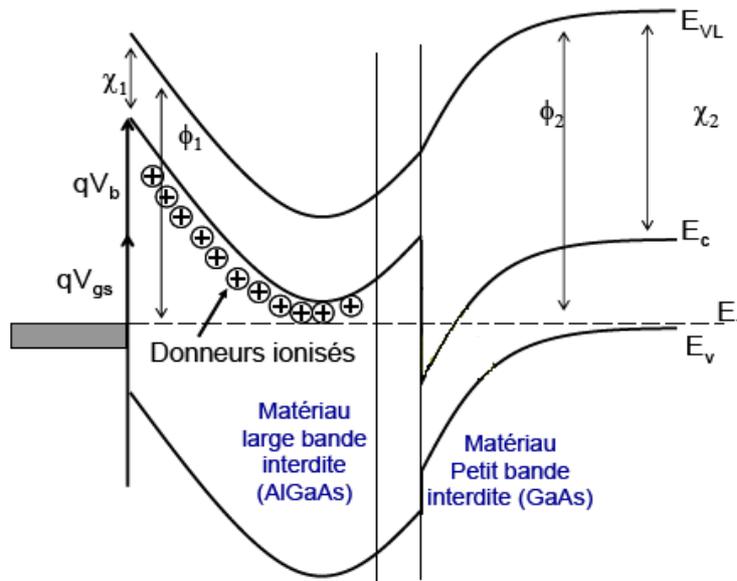


Figure I-6 : Evolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium.

Anderson R. L [12] a donné l'expression de la discontinuité des bandes de valence et de conduction partant de la continuité du niveau du vide.

$$\Delta E_C = c_1 - c_2 \tag{I.26}$$

$$\Delta E_V = (E_{g2} - E_{g1}) - \Delta E_C \tag{I.27}$$

Avec E_{g1} (E_{g2}) et c_1 (c_2) la largeur de la bande interdite et l'affinité électronique du AlGaAs (GaAs).

Cependant, la détermination exacte des affinités électroniques est difficile.

La mécanique quantique permet d'écrire pour l'hétérojonction AlGaAs/GaAs :

$$\Delta E_C = (0.85 \pm 0.03) \times (E_{g2} - E_{g1}) \quad (I.28)$$

$$\Delta E_V = (0.15 \pm 0.03) \times (E_{g2} - E_{g1}) \quad (I.29)$$

Par exemple, pour un taux d'aluminium $x=0,25$, $\Delta E_C=0,26\text{eV}$ et $\Delta E_V=0,045\text{eV}$.

À basse température, il est recommandé d'utiliser $E_{g2} = 1.41 x$ en (eV) [13].

De ce fait dans les matériaux III-V, les liaisons ne sont pas simplement covalentes comme dans le Silicium. Elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V sur ceux du groupe III. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement covalent des liaisons (semi-conducteur polaires). Cette composante ionique de la liaison est importante, elle se manifeste par la présence de moments dipolaires électriques qui interagissent avec le rayonnement électromagnétique de grande longueur d'onde, au même titre qu'il y a interaction entre les cristaux ioniques et la lumière infrarouge.

I.11. Structure des bandes d'énergie des semi-conducteurs III - V :

Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons en fonction de leurs vecteurs d'onde. On les représente donc dans l'espace réciproque, et pour simplifier, dans les directions de plus hautes symétries de la première zone de Brillouin. Elles ne décomposent en bandes de valence la plus haute, la bande de conduction la plus basse, et la bande interdite qui les sépare qui détermine principalement les propriétés de transport du semi-conducteur.

I.11.1. Structure de bande de GaAs :

Pour le GaAs, le maximum de la bande de valence est en $K=0$ et celle-ci est doublement dégénérée avec deux branches $E=f(K)$ confondues au centre de la zone de Brillouin.

Les deux bandes décrivent la disposition de porteurs de masses effectives différentes, la masse des trous lourds est de $0.68m_0$, celle des trous légers de $0.12m_0$ où m_0 est la masse de l'électron au repos.

Une troisième branche de la bande de valence est abaissée par rapport aux deux premières d'une énergie Δ , égale à $0,33\text{eV}$.

La bande de conduction présente, au centre de la zone de Brillouin ($K=0$) un minimum non dégénéré, qui est une vallée à symétrie (Γ) appelée vallée centrale. Il existe également

d'autres minima à des niveaux d'énergie plus élevée, les 4 vallées à symétrie L dans la direction $\langle 111 \rangle$ et les directions équivalentes.

D'après la courbure des différentes vallées, à la quelle est reliée la masse effective des léger et donc beaucoup plus légers et donc beaucoup plus mobiles que dans les vallées X et L. Cette propriété est en partie responsable de certaines caractéristiques des phénomènes de transport dans le semi-conducteur GaAs.

L'arséniure de gallium étant un composé à gap direct, les transitions électriques les moins énergétiques entre la bande de valence de la bande de conduction peuvent se faire avec conservation du vecteur d'onde K (sans l'intervention des phonons)

L'énergie correspondante à la largeur de bande interdite ΔE_g au centre de la zone de Brillouin varie avec la température.

$E_g = 1.43\text{eV}$ à 300K et 1.51eV à 77K.

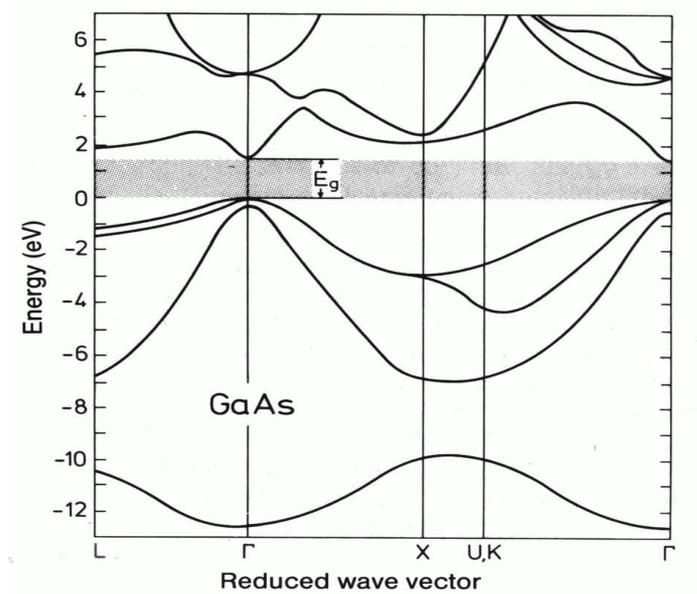


Figure I-7 : Structure de bande d'énergie directe pour le GaAs [6].

1.12. Bandes interdites des composés III-V

1.12.1. Bandes interdites des principaux composés III-V :

La figure I-8 montre les bandes interdites E_g des principaux composés III-V en fonction des paramètres cristallins a_0 [15,16]. En continu bandes interdites directes et en tirets bandes interdites indirectes; les discontinuités sont dues au changement de structures.

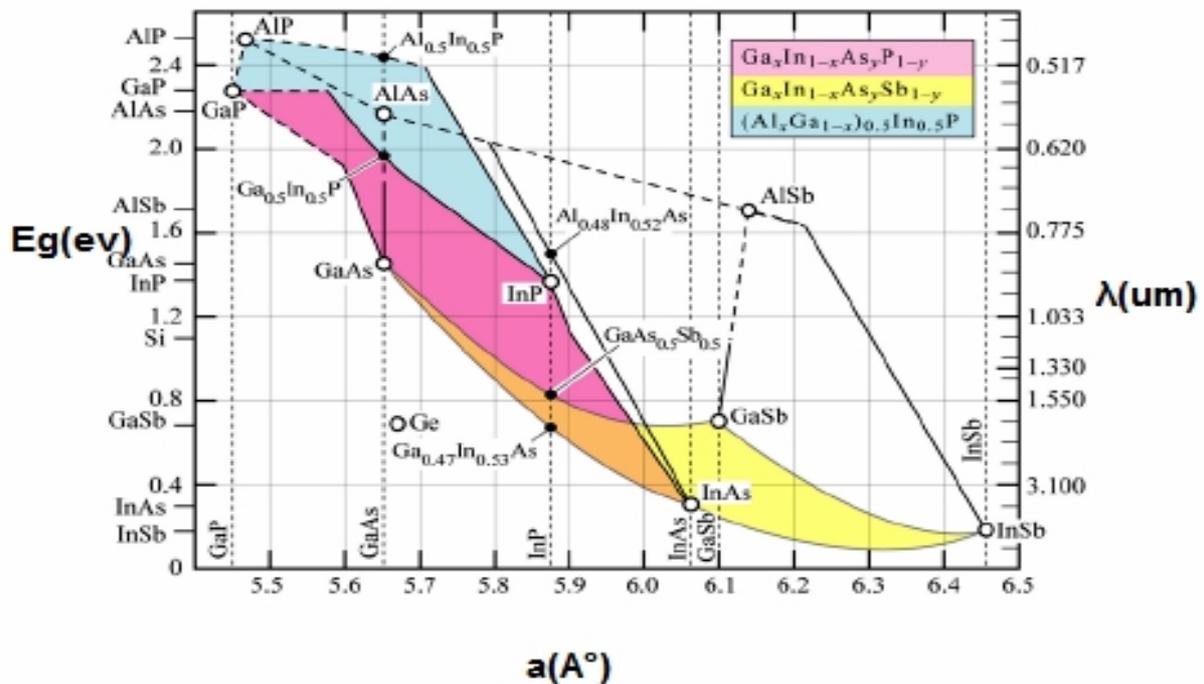


Figure I-8 Bandes interdites des principaux composés III-V En fonction des paramètres cristallins [6]

Le diagramme de la figure 1-8 montre l'évolution de l'énergie de bande interdite des alliages de composés III-V en fonction du paramètre cristallin "a" qui varie lui même avec la composition. Les points du graphe montrent la position des composés binaires, et les lignes représentent l'évolution du gap " E_g " et du paramètre cristallin "a" en fonction de la composition des alliages ternaires et quaternaires. Certaines lignes présentent un point anguleux qui dénote une transition entre un gap direct et un gap indirect. Ce diagramme est donc très important parce qu'il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire ou quaternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP, afin d'obtenir le gap désiré. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété d'alliages permettant de moduler leurs propriétés électroniques.

Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de bande interdite est variable, et donc les propriétés optiques, varient dans une large gamme.

Il existe cependant une contrainte importante pour la fabrication de ces matériaux, qui sont réalisés en couches minces par croissance épitaxiale sur un substrat binaire, le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure I-8 permet de

connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être épitaxié en couche mince sur des substrats binaires.

1.12.2. Discontinuité de bandes aux hétérojonctions "offset" ΔE_C :

Plusieurs types d'hétérojonction sont envisageables figure I-9; le système le plus utilisé actuellement GaAlAs/GaAs est du type I.

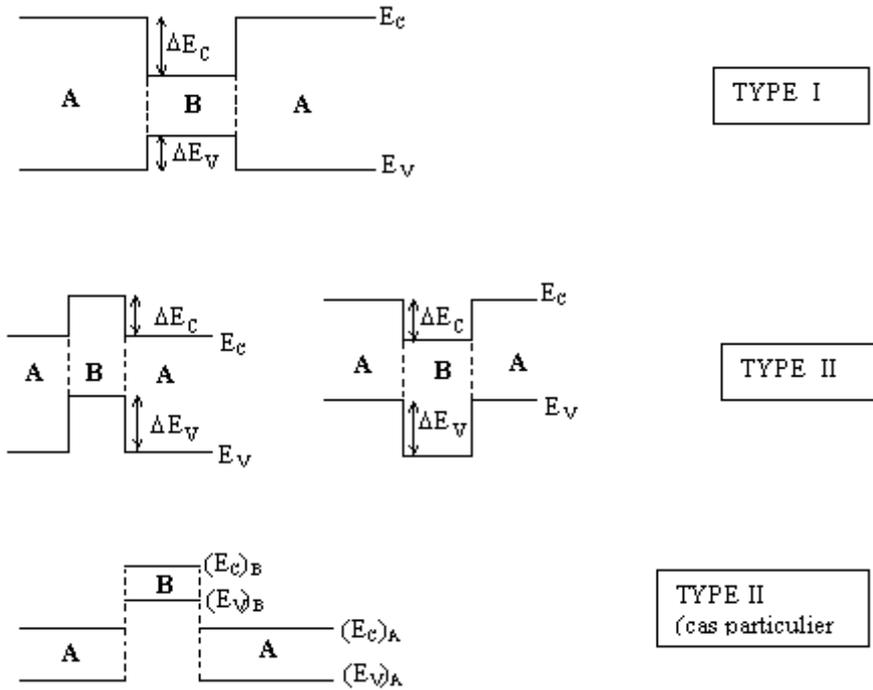


Figure I-9 : Divers types d'hétérojonctions définis par la position relative des Bandes des semi-conducteurs A et B ; le type I est le plus utilisé [6].

Les discontinuités de bandes (ou "offsets" de bandes) aux hétérojonctions (ΔE_C , ΔE_V) sont certainement les paramètres à la fois les plus importants mais aussi les plus difficiles à déterminer. En fait le problème est très complexe, d'autant plus que la dépendance éventuelle des "offsets" de bandes en fonction de la technologie de croissance, de l'orientation cristallographique, ou même de la séquence de croissance est peu connue.

Les principales théories permettant de prédire ces discontinuités de bandes sont des théories dites "linéaires" ; elles supposent qu'il existe une énergie absolue, spécifique, associée à chaque bord de bandes de tout semi-conducteur. Les "offsets" de bandes sont alors simplement les différences entre les énergies absolues de chaque bande pour chacun des deux semi-conducteurs. Par exemple pour la bande de conduction : $\Delta E_C (A/B) = E_C (B) - E_C (A)$.

En fait cette hypothèse de linéarité est bien évidemment une approximation et on devait écrire : $\Delta E_C (A/B) = E_C (B) - E_C (A) + \delta(A/B)$.

Où $\delta(A/B)$ est une correction ne pouvant être exprimée linéairement en fonction des propriétés individuelles des semi-conducteurs A et B, mais est une caractéristique propre à la combinaison A/B.

Compte tenu de l'hypothèse de linéarité, la propriété de transitivité des discontinuités de bandes aux hétérojonctions se déduit immédiatement, et l'on a :

$$\Delta E_C (A/C) = \Delta E_C (A/B) + \Delta E_C (B/C).$$

Cette règle, couramment admise, est cependant difficile à vérifier expérimentalement ; elle a été très bien vérifiée sur certaines hétéro structures. Mais la détermination expérimentale des discontinuités de bandes aux hétéro structures est toujours un problème d'actualité et ce même pour des systèmes bien connus comme le cas de l'hétéro structure GaAlAs/GaAs.

1.12.3. Nature de la bande de conduction du matériau $Al_xGa_{1-x}As$:

Pour que deux matériaux puissent former une *bonne* hétérojonction, il est d'abord nécessaire que les paramètres de maille soient aussi voisins que possible. A cet effet, le matériau $Al_xGa_{1-x}As$ est très intéressant car, lorsque y varie de 0 à 1, c'est à dire lorsque l'on passe de GaAs à AlAs, la structure de bande passe d'un gap direct de valeur 1.43 eV à un gap indirect de valeur 2.16 eV, alors que la constante de maille passe de 3.595 Å à 3.599 Å, soit une variation < 0.1%.

Ainsi il est possible de faire croître toutes les compositions sur GaAs avec un accord de maille convenable [14].

La constante de maille et les bandes d'énergies en fonction de la composition (y) de l'aluminium sont données par [3,6,15] :

Constante de maille (en Å) $a = 3.5953 + 0.0078x$ (I-30)

Bande interdite (en eV) $E_g = 1.424 + 1.155x + 0.37x^2$. (I-31)

Affinité électronique (en eV) $c = \begin{cases} 4.07 - 1.1x & 0 \leq x < 0.44 \\ 3.64 - 0.14x & 0.44 < x \leq 1 \end{cases}$ (I-32)

Discontinuité de E_c (en eV) $\Delta E_c = \begin{cases} 0.67x + 0.27x^2 & 0 \leq x < 0.44 \\ 0.475 - 0.31x & 0.44 < x \leq 1 \end{cases}$ (I-33)

$$\text{Discontinuité de } E_v \text{ (en eV)} \Delta E_v = \begin{cases} 0.413x + 0.166x^2 & 0 \leq x < 0.44 \\ 0.413x + 0.166x^2 & 0.44 < x \leq 1 \end{cases} \quad (\text{I-34})$$

Les deux figures (I-10 et I-11) illustrent la nature, et la variation du minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence en fonction de la composition de l'aluminium (x) du composé ternaire $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Al}_x\text{As}$, et son effet sur les vallées Γ , L et X.

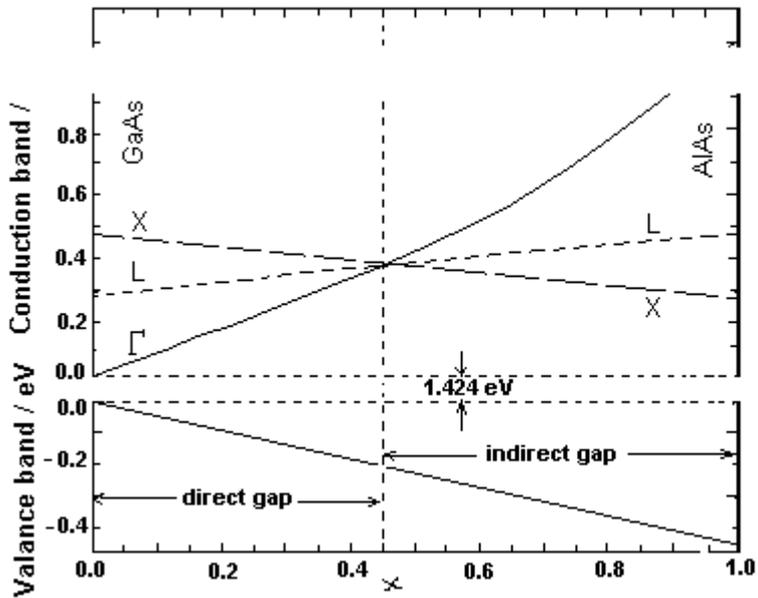


Figure I-10 : Variation du minimum de la bande de conduction, et le Maximum de la bande de valence du composé $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ en fonction de (x) [13].

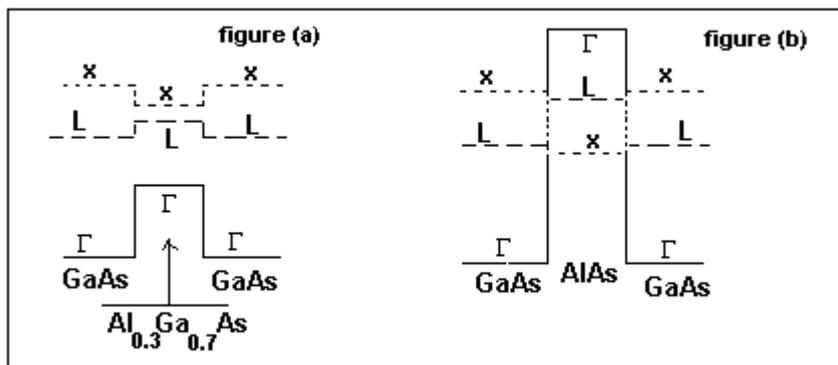


Figure I-11 barrière et puits dans l'hétérojonction $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$ [6] :
 a) Cas où $x = 0.3$ et la vallée Γ est la barrière la plus basse.
 b) Cas où $x = 1$ et la vallée X est la barrière la plus basse.

I.13 Puits quantique

Dans un puits quantique, les porteurs sont confinés à l'aide d'une barrière de potentiel V qui provoque l'apparition de phénomènes quantiques qui sont la discrétisation des niveaux d'énergie autorisés E_i (niveaux de confinements) [6].

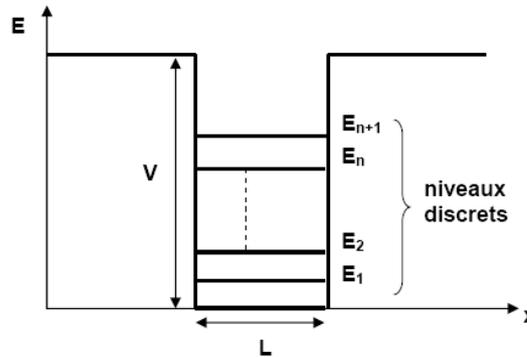


Figure I-12 : Quantification des niveaux d'énergie dans un puits quantique

La condition d'apparition de l'effet quantique, est que l'épaisseur de la couche active L soit de dimension comparable à la longueur d'onde de "De Broglie" λ associée à l'électron et donnée par [6].

$$l = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_{ep}^*K_B T}} \tag{I-35}$$

Où : p représente la quantité de mouvement, m_{ep}^* est la masse effective de l'électron dans le puits, h et K_B sont les constantes de Planck et de Boltzman.

Mais cette condition n'est pas suffisante, en effet si nous appliquons la relation d'incertitude de Heizenberg ($\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$) à une particule confinée par un potentiel dans une région finie de l'espace, nous voyons que ($\Delta p_x \neq 0$). Cela signifie que dans l'état d'énergie le plus bas, cette particule est en mouvement. Ceci s'explique, par exemple, qu'une particule libre confinée entre deux murs ne peut pas avoir une énergie cinétique nulle d'où la condition donnée par [6].

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n = \frac{\Delta p_x^2}{2m_{ep}^*} = \frac{\hbar}{2m_{ep}^* \Delta x^2} \geq \frac{1}{2} K_B T \tag{I-36}$$

Où : ΔE représente l'écart entre les énergies quantifiées, T est la température, Δx et Δp_x sont les incertitudes de Heizenberg sur la position et la quantité du mouvement de la particule. Il existe une autre relation d'incertitude similaire entre le temps et ΔE , qu'on peut interpréter comme suit. Si l'énergie d'un système est bien déterminée, cela signifie

que celui-ci est infiniment stable. Si un système a une durée de vie τ_{in} , son énergie ne peut être connue à mieux que la condition suivante soit réalisée [6].

$$\Delta E = E_{n+1} - E_n \geq \frac{\hbar}{\tau_{in}} \tag{I-37}$$

Avec : τ_{in} représente le temps de relaxation intra-bande.

I.14. Modèle d'Anderson d'une hétérojonction

Ce modèle simple proposé par Anderson (1962) [13], est basé sur l'étude d'une hétérojonction à partir du diagramme des bandes d'énergies dans la structure, il suppose l'hétérojonction idéale, à savoir abrupte et dépourvue de charges d'interface, dues par exemple à un désaccord des mailles cristallines, c'est-à-dire le courant est entièrement dû à l'injection de porteurs au dessus des barrières existantes dans les bande de conduction, et de valence après jonction des semi-conducteurs considérés.

Soient S.C1 et S.C2, deux semi-conducteurs, le premier de type (n), et le second de type (p), caractérisés par les affinités électroniques χ_1 et χ_2 , les gaps (E_{G1}) et (E_{G2}), et les travaux d'extraction ϕ_1 et ϕ_2 ; en l'absence de tout contact, les diagrammes énergétiques dans chacun des semi-conducteurs, sont représentés sur la Figure I-13. Les deux semi-conducteurs étant indépendants, la distribution des électrons dans chacun d'eux est indépendante de l'autre, de sorte que les distributions sont caractérisées par deux niveaux de Fermi différents E_{F1} et E_{F2} .

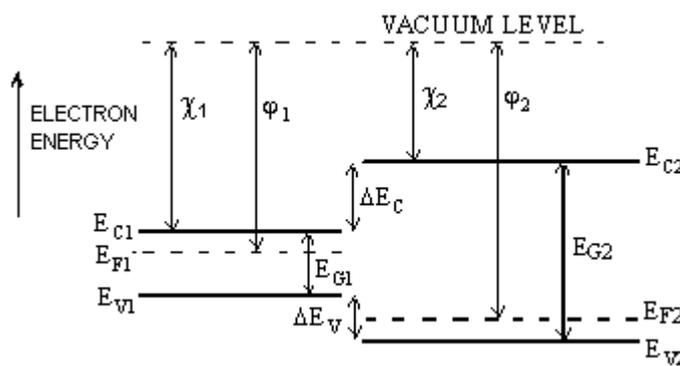


Figure I-13 : diagramme énergie bande de deux Semi-conducteurs isolés [13].

Lorsque les deux semi-conducteurs, sont mis en contact, il y a transfert des électrons du semi-conducteur à plus fort niveau de Fermi, vers le semi-conducteur à plus faible niveau de Fermi, de manière à réaliser l'alignement des niveaux de Fermi, cet

échange se fait au voisinage de la jonction et fait apparaître une charge d'espace à laquelle est associée une barrière de potentiel qui arrête la diffusion des porteurs de charges et définit l'état d'équilibre.

L'alignement des niveaux de Fermi crée des discontinuités de bande de conduction ΔE_C et bande de valence ΔE_V , données par :

$$\Delta E_C = \Delta\chi \tag{I-38}$$

$$\Delta E_V = \Delta E_G - \Delta\chi \tag{I-39}$$

$\Delta\chi$ et ΔE_G représentent respectivement les différences d'affinité électronique, et de bande interdite entre les deux semi-conducteurs Figure I-14.

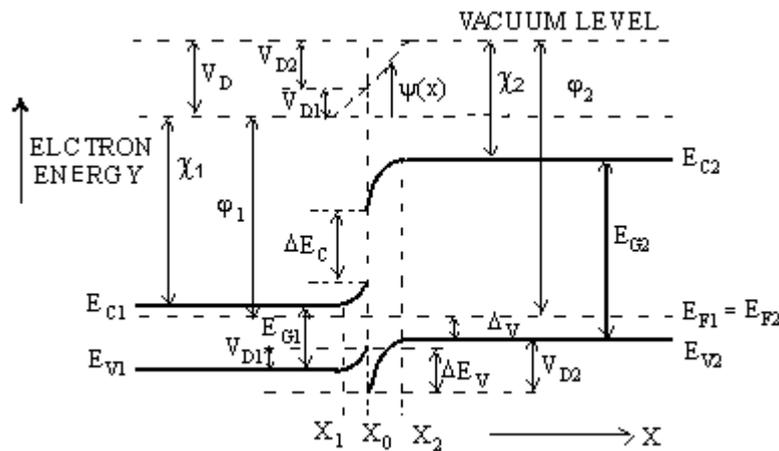


Figure I-14 : diagramme énergie bande d'une Hétérojonction à l'équilibre [18].

Quand on soumet cette hétérojonction à un voltage extérieur (V_a) la résolution de l'équation de Poisson donne les largeurs de transition dans les deux semi-conducteurs :

- dans la région du S.C 1 du type (n)

$$X_0 - X_1 = \frac{(2 \cdot N_a \cdot 2 \cdot e_1 \cdot e_2)^{1/2} \cdot (V_d - V_a)^{1/2}}{(q \cdot N_d \cdot 1 \cdot (e_1 \cdot N_d \cdot 1 + e_2 \cdot N_a \cdot 2))^{1/2}} \tag{I-40}$$

- dans la région du S.C 2 du type (p)

$$X_2 - X_0 = \frac{(2 \cdot Nd_1 \cdot e_1 \cdot e_2)^{1/2} \cdot (V_d - V_a)^{1/2}}{(q \cdot Na_2 \cdot (e_1 \cdot Nd_1 + e_2 \cdot Na_2))^{1/2}} \quad (I-41)$$

La largeur totale de la région de transition est alors de :

$$W = X_2 - X_1 = \frac{(2 \cdot e_1 \cdot e_2 \cdot (Na_2 + Nd_1))^{1/2} \cdot (V_d - V_a)^{1/2}}{(q \cdot Nd_1 \cdot Na_2 \cdot (e_1 \cdot Nd_1 + e_2 \cdot Na_2))^{1/2}} \quad (I-42)$$

Les tensions supportées par chacune des substances semi-conductrices formant

L'hétérojonction lors de l'application d'une tension extérieure (V_a) sont données par :

$$V_n = V_d1 - V_1 \quad (I-43)$$

$$V_p = V_d2 - V_2 \quad (I-44)$$

Avec: V_n tension totale du S.C du type (n)

V_p tension totale du S.C du type (p)

V_1 portion de V_a supportée par le S.C 1 (type n)

V_2 portion de V_a supportée par le S.C 2 (type p).

On montre que

$$V_1 + V_2 = V_a, \quad V_1 = K_1 \cdot V_a \quad \text{et} \quad V_2 = K_2 \cdot V_a \quad (I-45)$$

$$\text{Avec } K_1 = 1 - K_2 \quad \text{et} \quad K_2 = \frac{e_1 \cdot Nd_1}{e_1 \cdot Nd_1 + e_2 \cdot Na_2} \quad (I-46)$$

La tension relative supportée par chacun des S.C est donnée par:

$$\frac{V_n}{V_p} = \frac{Na_2 \cdot e_2}{Nd_1 \cdot e_1} \quad (I-47)$$

Si la barrière des trous (ΔE_v) est inférieure à celle des électrons (ΔE_c), et si on suppose qu'il n'y a pas de collisions des trous dans la région ($X_0 - X_1$), et en considérant le flux des courants à l'équilibre on obtient la relation suivante :

$$A_1 \cdot \text{Exp}(-(\Delta E_v - q \cdot V_d1) / KT) = A_2 \cdot \text{Exp}(-q \cdot V_d2 / KT) \quad (I-48)$$

Avec A_1 et A_2 des constantes dépendantes des niveaux d'impuretés et des masses effectives des porteurs.

Pour $V_2 \gg KT$ et puisque la barrière des trous (ΔE_v) est inférieure à celle des électrons (ΔE_c), alors les porteurs qui dominent sont les trous et on montre dans ces conditions que la relation entre le courant et la tension est de la forme:

$$I = A \cdot \text{Exp}\left(-\frac{q \cdot V_d}{KT}\right) \cdot \left(\text{Exp}\left(\frac{q \cdot V_2}{KT}\right) - \text{Exp}\left(-q \cdot \frac{V_1}{KT}\right)\right) \quad (\text{I-49})$$

Avec $A = Ct \cdot S \cdot q \cdot Na^2 \cdot \left(\frac{\Delta P}{T_p}\right)^{1/2} \quad (\text{I-50})$

Ct : Coefficient de transmission

S : Surface d'injection

Cette relation est valable si le courant est constitué uniquement par les porteurs injectés d'un S.C vers l'autre.

La capacité de jonction par unité de surface associée à la région de transition est donnée par la formule suivante:

$$C = \left[\frac{q \cdot e_1 \cdot e_2 \cdot Nd_1 \cdot Na^2}{2 \cdot (e_1 \cdot Nd_1 + e_2 \cdot Na^2) \cdot (V_d - V_a)} \right]^{1/2} \quad (\text{I-51})$$

I.15 Paramètres physiques du système InGaAsP-InP

Malgré l'effort de recherche considérable consacré aux lasers InGaAsP-InP au cours des 20 dernières années, plusieurs paramètres physiques du système InGaAsP-InP sont connus avec une précision peu satisfaisante. Les expressions –modèles- mathématiques présentés dans cette partie ne constituent donc qu'une approximation raisonnable des propriétés physiques du système InGaAsP-InP.

I.15.1 Paramètre de réseau et fractions molaires

Nous considérons des lasers dont la région active est formée par le composé quaternaire $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ et les couches de confinement par le composé binaire InP. Pour obtenir des lasers de bonne qualité, il est essentiel que les fractions molaires x et y soient choisies de façon à ce que les paramètres de réseau des semi-conducteurs $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ et InP soient accordés. La loi de Vegard permet d'exprimer le paramètre de réseau du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en

fonction des paramètres de réseau des composés binaires GaAs, GaP, InAs et InP [8,16,17,18]:

$$a(x, y) = xy a(\text{GaAs}) + x(1 - y)a(\text{GaP}) + (1 - x)y a(\text{InAs}) + (1 - x)(1 - y)a(\text{InP}) \quad (\text{I-52})$$

Connaissant les paramètres de réseau des composés binaires, la condition d'accord $a(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}) = a(\text{InP})$, relie les fractions x et y de la façon suivante :

$$x = \frac{0.4526y}{1 - 0.031y} \quad (\text{I-53})$$

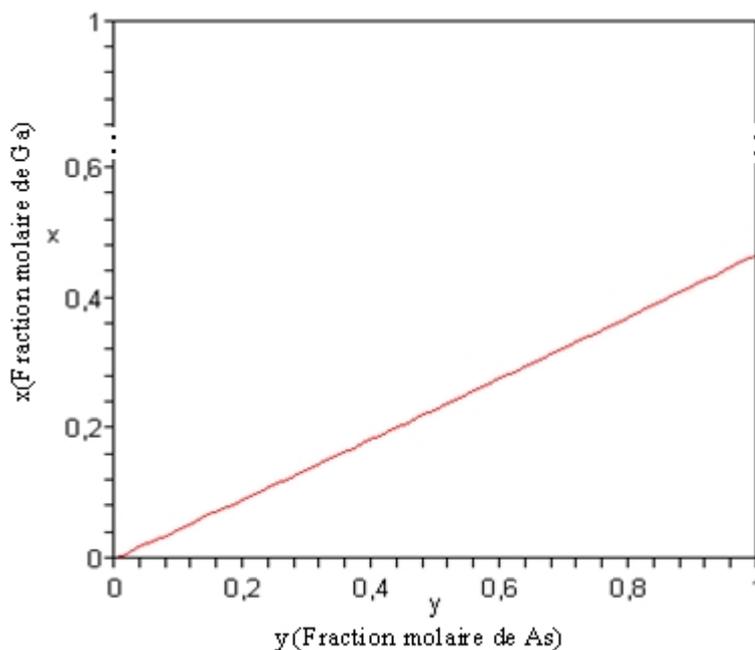


Figure I.15: Composition de la couche active $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

La figure I.15 illustre l'accord du paramètre de réseau du InGaAsP à celui du InP. On constate que l'énergie de la bande interdite du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ peut être variée considérablement. La longueur d'onde d'émission des lasers InGaAsP-InP peut être fixée entre environ 1 à 1,65 μm en choisissant correctement les fractions molaire x et y .

I.15.2 Structure de bande du InGaAsP

Le $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ est un semi-conducteur à bande interdite directe pour $0 \leq y \leq 1$ lorsque son paramètre de réseau est accordé à celui du InP. L'énergie de la bande interdite est un paramètre très important qui détermine, entre autres, la longueur d'onde d'émission du laser ($\lambda \approx hc/E_{ga}$, où E_{ga} est l'énergie de la bande interdite de la région active du laser).

Nous modélisons les variation de E_g par rapport à la composition du matériau et la température de la façon suivante [19] :

$$E_g(y,T) = 1.421 - \frac{3.63 \times 10^{-4} T^2}{T + 162} - 0.72y + 0.12y^2 \quad (I-54)$$

Dans cette expression, T est la température absolue et E_g est exprimé en eV. La figure 1-16 illustre le comportement de l'énergie de la bande interdite du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en fonction de la fraction molaire y pour la température $T = 300$ K.

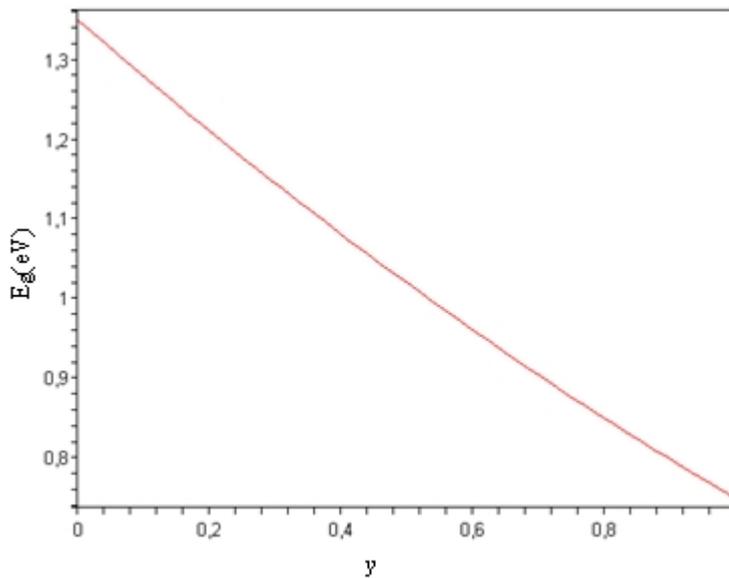


Figure I.16 : Énergie de la bande interdite du InGaAsP à $T = 300$ K.

Nous utilisons le modèle d'Anderson [18] , en considérant l'affinité électronique c_e comme un paramètre ajustable, pour déterminer l'alignement des bandes dans une hétérojonction. La discontinuité ΔE_c dans la bande de conduction a été mesurée par Forest pour les hétérojonctions abruptes InGaAsP-InP. Considérant plusieurs compositions différentes ($0 \leq y \leq 1$), Forest a montré que [8, 20] :

$$\Delta E_c(y) = 0.4\Delta E_g(y) \quad (I-55)$$

Où $\Delta E_g(y) = E_g(\text{InP}) - E_g(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y)$

pour déterminer l'affinité électrique du InGaAsP :

$$c_e(y) = c_e(\text{InP}) + 0.4\Delta E_g(y) \quad (II-56)$$

Où c_e (InP)=4.40 eV est l'affinité électrique du InP.

Nous nous limitons à l'approximation des bandes paraboliques pour déterminer les densités effectives d'états dans la bande de conduction et les bandes de valence. Dans ce cas, les densités effectives d'états sont données par :

$$N_c = 2 \left(\frac{2pkT}{h^2} \right)^{3/2} m_c^{3/2} \quad (\text{I.57})$$

$$N_v = 2 \left(\frac{2pkT}{h^2} \right)^{3/2} m_v^{3/2} \quad (\text{I-58})$$

Où h est la constante de Planck N_c et N_v et m_c et m_v sont respectivement les densités effectives d'états et les masses effectives pour les électrons et les trous.

La masse effective des électrons dans le InGaAsP, la masse effective de l'électron est donnée par [14, 20]:

$$m_c = (0.080 - 0.039y)m_0 \quad (\text{I.59})$$

Où m_0 est la masse de l'électron, la masse effective du trou léger est donnée par [A1] :

$$m_{v2} = (0.12 - 0.069y)m_0 \quad (\text{I.60})$$

La masse effective du trou lourd est donnée par [21] :

$$m_{v1} = ((1 - y)(0.79x + 0.45(1 - x)) + y(0.45x + 0.4(1 - x)))m_0 \quad (\text{I.61})$$

La masse moyenne est donnée par :

$$m_v = \left((m_{v1})^{3/2} + (m_{v2})^{3/2} \right)^{2/3} \quad (\text{I.62})$$

Notons aussi que nous négligeons toute dépendance en température des masses effectives m_c et m_v .

I.15.3 Permittivité statique

La permittivité statique (basse fréquence) du InGaAsP est donnée par [8,20]:

$$e_s(y) = (12.40 + 1.5y)e_0 \quad (I.63)$$

Où e_0 est la permittivité du vide. L'expression qui précède est obtenue en interpolant les valeurs de la permittivité statique des composés binaires GaAs, GaP, InAs et InP.

I.15.4 Mobilités des porteurs :

Les variations des mobilités m_n et m_p par rapport à la composition du matériau, la température et la concentration de dopant de la façon suivante [8,22] :

$$m_n(y, T, N) = \frac{5000 \text{cm}^2 / \text{V.s}}{\left[1 + \frac{N}{1.22 \times 10^{16}}\right]^{0.191}} f_n(y) \left(\frac{300}{T}\right)^{1/2} \quad (I.64)$$

$$m_p(y, T, N) = \frac{192 \text{cm}^2 / \text{V.s}}{\left[1 + \frac{N}{2.71 \times 10^{16}}\right]^{0.272}} f_p(y) \left(\frac{300}{T}\right)^{1/2} \quad (I.65)$$

Dans ces expressions, $N = N_D + N_A$ est la concentration totale de dopant exprimée en cm^{-3} . Les fonctions $f_n(y)$ et $f_p(y)$ représentent la dépendance des mobilités par rapport à la composition du matériau. Ces fonctions sont définies comme suit:

$$f_n(y) = 3.04y^2 - 1.30y + 1 \quad (I.66)$$

$$f_p(y) = 2.58y^2 - 2.04y + 1 \quad (I.67)$$

La dépendance en température de la forme $T^{-1/2}$ indique que les mobilités dépendent surtout de la diffusion reliée à la perturbation aléatoire de la périodicité du réseau due à la composition de alliage. Ce mécanisme de diffusion est dominant dans le InGaAsP pour des températures supérieures à environ 200 K et les relations I.12 et I.13 sont donc relativement peu précises pour $T < 200$ K.[8,22].

I.15.5 Les coefficients de recombinaison :

Nous considérons quatre processus de recombinaison dans notre modèle. Ces processus sont la recombinaison spontanée, la recombinaison Auger, la recombinaison de type Shokley-Read –Hall et la recombinaison associée à l'émission stimulée.

taux de recombinaison spontanée [8]:

Le taux de recombinaison spontanée est donné par :

$$R_{spont} = B(n, p)(np - n_0 p_0) \quad (I.68)$$

Où $B(n, p)$ est le coefficient de recombinaison spontanée qui dépend des densités de porteurs n et p , et n_0 et p_0 sont les densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique.

Le coefficient $B(n, p)$ peut être calculé à partir de la structure de bandes du InGaAsP et de l'élément de matrice associé aux transitions directes [23]. Les prédictions théoriques pour le coefficient $B(n, p)$ sont généralement de 30 % à 50 % plus élevées que les valeurs expérimentales [24].

En principe, le coefficient $B(n, p)$ dépend de la composition du matériau, de la température et de la concentration de dopant en plus des densités de porteurs.

Nous ne considérons quant à nous que les variations de ce coefficient par rapport à la température et les densités de porteurs. Nous utilisons le modèle suivant [8, 25] :

$$B(n, p, T) = B_0(T) - B_1(T) \min(n, p) \quad (I.69)$$

Où le fonction $\min(n, p)$ reflète le fait que le taux de recombinaison spontanée dépend du produit $n \times p$. Les coefficients $B_0(T)$ et $B_1(T)$ sont donnés par [8]:

$$B_0(T) = 8.0 \times 10^{-11} \left(\frac{300}{T} \right)^{3/2} \quad (\text{cm}^3/\text{s}) \quad (I.70)$$

$$B_1(T) = 2.0 \times 10^{-19} B_0(T) \quad (\text{cm}^6/\text{s}) \quad (II.71)$$

Ce modèle est fortement inspiré des mesures effectuées par Olshansky pour des dispositifs InGaAsP-InP émettant à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ à $T = 300 \text{ K}$. Nous négligeons les variations de B par rapport à la composition du milieu car les écarts entre les valeurs mesurées pour différentes compositions par divers auteurs ne permettent pas de dégager une tendance

claire. De tous façon, les modèles théoriques indiquent que B varie lentement par rapport à la composition du matériau et nous considérons dans ce travail des lasers InGaAsP-InP émettent au voisinage de $1.3\mu m$ et $1.2\mu m$. Nous négligeons aussi les variations de B par rapport à la composition de dopant car nous nous limitons à des lasers dont la région active est faiblement dopée.

Soulignons que la diminution de B en fonction des densités de porteurs (donnée par le coefficient $B_1(T)$) a été mesurée par Olshansky [26] et correspond assez bien aux prédictions théoriques de Stern.

Finalement, la dépendance en température de la forme $T^{-3/2}$ a été observée par Haug et Mozer. Cette dépendance en température est compatible avec les prédictions théorique de Lasher et Stern [27].

taux de recombinaison Auger [8] :

Le processus de recombinaison AUGER est représenté sur la figure-I-18-b dans le cas particulier du processus électron-électron-trou (e-e-t). L'énergie de la recombinaison est cédée à un deuxième électron qui "monte" dans la BC puis cède cette énergie au réseau cristallin. Un tel événement nécessite la présence de trois particules et la vitesse de recombinaison AUGER, R_{Aug} est donnée par la relation suivante :

$$R_{Aug} = c_n n(np - n_0 p_0) + c_p p(np - n_0 p_0) \quad (I.72)$$

Où c_n et c_p sont les coefficients de recombinaison Auger. Le coefficient c_n est associé aux recombinaisons Auger de type CHCC faisant intervenir deux électrons et un trou (figure I.17a) et le coefficient c_p est associé aux recombinaisons Auger de type CHSH faisant intervenir deux trous et un électron (figure I.17b). Les recombinaisons Auger de type CHCC et CHSH peuvent se produire de façon directe ou indirecte faisant intervenir un phonon.

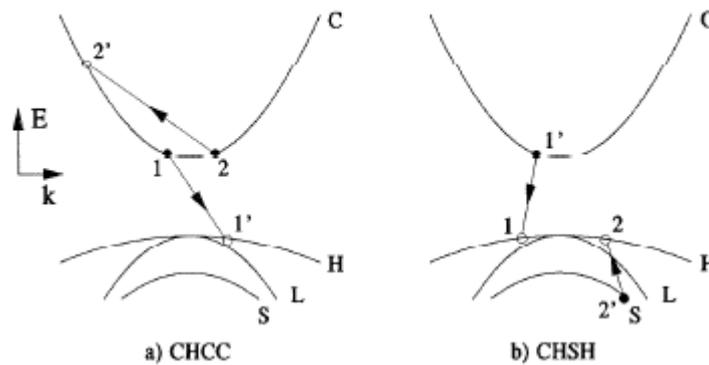


Figure I.17 : Représentation schématique des processus Auger de type CHCC(a) et CHSH (b). Les symboles C, H, L et S identifient respectivement la bande de conduction, la bande des trous lourds, la bande des trous légers et la bande de split-off.

Les coefficients Auger c_n et c_p peuvent être calculés à partir de la structure de bandes du InGaAsP et de l'élément de matrice associé à l'interaction coulombienne.

Les meilleures prédictions théoriques ont été obtenues par Haug qui a utilisé le modèle de Chelikowsky et Cohen [28] pour la structure de bande. Les valeurs calculées par Haug pour InGaAsP émettant à 1.3 μm ($y=0.6$) sont présentées, en fonction de la température, au tableau. Les coefficients c_n^d et c_p^d correspondent aux processus Auger directs de type CHCC et CHSH tandis que les coefficients c_n^{ph} et c_p^{ph} correspondent aux processus Auger indirects faisant intervenir un phonon.

T (K)	c_n^d ($\times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$)	c_n^{ph} ($\times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$)	c_p^d ($\times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$)	c_p^{ph} ($\times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$)
100	10^{-16}	2.95	10^{-4}	0.41
200	10^{-6}	3.32	0.13	0.47
300	10^{-3}	3.96	1.40	0.56
400	0.13	4.71	3.97	0.67

Tableau I.3: Coefficients Auger calculés par Haug pour du InGaAsP émettant à 1.3 μm .

Les coefficients Auger ont été mesurés par plusieurs auteurs et les valeurs obtenues présentent des écarts considérables. L'ensemble des résultats expérimentaux indique que le coefficient Auger total $c = c_n + c_p$ est de l'ordre de $1-5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ pour le InGaAsP émettant à 1.3 m à $T = 300 \text{ K}$.

À partir des valeurs calculées par Haug (Tableau I.3), nous modélisons les coefficients Auger c_n et c_p de la façon suivante :

$$c_n(y, T) = \left\{ 1.5 \times 10^{-29} \exp\left(\frac{T-300}{600}\right) \right\} \left(\frac{y}{0.6}\right)^3 \text{ (cm}^6/\text{s)} \quad (\text{I.73})$$

$$c_p(y, T) = \left\{ 1.05 \times 10^{-29} \left(\frac{T}{300}\right)^{3.6} + 0.45 \times 10^{-29} \right\} \left(\frac{y}{0.6}\right)^3 \text{ (cm}^6/\text{s)} \quad (\text{I.74})$$

La dépendance des coefficients c_n et c_p par rapport à la composition du matériau de la forme y^3 . Les équations II.21 et II.22 donnent en fait :

$$c_n(y = 0.6, T = 300) = c_p(y = 0.6, T = 300) = 1.5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s} \quad (\text{I.75})$$

Cette valeur, qui correspond à du InGaAsP émettant à 1.3 m , est compatible avec les valeurs mesurées $c = c_n + c_p \approx 1-5 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$.

Soulignons que nous négligeons la dépendance des coefficients Auger par rapport à la concentration de dopant car nous considérons des lasers dont la région active est faiblement dopée.

taux de recombinaison de type Shockley-Read-Hall :

Le processus de recombinaison SHOCKLEY-READ-HALL (SRH) est schématisé sur la figure I-18-a. II fait appel à des niveaux d'énergie voisins du milieu du gap (niveaux dits profonds, dus à certains défauts cristallins ou à certaines impuretés) qui peuvent échanger des électrons à la fois avec la BC et avec la BV. L'efficacité de ce processus dépend de la densité des niveaux profonds et par suite, de la qualité du matériau utilisé.

Le taux de recombinaison de type Shockley-Read-Hall est donné par [8] :

$$R_{SRH} = \frac{np - n_0 p_0}{t_p (n + n_0) + t_n (p + p_0)} \quad (I.76)$$

Où t_n et t_p sont les temps de vie des porteurs. Les temps de vie t_n et t_p reflètent la qualité du laser considéré. Pour les lasers de bonne qualité, le taux de recombinaison R_{SRH} peut être négligé en posant $t_n = t_p \approx \infty$. Pour les lasers moins bonne qualité, nous utilisons $t_n = t_p = 10$ ns.

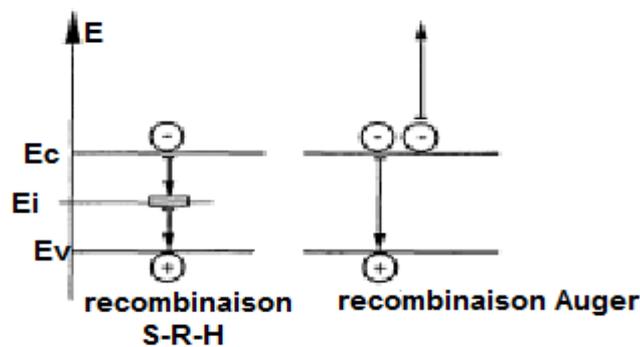


Figure I-18 :Recombinaison non-radiative par les processus Shockly-Read-hall(a)et Auger

taux de recombinaison associé à l'émission stimulée :

Le taux de recombinaison associé à l'émission stimulée est donné par :

$$R_{Sim} = g(n, p)v_g \sum_{i=1}^N I_i S_i \quad (I.77)$$

Quand le gain pour des régions dopées P on prend souvent une approximation linéaire du gain en fonction de la densité de porteurs injectés donnée par formule :

$$g(n, p) \rightarrow g(n) = an - b \quad (I.78)$$

Où $g(n, p)$ est le gain optique dans la région active du laser, v_g est la vitesse de groupe des modes, I_i leur profil spatial et S_i la densité de photons dans chacun des modes.

Les paramètres a et b peuvent évalués à partir de résultats théoriques ou expérimentaux.

Nous utilisons le modèle suivant pour les paramètres a et b :

$$a(y, T) = 1.0 \times 10^{-16} \exp(E_g(y, T = 300)/3.4) \exp(173.8/T) \quad (\text{cm}^2) \quad (\text{I.79})$$

$$b(y, T) = 158.5 \exp(E_g(y, T = 300)/1.34) \exp(-231.8/T) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (\text{I.80})$$

I.15.6 Le gain optique :

On peut calculer le gain optique à partir de la structure de bande du InGaAsP et de l'élément de matrice associé aux transitions directes, on utilisera la formule d'Osiniski. On fixera arbitrairement les quasi-niveaux de Fermi F_c et F_v , donnés en joules (J) à bord des bandes. Cela correspond à certain niveau d'injection. A l'approximation de Maxwell-Boltzmann, on doit satisfaire au critère suivant : $F_c + F_v \leq 2kT$. on peut obtenir les densités de porteurs équivalentes par : $p = N_v \exp(F_v/kT)$ et $n = N_c \exp(F_c/kT)$. On obtient alors une approximation pour le gain :

$$g(E) = \frac{p^3 c^2 \mathbf{h}^3 C}{8\tilde{n}^2} \left(\frac{E - E_g}{E} \right)^2 \frac{\sinh \left[\frac{F_c + F_v - E + E_g}{2kT} \right]}{\cosh \left[\frac{F_c + F_v - E + E_g}{2kT} \right] + \cosh \left[\frac{F_c - F_v}{2kT} \right]} \quad (\text{I.81})$$

Avec

$$C = \frac{2\sqrt{mc^3} B}{p^4 \mathbf{h}^6} (\sqrt{m_{v1}^3} + \sqrt{m_{v2}^3}) \quad (\text{I.82})$$

$$\text{Où } B = \frac{8\pi E_g^2 q^8}{(4\pi\epsilon_0)^4 m_0 \hbar^2 \mu^5 c^3 E_I^3} \left(\frac{m_0}{m_c} - 1 \right) \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \quad (\text{I.83})$$

On choisit $y = 0.60$ et $y = 0.90$ pour la composition de l'arsenic. E_I^3 est l'énergie d'ionisation des impuretés, Δ est le découplage spin-orbite.

La figure I.18 présente la courbe de gain en fonction de la différence d'énergie ces courbe représentent un maximum vers les énergies plus élevées et la densité des porteurs dans la région active augment, le maximum de la courbe de gain détermine la longueur d'onde d'émission laser [29].

La figure I.19 illustre le gain en fonction de la densité des porteurs injectée dans la région active. Cette figure montre que le gain variés de façon linéaire par rapport à la densité de

porteurs, représentent le coefficient d'absorption (pour $g < 0$) ou d'amplification (pour $g > 0$) dans la région active du laser .

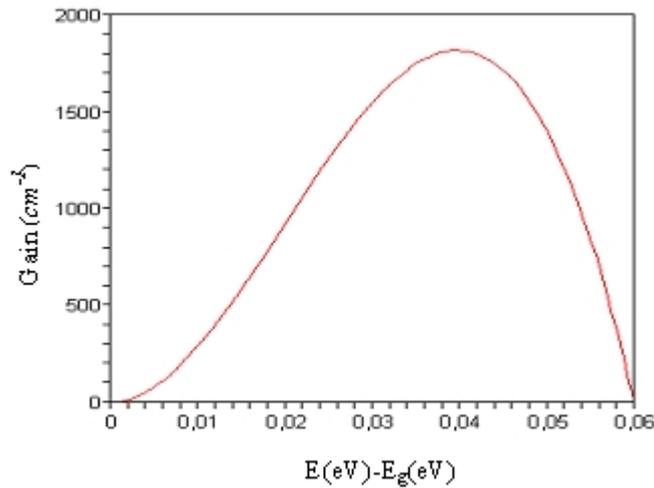


Figure I.19 : Courbes de gain (cm^{-1}) calculées à l'aide de la formule de Osiniski-Marinelli, en fonction de la différence d'énergie des photons (pour du InGaAsP émettant à 1.3 μm et $y = 0.55$).

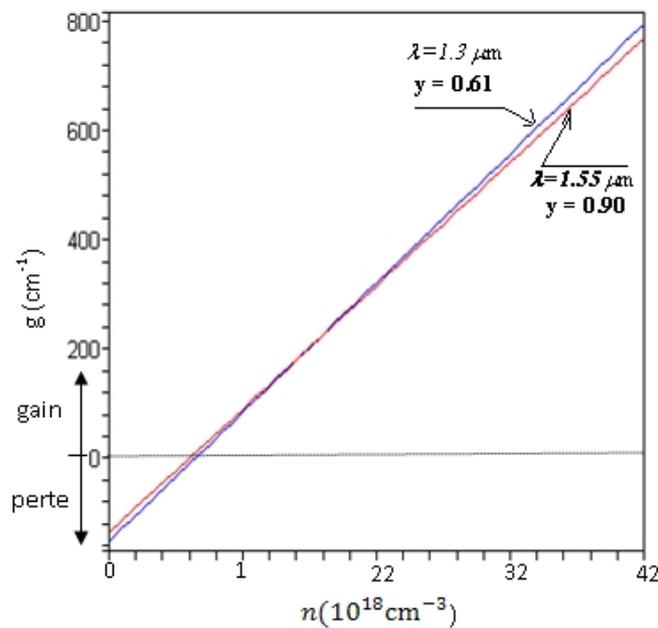


Figure I.20: Courbe montrant la relation linéaire entre le gain et la densité de porteurs injectée dans la région active pour deux valeurs de la fraction molaire $y = 0.61$ et $y = 0.90$.

I.15.7 Les coefficients d'absorption :

Nous considérons trois mécanismes d'absorption en plus du coefficient d'absorption associé aux pertes dues aux miroirs de la cavité Fabry-Pérot du laser. Les trois mécanismes d'absorption considérés sont l'absorption par les porteurs libres, l'absorption dans les bandes de valence et, l'absorption et la diffusion dues aux imperfections de la cavité du laser.

L'absorption par les porteurs libres est généralement dominée par les processus de transitions inter-bandes où un électron ou un trou se retrouve dans un état excité dans la bande de conduction ou la bande de valence suite à l'absorption d'un photon. Le coefficient d'absorption par les porteurs libres $a_{pl}(n, p)$ peut être écrit sous la forme suivante :

$$a_{pl}(n, p) = a_n n + a_p p \quad (\text{I.84})$$

Où n et p sont les densités de porteurs dans le dispositif et a_n et a_p sont des paramètres pouvant être évalués à partir de résultats théoriques ou expérimentaux. Nous supposons, que les paramètres a_n et a_p sont des constantes [8] :

$$a_n = 3.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (\text{I.85})$$

$$a_p = 7.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (\text{I.86})$$

Ces valeurs, qui ont été obtenues expérimentalement pour du GaAs [30], conduisent à un coefficient d'absorption raisonnable pour le InP et le InGaAsP.

L'absorption dans les bandes de valence est dominée par le processus impliquant la transition d'un trou de la bande des trous lourds vers la bande de "split-off" suite à l'absorption d'un photon. Dans cette transition, le nombre d'onde est conservé contrairement aux transitions inter-bandes responsables de l'absorption par les porteurs libres.

L'absorption dans les bandes de valences a été étudiée par plusieurs auteurs et l'importance de ce processus d'absorption est plutôt controversée. Nous avons seulement évalué le coefficient d'absorption dans les bandes de valences a_{BV} pour des lasers émettant à 1.2 μm et 1.3 μm .

Le coefficient a_{BV} est donné par [8]:

$$a_{BV}(p, T) = \begin{cases} 0 & \text{pour } T < 200 \text{ K} \\ k_p(T)p & \text{pour } T \geq 200 \text{ K} \end{cases} \quad (\text{I.87})$$

Où $k_p(T)$ est une fonction croissant de la température. Pour un laser émettant à 1.3 μm , nous avons :

$$k_p(T) = \begin{cases} -1.5 \times 10^{-17} + 8.0 \times 10^{-20} T \text{ (cm}^2\text{)} & \text{dans le InGaAsP} \\ -7.5 \times 10^{-17} + 4.0 \times 10^{-20} T \text{ (cm}^2\text{)} & \text{dans le InP} \end{cases} \quad (\text{I.88})$$

Et, pour un laser émettant à 1.2 μm , nous avons [8]:

$$k_p(T) = \begin{cases} -2.4 \times 10^{-17} + 1.3 \times 10^{-20} T \text{ (cm}^2\text{)} & \text{dans le InGaAsP} \\ -1.4 \times 10^{-17} + 6.5 \times 10^{-21} T \text{ (cm}^2\text{)} & \text{dans le InP} \end{cases} \quad (\text{I.89})$$

Les pertes optiques dues aux imperfections de la cavité du laser dépendent de la qualité du dispositif considéré. Nous représentons ces pertes optiques par le coefficient d'absorption a_a . Pour un laser de bonne qualité, nous supposons ces pertes négligeables ($a_a = 0$) ; nous posons $a_a = 10 \text{ cm}^{-1}$ pour un laser de qualité moyenne.

Finalement, les pertes dues aux miroirs de la cavité Fabry-Pérot sont données par le coefficient d'absorption a_m [29]:

$$a_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (\text{I.90})$$

Où L est la longueur de la cavité du laser R_1 et R_2 , les coefficients de réflexion des faces avant et arrière de la cavité. En considérant l'interface air-semi-conducteur à chaque extrémité du laser, les équations de Fresnell nous donnent :

$$R_1 = R_2 = R \approx \left(\frac{\tilde{n}_a - 1}{\tilde{n}_a + 1} \right)^2 \quad (\text{I.91})$$

Où \tilde{n}_a est l'indice de réflexion de la région active du laser. Pour du InGaAsP, $\tilde{n}_a \approx 3.5$ de sorte que $R \approx 0.31$.

I.15.8 Indice de réfraction et permittivité complexe :

La permittivité complexe dans le dispositif est donnée par [8]:

$$e = \tilde{n}_0 - a_R \frac{\tilde{n}_0}{k_0} g(n, p) + i \frac{\tilde{n}_0}{k_0} (g(n, p) - a) \tag{I.92}$$

Où \tilde{n}_0 est l'indice de réfraction du milieu (sans excitation externe), a_R le facteur d'élargissement de raie, k_0 le nombre d'onde dans le vide, $g(n, p)$ le gain optique et a le coefficient d'absorption associé aux différents mécanismes de perte dans le laser ($a = a_{pl} + a_{BV} + a_a$).

L'indice de réfraction \tilde{n}_0 doit être évalué à la longueur d'onde d'émission du laser. Dans la région active du laser de type $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, l'indice de réfraction est donné par [8]:

$$\tilde{n}_0(y) = 3.4 + 0.256y - 0.095y^2 \tag{I.93}$$

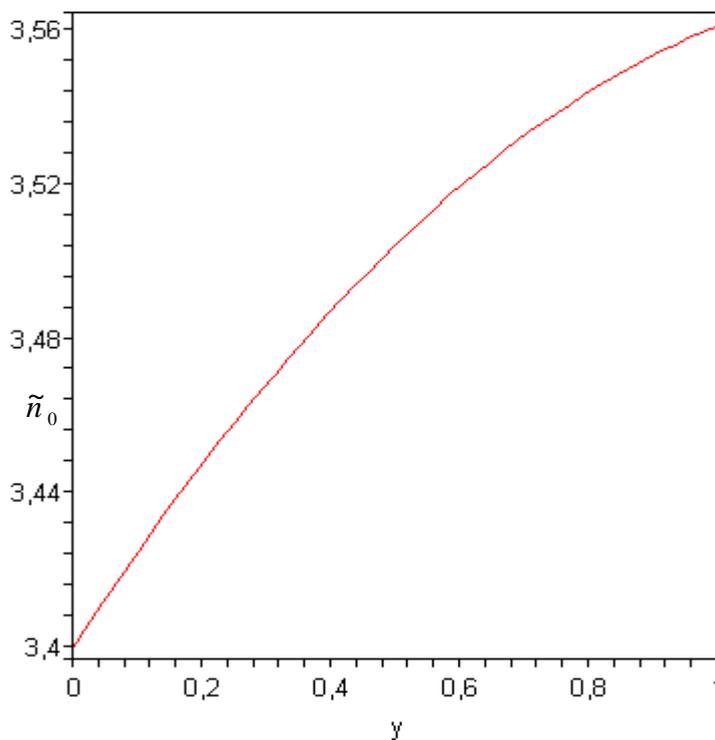


Figure I.21 : Courbe de l'indice de réfraction par la fraction molaire du InP

Et aussi ont mesuré l'indice de réfraction du InP pour différentes longueurs d'onde. Ils ont représenté à l'aide de la formule empirique suivante [8]:

$$\tilde{n}_0(I) = \left(7.255 + \frac{2.316I^2}{(I^2 - 0.3922)} \right)^{1/2} \quad (\text{I.94})$$

Où I est la longueur d'onde exprimée en m .

Soulignons que nous négligeons les variations de \tilde{n}_0 par rapport à la température et la concentration de dopant car ces effets sont faibles devant les effets dus au gain et aux pertes apparaissant dans la permittivité complexe (équation I.94).

Le facteur d'élargissement de raie a_R exprime la dépendance de la partie réelle de la permittivité par rapport aux densités de porteurs n et p . nous exprimons cette dépendance par l'intermédiaire du gain optique $g(n, p)$. Le coefficient a_R dépend surtout de l'absorption par les porteurs libres et des phénomènes de réduction de la bande interdite et de remplissage de la bande « band filling » causés par les densités de porteurs élevées dans la région active du laser.

Le facteur d'élargissement de raie dans le InGaAsP, a_R peut être représenté par une constante :

$$a_R = 5 \quad (\text{I.95})$$

En plus de l'indice de réfraction du milieu, nous utilisons dans notre modèle l'indice de groupe \tilde{n}_g qui détermine la vitesse de groupe v_g des modes du laser.

L'indice de groupe est donné par :

$$\tilde{n}_g \approx \tilde{n}_0 + w \left(\frac{\partial \tilde{n}_0}{\partial w} \right) \quad (\text{I.96})$$

Où w est la fréquence optique. Dans le InGaAsP, $\tilde{n}_0 \approx 3.5$ et l'indice de groupe peut être représenté par une constante :

$$\tilde{n}_g = 4 \quad (\text{I.97})$$

La vitesse de groupe est $v_g = c/\tilde{n}_g$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

I.15.9 Le facteur d'émission spontanée :

Le facteur d'émission spontanée b détermine la fraction de la lumière, émise par recombinaison spontanée, qui est couplée dans un mode du laser. Le facteur d'émission spontanée dépend surtout des propriétés spectrales de l'émission spontanée et des mécanismes de guidage présents dans le laser.

I.15.9 -1 Le facteur d'émission spontanée en cavité :

La microcavité en changeant l'environnement électromagnétique (densité d'état) de la source, modifie ses propriétés d'émission. Depuis l'article de Purcell en 1946 [30,31], cet article montre que la présence d'une microcavité modifie le temps de vie ou dit autrement, modifie l'émission spontanée de l'émetteur. Ce phénomène est généralement caractérisé par le facteur de Purcell

$$F_p = \frac{t_{\text{matériau..massif}}}{t_{\text{cavité}}} = \frac{P_{\text{cavité}}}{P_{\text{matériau..massif}}} \quad (\text{I.98})$$

où $t_{\text{matériau massif}}$ et $t_{\text{cavité}}$ sont respectivement le temps de vie de l'émetteur placé dans le matériau massif et dans une cavité. De même, $P_{\text{matériau massif}}$ et $P_{\text{cavité}}$ sont respectivement la puissance émise par l'émetteur placé dans le matériau massif et dans une cavité.

S'il y a accord spectral et spatial entre le mode de la cavité et l'émetteur, une expression approchée est très utile du facteur de Purcell peut alors être donnée [30]:

$$F_p = \frac{3}{4p^2} \left(\frac{l}{n} \right)^3 \frac{Q}{V_m} \quad (\text{I.99})$$

Où Q le facteur de qualité, et V_m volume modal c'est un indicateur du confinement de la lumière au sein de la microcavité ; il est traditionnellement normalisé par rapport au cube de la longueur d'onde dans le matériau : $(\lambda/n)^3$ [30].

Outre le temps de vie de l'émetteur, un autre paramètre important qui est bouleversé par la mise en cavité de l'émetteur est le facteur d'émission spontanée b . Cette quantité qui caractérise la portion de l'émission totale couplée à un mode donné de la structure et se

définit ainsi

$$b = \frac{P_{\text{mode}}}{P_{\text{Totale}}} \quad (\text{I.100})$$

Quand l'émetteur est en cavité, cette grandeur varie énormément. En effet, l'augmentation d'émission caractérisée par le facteur de Purcell ne se fait pas de manière uniforme sur tous les modes de la structure. En réalité, cette augmentation se fait presque uniquement dans le mode résonant de la microcavité. En première approximation, on peut considérer que l'émission couplée à tous les modes autres que le mode résonant, est inchangée. Nous appelons cette quantité γ et le facteur b s'écrit alors sous la forme

$$b = \frac{P_{Totale} - g}{P_{Totale}} = \frac{F_P - g}{F_P} \tag{I.101}$$

Pour un émetteur idéal placé dans une cavité de facteur de Purcell $F_P = 10$ et pour laquelle $\gamma \approx 1$ par exemple, on arrive à canaliser 90% de l'émission spontanée dans le seul mode résonant de la cavité. Cet effet de concentration de l'émission dans un mode est directement lié à l'effet Purcell et est très important pour nombre d'applications, il peut notamment contribuer à l'efficacité de collection.

I.15.9 -2 Laser sans seuil :

La première application envisagée est le laser sans seuil ($I_{th} = 0$), expérimentalement, le seuil existera toujours. En réalité, on cherche à diminuer drastiquement la valeur de ce seuil. Dans un laser à semi-conducteur conventionnel, seule une très faible portion de l'émission spontanée est couplée au mode résonant de la cavité laser. Tout le reste se couple directement aux modes radiatifs ou à d'autres modes guidés hors résonance.

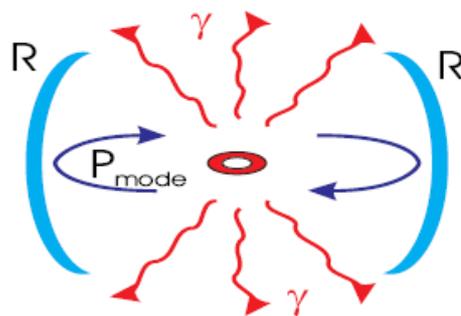


Figure I.22 : Schéma de principe de l'émission en cavité. Répartition de l'émission de la source entre le mode résonant P_{mode} et les autres modes g .

Au final, l'efficacité de couplage dans le mode guidé du laser est très faible

$$b = \frac{P_{\text{mode.laser}}}{P_{\text{Totale}}} \approx 10^{-5} \quad (\text{I.102})$$

Ce faible couplage est à l'origine de l'existence d'un seuil élevé car l'effet laser n'apparaît que quand la puissance d'entrée est supérieure à l'émission spontanée perdue dans les modes radiatifs. Un laser sans seuil nécessite donc de coupler toute l'émission spontanée dans le mode du laser c'est-à-dire obtenir des facteurs b proches de 1. Une première approche pour y parvenir consiste à réaliser une bonne cavité qui va provoquer un fort effet Purcell et donc augmenter le facteur. Il a d'ores et déjà été montré qu'avec $b = 10^{-5}$, le courant de pompe seuil d'un laser donné était de l'ordre de 10mA et qu'il pouvait tomber à seulement 1μA si $b > 10\%$. On voit donc clairement ici l'importance du facteur b pour la réalisation de lasers à très bas seuil.

Dans un laser à guidage par gain, ne présentant pas de variations de l'indice de réfraction \tilde{n}_0 dans la direction latérale (comme un laser à ruban ou à large contact), le facteur d'émission spontanée est de l'ordre de $b \approx 5 \times 10^{-3}$. Pour un laser à guidage par indice (comme un laser à structure enterrée, le facteur d'émission spontanée est plus faible $b \approx 1 \times 10^{-4}$.

Chapitre II

Généralités sur les lasers

II-1 Introduction

Tous les types de laser (y compris les diodes laser) comportent les deux éléments suivants :

- Un **milieu amplificateur** pour la lumière (amplification par émission stimulée).
- Une **contre-réaction optique** qui consiste à réinjecter une partie de la lumière dans l'amplificateur ; un laser s'apparente donc à un oscillateur. La contre-réaction optique est souvent obtenue en plaçant le milieu amplificateur dans une cavité optique (cavité de Fabry-Perot).

La modélisation d'un laser à semi-conducteurs consiste essentiellement à résoudre un problème couplé. Le problème concerne la distribution des porteurs de charge et des photons dans le dispositif, par la présence de la cavité Fabry-Pérot responsable de la rétro - action optique.

Les mécanismes de recombinaison dans la région active qui constituent la source d'émission stimulée, constituent la principale source de couplage entre les photons et les porteurs, La modélisation des propriétés électrique d'un laser à semi-conducteurs, consiste à déterminer la distribution des charges et des courants dans la région active et la puissance émis.

La description des propriétés électriques du laser à semi-conducteurs découlent des équations de Maxwell.

II-2 principe du laser

Les trois principales composantes d'un laser sont les suivant : un milieu actif et un mécanisme de pompage et un résonateur optique [32] .Un system laser peut être schématisé de la façon suivante :

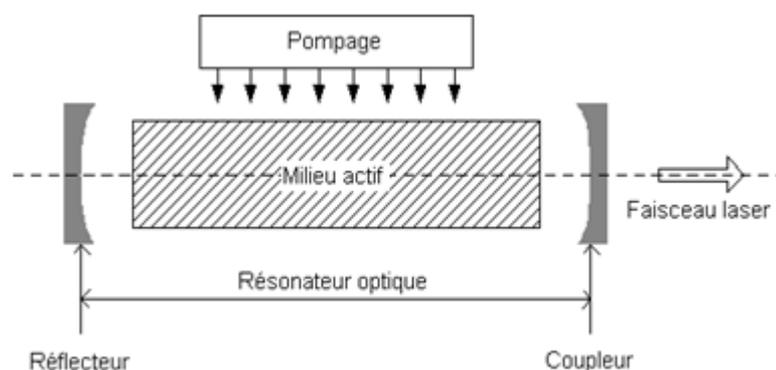


Figure. II-1 Schéma d'un system laser

II-2-1 Milieux amplificateur

D'après le modèle de l'atome de Bohr, un atome est constitué d'un noyau positif formé par les protons et les neutrons, et d'un nuage d'électrons de charge négative sur des orbites spécifiques autour du noyau. Toutes ces trajectoires permises des électrons correspondent à des énergies discrètes, et l'ensemble des niveaux d'énergies permises constitue le schéma de niveaux de l'atome (Figure. II-2). Les termes d'énergie E_n dépendent essentiellement de l'atome en question. Le passage d'électrons d'un niveau à un autre donne lieu aux lignes spectrales de lumière émise ou absorbée. Lors du passage d'un électron d'un niveau E_n supérieur à un niveau E_m inférieur, un photon d'énergie $h\nu = E_n - E_m$ est émis.

La largeur naturelle de ces lignes spectrales est déterminée par la relation d'incertitude de Heisenberg, qui relie la durée de vie d'un état à l'incertitude d'énergie ΔE de cet état. Il se rajoute généralement à cette largeur naturelle un élargissement dû à d'autres effets tels que l'interaction avec le réseau cristallin dans un solide, la pression dans un gaz ou le déplacement de fréquence Doppler dû à l'agitation thermique des atomes d'un gaz.

Entre deux niveaux E_n et E_m trois types d'interactions différentes peuvent se produire :

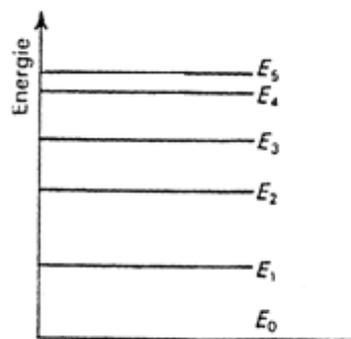


Figure. II-2 Schéma de niveaux.

II-2-1-a absorption :

Un électron du niveau inférieur E_m absorbe un photon d'énergie $h\nu = (E_n - E_m)$ et passe au niveau supérieur E_n . L'énergie du photon doit être comprise dans l'intervalle d'énergie donné par la largeur de la ligne d'absorption considérée [32].

II-2-1-b émission spontanée et émission stimulée:

Un électron du niveau supérieur E_n passe spontanément au niveau inférieur E_m en émettant un photon d'énergie $h\nu = (E_n - E_m)$, c'est l'émission spontanée.

Dans le cas de l'émission stimulée, la lumière incidente de fréquence ν située à l'intérieur de la largeur de la transition force le passage d'un électron du niveau supérieur au niveau inférieur et l'émission d'un photon d'énergie $h\nu = (E_n - E_m)$ [32].

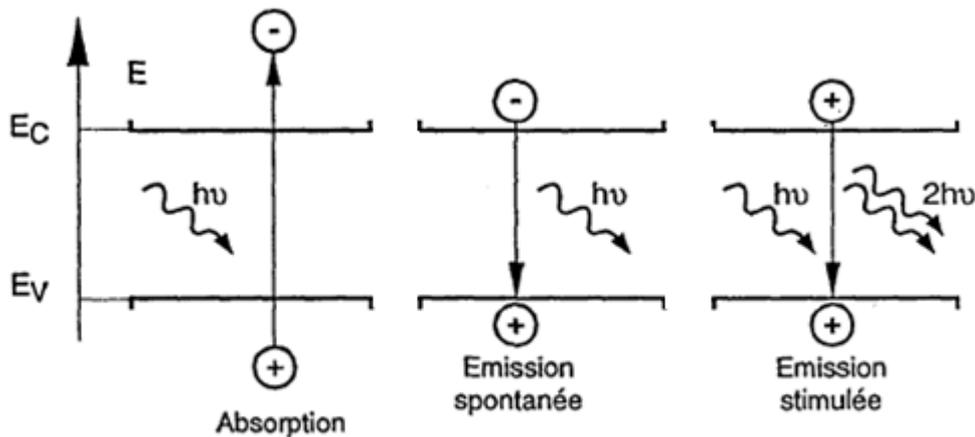


Figure. II-3 Absorption, émission spontanée et émission stimulée.

L'absorption et l'émission stimulées sont des interactions cohérentes, en effet, pour les deux phénomènes l'échange d'énergie correspond à une onde partielle en relation de phase bien déterminée avec l'onde primaire.

L'émission spontanée, par contre, est un processus incohérent car indépendant du champ de radiation environnant et statistiquement indépendant d'un atome à l'autre. Dans les sources de lumière thermique (lampes à incandescence, lampes à arc, etc.), c'est l'émission spontanée qui livre la partie prépondérante de l'émission qui est donc incohérente.

II-2-1-c L'inversion de population

L'émission stimulée d'un atome ou d'une molécule produit un nouveau photon qui a exactement la même fréquence, phase et direction que le photon incident ; dans un laser, cela se fait à grande échelle, sur un très grand nombre d'atomes ou molécules identiques. C'est pourquoi un laser a la particularité d'émettre une onde lumineuse intense dont la direction, la fréquence et la phase sont très bien déterminées. Il s'agit d'une lumière dite cohérente, contrairement par exemple à celle émise par une ampoule à filament, qui émet de nombreuses ondes de fréquences et phases diverses et ce dans toutes les directions.

Mais pour obtenir un effet d'émission stimulée sur un grand nombre d'atomes ou molécules, il faut fournir de l'énergie au milieu matériel afin que ses atomes ou molécules soient pour la plupart dans un niveau d'énergie excité E_2 , et non dans leur niveau fondamental E_1 . C'est ce qu'on appelle effectuer une inversion de population, car à l'équilibre thermodynamique la majorité des atomes se trouvent au contraire dans l'état d'énergie le plus bas (plus précisément, le rapport des populations des niveaux E_2 et E_1 vaut, à l'équilibre thermodynamique à la température absolue T :

$$N_2/N_1 = \exp [- (E_2 - E_1)/kT] \quad (\text{II-1})$$

où k est la constante de Boltzmann [32]. Le mécanisme précis aboutissant à l'inversion de population fait intervenir un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires entre E_1 et E_2 (ce n'est pas possible s'il n'y a que ces deux niveaux). De plus, le niveau excité E_2 doit être suffisamment stable pour que l'émission spontanée ne se produise pas trop rapidement; autrement, celle-ci devancerait l'émission stimulée et l'on n'obtiendrait pas une onde lumineuse cohérente.

II-2-2 Le Pompage

Le pompage permet d'amener une majorité des particules à l'état excité (Excitation optique, Décharge électrique, ...). Il ya ensuite accumulation d'électrons sur le niveau métastable, c'est l'inversion de population. Celle-ci favorise l'émission stimulée [29,34].

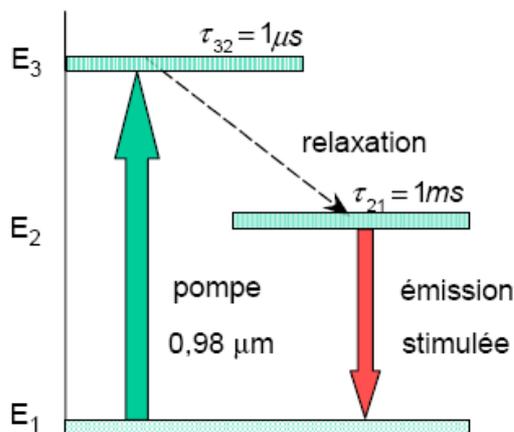
Les différents milieux amplificateurs actuellement utilisés sont indiqués dans le Tableau II-1 suivant, ainsi que la méthode de pompage :

Nature du milieu	Méthode de pompage
Isolant dopé : Rubis dopé Cr, YAG dopé avec des ions néodyme Nd^{+3} , Fibre optique dopée terre rare (Erbium).	Optique (absorption de photons à partir d'un faisceau intense d'énergie appropriée).
Liquide organique (dye) dissous dans un solvant (ex : rhodamine).	Optique
Gaz ionisé : Argon, He-Ne, CO_2 , excimère.	Décharge électrique (plasma gazeux).
Semiconducteur.	Injection de courant dans une jonction.

Tableau II-1 : Milieu amplificateur et méthode de pompage

Pour obtenir une inversion de population suffisamment importante entre les deux niveaux impliqués dans la transition laser, le milieu doit comporter au moins 3 niveaux d'énergie.

La figure II-4, ci-dessous représente le système à 3 niveaux d'énergie utilisé pour le pompage des ions d'Erbium dans une fibre optique :



Système à 3 niveaux : Les électrons sont « pompés » à partir du niveau fondamental E1 sur un niveau E3 (groupe de niveaux très rapprochés ou bande) en utilisant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 0,98 \mu\text{m}$.

La durée de vie τ_{32} , pour les transitions E3 → E2 étant très courte devant la durée de vie τ_{21} pour les transitions E2 → E1, les électrons vont s'accumuler sur le niveau E2.

Le niveau intermédiaire E3 ne sert qu'à faciliter l'inversion de population.

Figure. II-4 : Niveaux d'énergie des ions Er Dans la silice.

II-2-3 Résonateur optique

Le résonateur est constitué de deux miroirs parallèles entre lesquels est placé le milieu actif. Le premier miroir, le réflecteur, est totalement réfléchissant alors que le second, le coupleur, est semi-transparent. Il permet ainsi à la lumière de sortir de la cavité, le résonateur contribue en grande partie à l'amplification de la lumière dans le laser. Les photons en étant réfléchis par les miroirs, peuvent traverser plusieurs fois le milieu actif et provoquer l'émission stimulée d'un plus grand nombre de photons.

Lorsque le processus d'amplification se produit dans le laser, on dit qu'il oscille.

II-3 Caractéristique de la lumière laser

Un faisceau laser est unidirectionnel, intense, monochromatique et cohérent

II-3-1 Unidirectionnel

Le faisceau se dirige dans une direction unique. Cependant, il peut y avoir une divergence de 1 degré d'arc provoquée par la diffraction lorsque le faisceau se propage dans un milieu, ainsi, le diamètre du faisceau peut augmenter jusqu'à **1mm** par mètre parcouru.

La divergence d'un faisceau laser dans l'aire est :

$$\theta = \frac{\lambda}{w_0} \quad (\text{II-2})$$

w_0 :longueur parcouru par le faisceau.

II-3-2 Monochromatique

Contrairement à la lumière émise par le soleil ou par une ampoule à incandescence qui est poly chromatique (constituée de plusieurs longueurs d'onde), la lumière produite par un laser est monochromatique. Elle contient très peu de longueurs d'onde d'opération du laser [33].

II-3-3 Cohérent

La lumière produite par un laser est ordonnée dans le temps et dans l'espace. Ainsi, chaque photon qui la compose oscille en même temps de la même manière. La directivité de la lumière laser est d'ailleurs une conséquence de sa cohérence.

II-4 Différents types de laser

II-4-1 Lasers à gaz

Dans le laser à gaz, le milieu amplificateur est à l'état gazeux. On distingue les lasers à gaz atomique, où l'on utilise une transition électronique entre deux niveaux d'un atome neutre, et les lasers à gaz ionique où l'on utilise des transitions entre deux niveaux d'un atome ionisé. Les lasers à gaz atomique émettent généralement une lumière dans le rouge ou proche infrarouge, le laser He-Ne par exemple possède des lignes d'émission laser à 0,63 μm , 1,15 μm et 3,39 μm . Un laser à gaz ionisé typique est le laser à Argon, il émet principalement dans le bleu et le vert (0,488 μm et 0,514 μm). Dans les lasers à gaz moléculaire on utilise des transitions entre des niveaux vibrationnels et rotationnels des molécules actives. Leurs émissions se situent dans le domaine infrarouge moyen et lointain. L'exemple le plus répandu est le laser à dioxyde de carbone (CO₂) émettant une lumière très intense vers 10,6 μm . Dans les lasers excimer, ce sont des transitions entre des états excités stables et un état fondamental instable de molécules diatomiques qui donnent lieu à l'émission laser, qui est située dans l'ultra-violet [34].

II-4-1-a Laser Hélium-Néon (He-Ne)

Le schéma de niveaux de l'atome de Néon est donné dans la figure (II-5). Les trois transitions les plus importantes sont situées dans l'infrarouge à $3,3913 \mu\text{m}$ et $1,1523 \mu\text{m}$ et dans le rouge à $632,8 \text{ nm}$. Le choix de la transition se fait par les caractéristiques des multicouches diélectriques qui ne réfléchissent qu'à la longueur d'onde de la ligne choisie. Mais d'autres transitions donnant lieu à des émissions à $1,5231 \mu\text{m}$ (infrarouge), $611,8 \text{ nm}$ (orange), $594,1 \text{ nm}$ (jaune) et $543,3 \text{ nm}$ (vert) sont aussi utilisables.

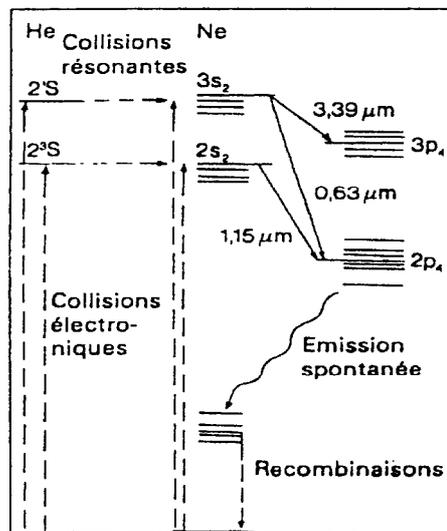


Figure. II-5 Schéma de niveaux du laser He-Ne

L'inversion de population nécessaire pour l'oscillation laser est produite par excitation sélective du niveau supérieur de la transition laser [34], à l'aide de l'hélium additionnel présent dans le tube. L'Hélium lui-même est excité par les collisions électroniques dans la décharge électrique. Les états excités 2^3S et 2^1S de l'Hélium ayant une énergie très proche de l'énergie des niveaux excités $2S_2$, et $3S_2$, du Néon, le mécanisme de transfert d'énergie par collisions résonantes (chocs de deuxième espèce) est efficace et conduit à l'inversion de population désirée.

II-4-1-b Laser excimer

Un excimer est un gaz constitué de molécules n'existant qu'à l'état (électronique) excité, et ce sont avant tout des combinaisons diatomiques entre un atome de gaz rare et un atome de gaz halogène, comme par exemple ArF^* , KrF^* , XeCl^* ou XeF^* (l'astérisque indique qu'il s'agit d'un état excité de la molécule). Vu que ces excimers n'existent qu'à

l'état excité, l'état fondamental est toujours totalement vide et ces gaz sont donc très intéressants pour la création d'une inversion de population. Par contre, la faible amplification dans ces milieux nécessite un pompage très intense pour aboutir à une oscillation laser.

Le pompage se fait généralement soit par un faisceau d'électrons intense soit par une décharge électrique à tension élevée, ou même une combinaison des deux, directement dans le gaz composé typiquement de 5-10% de gaz noble actif, par exemple. Krypton (Kr), 0.1-0.2% de gaz halogène, par exemple. Fluor (F et un gaz tampon léger tel que l'Hélium ou le Néon, à une pression totale de 1.5 - 4 bar. Cette décharge haute tension nécessite une densité de puissance très élevée qui ne peut être maintenue que durant quelques dizaines de ns et, jusqu'à quelque 100 Hz. L'efficacité peut atteindre 1% et les puissances moyennes 300-500 W. Les lasers excimer sont actuellement les sources de radiation ultra violette largement les plus intenses. On peut trouver aujourd'hui des lasers excimer émettant à 351 nm (XeF*), 308 nm (XeCl*), 249 nm (KrF*) et 193 nm (ArF*), avec des énergies par impulsion de l'ordre de 0,5 J et quelques dizaines de W de puissance moyenne. Leur émission se fait généralement avec beaucoup de modes longitudinaux et transversaux simultanément, et elle ne présente pas de cohérence spatiale et temporelle élevée. Ils sont principalement utilisés pour leur forte intensité UV, comme par exemple pour le pompage des lasers à colorant, pour des processus photochimiques, l'usinage et le micro-usinage des matériaux et en médecine.

II-4-2 Lasers à corps solide [29,34].

Le milieu actif d'un laser à corps solide est constitué d'ions incorporés en faible quantité dans un hôte cristallin ou vitreux. On utilise principalement des ions métalliques ou de terres rares pour le dopage. Leurs transitions laser se situent généralement dans le visible ou proche infrarouge. Par l'influence de l'hôte (réseau cristallin ou milieu vitreux), le profil d'amplification des ions actifs est élargi de façon homogène. La largeur de ligne est plus importante que dans le cas des lasers à gaz et dépend de plus, pour un même ion actif, du milieu hôte dans lequel il est incorporé.

C'est par pompage optique qu'on produit généralement l'inversion de population. Pour le laser à trois niveaux, le pompage commence à partir du niveau fondamental E_1 dans une bande d'absorption E_4 . La transition non radiative entre E_4 et E_3 est très rapide. Le niveau d'arrivée de la transition laser est le niveau fondamental E_1 . Il s'ensuit que pour

obtenir une inversion de population, la durée de vie du niveau E_3 doit être suffisamment longue et la moitié des ions au moins doit se trouver dans un état excité (lumière de pompage très intense).

Le seuil de pompage est donc généralement élevé pour un laser à trois niveaux, et on obtiendra plus facilement un fonctionnement en régime pulsé qu'en régime continu. Un représentant typique de cette espèce est le laser à rubis (premier laser réalisé pratiquement). Le laser à quatre niveaux montre les mêmes principes de fonctionnement, à part que le niveau d'arrivée E_2 de la transition laser se situe au dessus du niveau fondamental E_1 et qu'il est de courte durée de vie (Figure. II-6).

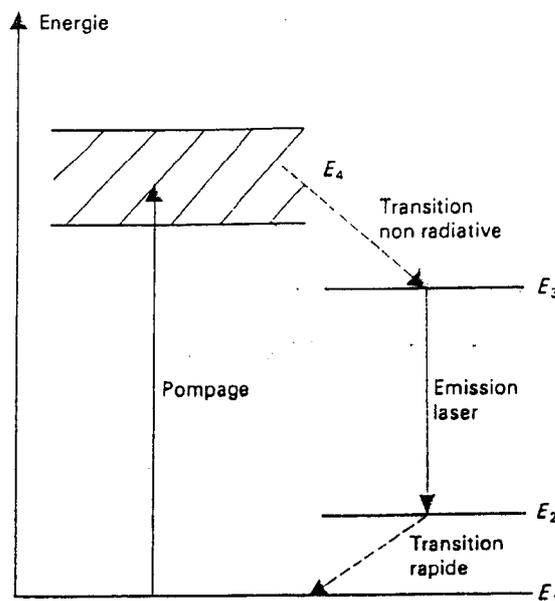


Figure. II-6 Schéma de niveaux pour un laser à quatre niveaux.

Pour une séparation de ces deux niveaux $E_2 - E_1 \gg kT$, donc plus grande que l'énergie thermique ($k =$ constante de Boltzmann, $T =$ température absolue), le niveau E_2 est pratiquement inoccupé. Il suffit donc d'un pompage faible pour obtenir une inversion de population, et le seuil d'oscillation est assez bas. Au cas où la différence d'énergie des niveaux E_1 et E_2 est de l'ordre de l'énergie thermique kT , le seuil de pompage dépendra fortement de la température, et si $(E_2 - E_1) < kT$, le comportement ressemblera plutôt à celui d'un laser à trois niveaux. Le laser à néodyme est un représentant typique de la classe des lasers à quatre niveaux, avec une différence $(E_2 - E_1 \gg kT)$.

Une tête de laser typique est constituée d'un barreau laser de 5 à 20 cm de long et de 5 à 10 mm de diamètre et d'une source de lumière.

II-5 Lasers à semi-conducteurs [35].

Dans le laser à semi-conducteur ou diode laser, l'amplification de la lumière provient de la transition d'électrons entre la bande de conduction et la bande de valence, induite artificiellement. Le milieu actif est un cristal semi-conducteur constitué d'atomes neutres arrangés dans le réseau cristallin correspondant au matériau considéré. Les semi-conducteurs les plus connus sont le silicium (Si) et le germanium (Ge) utilisés couramment dans la fabrication des semi-conducteurs tels que les transistors et les diodes.

II -5-1 Emission et Absorption

II-5-1-1 Emission spontanée

Dans une DEL la lumière est émise par émission spontanée : les électrons et les trous ayant une durée de vie τ_{sp} se recombinent dans un semi-conducteur à gap direct en émettant un photon (recombinaison radiative) figure II-7.

- L'électron occupe un niveau d'énergie E_2 dans la bande de conduction.
- Le trou occupe un niveau d'énergie E_1 dans la bande de valence.

Le photon émis à l'énergie : $h\nu = E_2 - E_1$ (II-3)

L'énergie du photon est un peu supérieure à l'énergie de bande interdite, mais pas très différente, on peut écrire en première approximation : $h\nu \approx E_g$ (II-4)

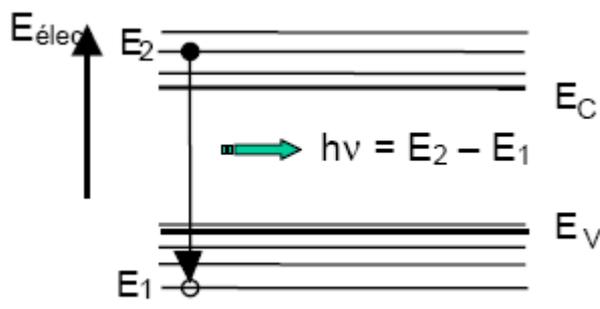


Figure. II-7 : dans le cas d'un semi-conducteur, les niveaux E_2 et E_1 appartiennent à des continus situés dans les bandes de conduction et de valence.

Les photons sont émis de façon aléatoire, de sorte que le rayonnement produit par un grand nombre de recombinaisons spontanées est **incohérent** (*l'aspect ondulatoire de la lumière*).

II-5-1-2 Absorption et émission stimulée

Pour simplifier, nous allons considérer un système constitué d'atomes isolés identiques de densité atomique N , chaque atome possédant entre autre, deux niveaux discrets d'énergie E_2 et E_1 , entre lesquels les électrons vont effectuer des transitions.

- **Etat fondamental** : l'électron est sur le niveau E_1 ; soit N_1 la densité atomique correspondante.
- **Etat excité** : l'électron est sur le niveau E_2 ; soit N_2 la densité atomique correspondante.

Lorsqu'un faisceau de lumière monochromatique, d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ se propage dans le milieu, les photons qui constituent ce faisceau peuvent produire deux effets totalement symétriques :

1. Absorption : Un photon peut fournir son énergie à un électron situé sur le niveau E_1 , ce qui provoque une transition $E_1 \rightarrow E_2$. Le photon disparaît (il est absorbé).

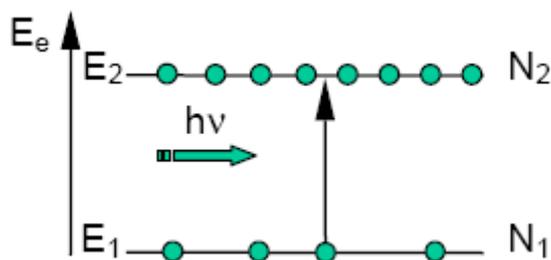


Figure. II-8: Absorption

2. Emission stimulée : En supposant qu'un électron soit présent sur le niveau E_2 , le passage d'un photon peut déclencher une transition électronique $E_2 \rightarrow E_1$ qui s'accompagne de l'émission d'un photon identique au photon incident (même fréquence et même phase).

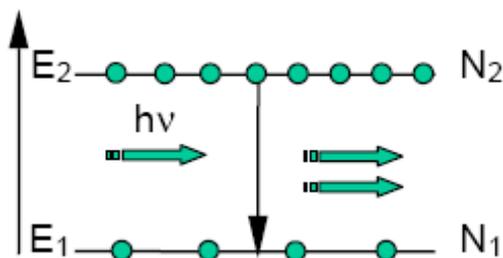


Figure. II-9 : Emission stimulée

II-5-1-3 Amplification par émission stimulée

Si l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption, le nombre de photons augmente au cours de la propagation du faisceau lumineux : **le milieu est amplificateur.**

(tous les photons ayant la même phase, le rayonnement est dit cohérent).

II-5-1-4 Taux de transition

C'est le nombre de transitions $E_1 \rightarrow E_2$ (pour l'absorption) ou $E_2 \rightarrow E_1$ (pour l'émission stimulée) par seconde et par unité de volume : **unité ($s^{-1} cm^{-3}$).**

Dans les deux cas les taux de transition sont proportionnels :

- A la densité de photons $h\nu$ dans le milieu N_V (c'est la cause du phénomène).
- A la population du niveau de départ.

Taux d'absorption (niveau de départ E_1) : $R_{ab} = B_{12} \cdot \rho_\nu \cdot N_1$ (II-5)

Taux d'émission stimulée (niveau de départ E_2) : $R_{st} = B_{21} \cdot \rho_\nu \cdot N_2$ (II-6)

ρ_ν : est la densité d'énergie dans le milieu, telle que : $\rho_\nu = N_V \cdot h \cdot \nu$ (II-7)

B_{12} et B_{21} sont les coefficients de proportionnalité (coefficients d'Einstein) pour l'absorption et l'émission stimulée respectivement. On montre que : $B_{12} \approx B_{21}$ (II-8)

II-5-2 Propriétés optiques du milieu

Considérons la propagation d'un faisceau parallèle de lumière monochromatique de section A , constitué de photons d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ qui peuvent donc interagir avec le milieu figure II-10.

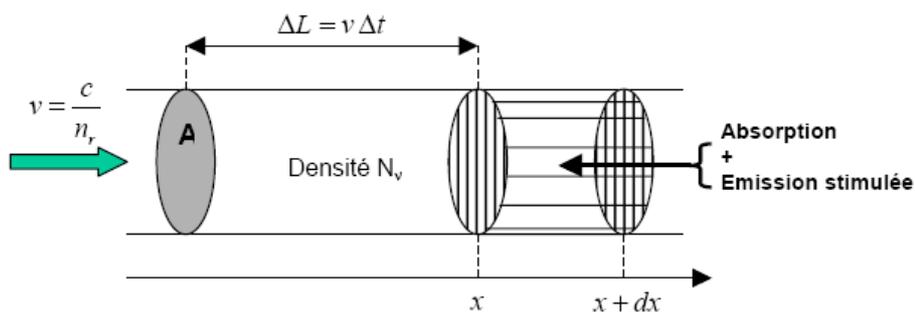


Figure. II-10: Faisceau de lumière parallèle.

La puissance optique $P(x)$ varie le long de l'axe Ox à cause de l'absorption et de l'émission stimulée : la variation de puissance au cours d'un trajet élémentaire dx est due à l'interaction du faisceau avec le volume élémentaire dV tel que : $dV = A \cdot dx$

Ce qui permet d'écrire :

$$p(x + dx) - p(x) = \{N^b \text{ photons émis} - N^b \text{ photons absorbés}\} \text{volume } dv \times hv \quad (\text{II-9})$$

$$p(x - dx) - p(x) = \{B_{21}\rho_v N_2 - B_{12}\rho_v N_1\} A dx hv \quad (\text{II-10})$$

Compte tenu de :

$$p(x - dx) - p(x) = \frac{dp}{dx} dx \quad \frac{dp}{dx} = (N_2 - N_1) B_{12} \rho_v A hv \quad (\text{II-11})$$

II-5-3 Equilibre thermodynamique

L'occupation des niveaux décroît exponentiellement en fonction de l'énergie du niveau (statistique de Boltzmann). Le rapport des populations des niveaux E2 et E1 est donné par :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{KT}\right) \quad (\text{II-12})$$

Dans les conditions habituelles, la population sur le niveau d'énergie le plus élevé est toujours négligeable ($N_2 \ll N_1$), il vient donc d'après ((II-11)) :

$$\frac{dP}{dx} < 0$$

A l'équilibre thermodynamique, **le milieu est absorbant.**

Par exemple dans le cas d'une transition dans le domaine visible, $\lambda = 0,6 \text{ } \mu\text{m}$ et à $T = 300\text{K}$.

$$E_2 - E_1 = 1,24/0,6 = 2,078 \text{ eV et } KT = 0,025 \text{ eV} \Rightarrow N_2/N_1 = 10^{-36}.$$

N_2 peut donc être totalement négligée devant N_1 .

II-5-4 Expression de la puissance optique :

$$\text{chaque photon transporte l'énergie } hv \text{ et se déplace à la vitesse : } v = c/n_r \quad (\text{II-13})$$

où n_r est l'indice de réfraction. La puissance optique au point x est égale à l'énergie qui traverse la section droite du faisceau de surface A par unité de temps. Tous les photons qui traversent ou qui atteignent l'abscisse x pendant le temps Δt sont à une distance inférieure ou égale à $\Delta L = v \cdot \Delta t$ du point x : ces photons sont donc contenus dans un cylindre de surface de base A et de hauteur ΔL . L'énergie transportée pendant le temps Δt s'écrit :

$$W = \text{volume} \times \text{densité} \times hv = A \frac{c}{n_r} \Delta t \times N_v \times hv \quad (\text{II-14})$$

et la puissance :

$$P = \frac{W}{\Delta t} = A \frac{c}{n_r} N_v hv \quad (\text{II-15})$$

II-5-5 Coefficient d'absorption optique :

Reportons cette expression dans la relation (II-11) qui peut s'écrire :

$$\frac{dP}{dx} = -(N_1 - N_2)B_{12}hv \frac{nx}{c} P = -\alpha P \quad (\text{II-16})$$

où α est une constante positive donnée par :

$$\alpha = (N_1 - N_2)B_{12}hv \frac{nx}{c} \quad (\text{II-17})$$

L'intégration de la relation (II-16) est immédiate et donne :

$$P(x) = P_0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{II-18})$$

La puissance optique décroît selon la loi habituelle et le coefficient α peut être identifié avec le coefficient d'absorption optique α .

II-5-6 Inversion de population

Du fait que $B_{21} = B_{12}$, la probabilité pour qu'un photon produise une transition Electronique $E_2 \rightarrow E_1$ (émission stimulée) est la même que la probabilité pour qu'il produise une transition $E_1 \rightarrow E_2$ (absorption). Dans le cas habituel $N_1 \gg N_2$ et le milieu est absorbant. Il est possible d'inverser les populations (c'est à dire rendre $N_2 > N_1$), en fournissant de l'énergie au système. Ce processus d'excitation est dénommé *pompage*.

Pour $N_2 > N_1$, α devient négatif d'après (II-17). La relation (II-18) montre que le flux énergétique augmente lorsque le faisceau progresse dans le milieu qui est devenu

amplificateur. On pose dans ce cas :

$$P(x) = P_0 \exp(gx) \quad (\text{II-19})$$

où le coefficient de gain g (unité m^{-1}) est donné par :

$$g = (N_2 - N_1)B_{21}hv \frac{nx}{c} \quad (\text{II-20})$$

II-5-7 Seuil d'oscillation laser

Pour réaliser un oscillateur, il faut réinjecter une partie de la lumière dans le milieu amplificateur. Cet effet est obtenu en plaçant le milieu amplificateur entre deux miroirs semi-transparents plans et parallèles figure II-11, afin de réaliser une cavité optique ou cavité de FABRY-PEROT (du nom des inventeurs). L'oscillation sera déclenchée par un photon émis spontanément dans la cavité à la bonne fréquence et dans l'axe des miroirs (axe Ox).

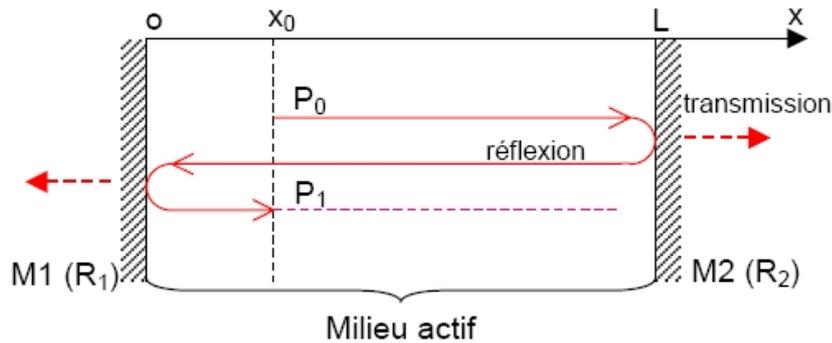


Figure. II-11: Réflexions de l'onde optique dans la cavité de Fabry-Pérot

II-5-7-1 Conditions d'entretien des oscillations (seuil) :

Le milieu présente des pertes intrinsèques α_i (absorptions parasites, diffusion de la lumière sur les défauts d'homogénéité) qui viennent en déduction du gain théorique g .

Pour cette raison, la puissance optique $P(x)$ augmente exponentiellement en fonction de x selon :

$$P(x) = P_0 \exp((g - \alpha_i)x) \quad (\text{II-21})$$

La puissance optique passant de P_0 à P_1 pour un aller-retour dans la cavité figure II-11, il est clair que pour $P_1 < P_0$, les oscillations finiront par s'amortir.

La limite pour l'entretien des oscillations est donc : $P_1 = P_0$.

Prenant en compte la relation (II-21), avec un trajet $x = 2L$ et deux réflexions sur les miroirs M1 et M2, on peut écrire :

$$P_1 = P_0 R_1 R_2 \exp((g - \alpha_i)2L) \quad (\text{II-22})$$

A la limite $P_1 = P_0$, le gain prend la valeur particulière g_s , appelée gain au seuil, déduite de la relation précédente :

$$g_s = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (\text{II-23})$$

Ce gain correspond à une valeur particulière de l'inversion de population que l'on peut déduire de la relation (II-20), soit :

$$g_s = (N_2 - N_1) B_{21} h\nu \frac{n_r}{c} \quad (\text{II-24})$$

II-5-8 Caractéristique d'émission :

La figure II-12, montre les variations du gain et de la puissance optique d'émission en fonction de l'intensité de la pompe.

Pour $g < g_s$ seule l'émission spontanée est présente : une augmentation de l'intensité de la pompe augmente l'inversion de population ($N_2 > N_1$) ainsi que le gain (région AB de la figure II-12), car le taux de recombinaisons est faible, comme la puissance optique émise.

Dès que l'inversion de population atteint la valeur de seuil, soit $g = g_s$, la puissance optique émise par émission stimulée augmente très rapidement : il apparaît un coude très marqué sur la caractéristique d'émission pour $I = I_s$.

L'émission stimulée qui devient très importante accroît fortement le taux de recombinaison ce qui maintient l'inversion de population à sa valeur de seuil :

C'est le phénomène de **saturation du gain**.

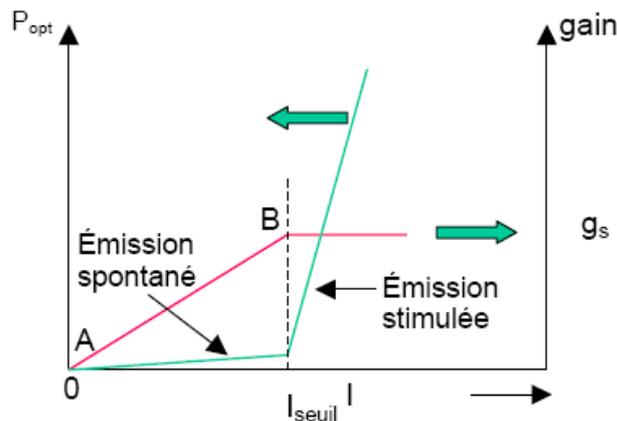


Figure. II-12: Puissance optique et gain en fonction de l'intensité de la pompe

II-5-9 Spectre d'émission

II-5-9 -1 Spectre de gain

Nous avons admis jusqu'ici que les électrons et les photons ne pouvaient interagir qu'à l'énergie $E_2 - E_1 = h\nu_0$. Dans la réalité, plusieurs mécanismes viennent «élargir» ce domaine d'énergie. C'est particulièrement évident dans le cas des semiconducteurs, puisque les transitions se font entre la bande de conduction et la bande de valence, ce qui implique un continuum de niveaux d'énergie E_2 et E_1 .

La conséquence est qu'il faut remplacer la relation (II.20) qui représente le gain total g dans la bande de fréquence, par un gain dépendant de la fréquence ν ou spectre de gain $g(\nu)$.

Le spectre de gain est caractérisé par sa **fréquence centrale** ν_0 est par sa **largeur à mi-hauteur** $\Delta\nu$, Figure II-13.

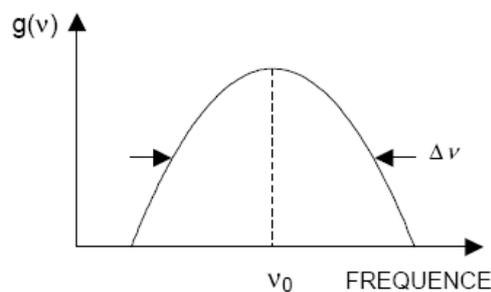


Figure. II-13: Caractéristiques du spectre de gain

II-5-10 Modes longitudinaux

Considérons maintenant l'onde lumineuse dans la cavité optique : Dans le plan x_0 nous trouvons à la fois l'onde incidente et l'onde qui repasse par x_0 après avoir parcouru une distance qui vaut $2L$. Ces deux ondes sont en phase si :

$$2L = N\lambda \quad (\text{II-25})$$

où λ est la longueur d'onde dans le milieu amplificateur d'indice de réfraction n_r .

λ s'exprime en fonction de λ_0 , la longueur d'onde dans le vide, ou en fonction de la fréquence ν :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n_r} = \frac{c}{\nu n_r} \quad (\text{II-26})$$

La longueur L étant fixée, seule la suite des fréquences ν_N , dont les valeurs sont données par la relation suivante peuvent osciller dans la cavité :

$$\nu_N = N \frac{c}{2Ln_r}; \quad N=1,2,3..\text{etc} \quad (\text{II-27})$$

Chaque valeur de N définit un **mode longitudinal** de la cavité.

Intervalle spectral : tous les modes sont équidistants, l'écart de fréquence $\delta\nu$ correspondant à $\Delta N = \pm 1$ vaut :

$$\delta\nu = \frac{c}{2Ln_r} \quad (\text{II-28})$$

II-5-11 Diode laser à émission latérale

II-5-11-1 Structure d'une diode laser

- **Milieu amplificateur** : Dans la diode laser, le milieu amplificateur est un matériau semi-conducteur à **gap direct** (dans lequel les recombinaisons électron-trou sont de **type radiatif**). Dans le domaine des longueurs d'ondes utilisées en communications

par fibres optiques (entre 1,3 μm et 1,55 μm) on utilise des composés de la famille III-V (à base de GaAs et d'InP).

- **Pompage et gain :** Le pompage est obtenu par injection de courant dans une jonction P-N polarisée en direct. On montre qu'il est possible d'obtenir un gain d'émission stimulée au voisinage du plan de jonction (c'est à dire dans la zone de charge d'espace) pour des courants de forte valeur (régime de forte injection). Le gain optique dans cette région est proportionnel à la densité électronique n :

$$g = a(n - n_0) \quad (\text{II-29})$$

le gain différentiel (a) et la densité de transparence n_0 , sont deux constantes expérimentales.

- **Structure Double hétérojonction (DH) :** Pour obtenir des densités de porteurs élevées et donc un gain élevé, avec des courants de faible valeur, on a été amené à réaliser des structures de type **double hétérojonction ou structure DH**, dont le schéma de principe est donné par la figure II-14.

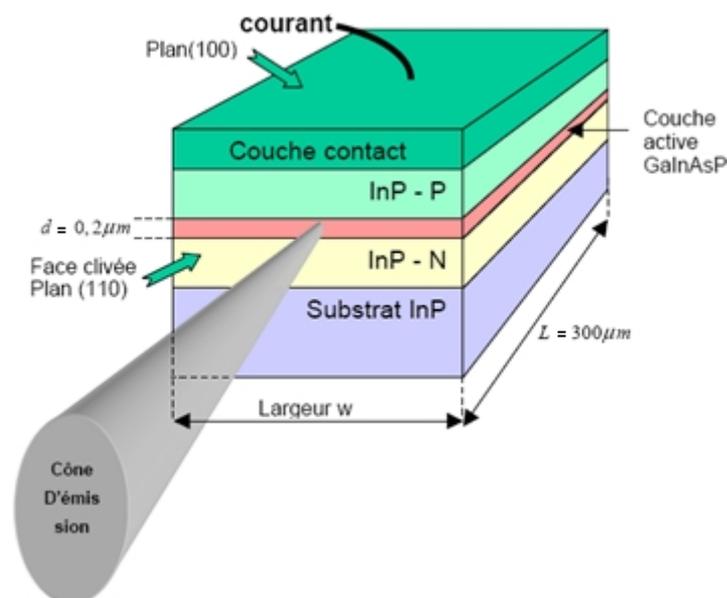


Figure. II-14: Structure d'une diode laser à double hétérojonction (DH).

La couche active à « petit gap » (ici le composé GaInAsP, pour une longueur d'onde d'émission à 1,55 μm) est placée entre deux couches à « grand gap » en InP, dites **couches de confinement**. En polarisation directe (pôle positif sur la couche P), les électrons et les trous sont injectés dans la couche active d'épaisseur $d = 0,2 \mu\text{m}$ où ils se recombinent radiativement.

Les faces de la cavité optique sont obtenues par « clivage » du semiconducteur selon le plan cristallin (110). L'indice de réfraction du GaInAsP est voisin de $n_1 = 3,5$; l'indice de l'air est $n_0 = 1$.

Le pouvoir réflécheur à l'incidence normale a pour valeur :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_0}{n_1 + n_0} \right)^2 = 0.32 \quad (\text{II-30})$$

II-5-12 Confinement électrique

En polarisation directe, l'abaissement de la barrière d'énergie potentielle à l'hétérojonction InP-N / GaInAsP-p provoque l'injection des électrons dans la couche active où ils se recombinent avec les trous. Il s'ensuit un appel de courant de trous dans le circuit d'alimentation qui permet de compenser ceux qui disparaissent par recombinaison. Ce processus est schématisé sur la Figure. II-15-a.

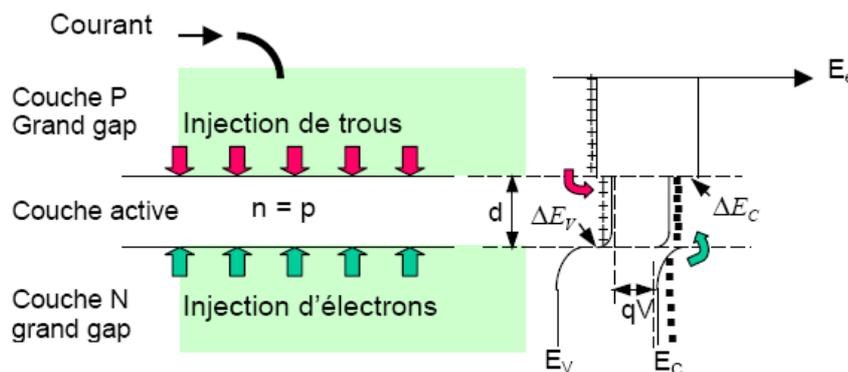


Figure. II-15 a): Injection de porteurs dans la couche active d'une structure DH.

b): Diagramme de bandes d'énergie en polarisation directe.

Les discontinuités ΔE_C et ΔE_V dues aux deux hétérojonctions font apparaître des **puits d'énergie potentielle** au niveau de la bande de conduction et de la bande de valence qui bloquent la diffusion des porteurs hors de la couche active (figure Fig. II-15- b). On conçoit alors qu'en optimisant l'épaisseur (d) de cette dernière, il soit possible d'obtenir des valeurs très élevées des densités de porteurs n et p , avec des valeurs modérées du courant direct.

La caractéristique P_{opt} (puissance optique) d'émission en fonction de l'intensité du courant direct (I), ainsi que la variation du gain optique g, suivent les courbes de la figure II-12. On note l'existence d'un seuil très marqué, pour la valeur (I_s) du courant.

Pour ($I < I_s$), l'émission stimulée est absente et les recombinaisons se font essentiellement par émission spontanée, caractérisée par une durée de vie ($\tau_n \approx \tau_{sp}$) de l'ordre de (1 ns) à quelques ns. Dans ce régime de fonctionnement, l'évolution de la densité de porteurs

(électrons et trous) dans la couche active est régie par une équation aux taux de variations (équation de continuité) sans terme de diffusion, ni champ électrique :

$$\frac{dn}{dt} = \text{taux d'injection} - \text{taux de recombinaison} \quad (\text{II-31})$$

où le taux d'injection représente le nombre de paires électrons-trous injectées par seconde et par unité de volume. Si q représente la charge élémentaire on écrira :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qd(WL)} - \frac{n}{\tau_n} \quad (\text{II-32})$$

On aurait une relation analogue pour les trous, du fait que $n = p$ dans la couche.

En introduisant la densité de courant :

$$J = \frac{I}{WL} \quad (\text{II-33})$$

on obtient en régime permanent ($dn/dt = 0$) une relation entre la densité de courant et la densité de porteurs :

$$\frac{J}{qd} = \frac{n}{\tau_n} \quad (\text{II-34})$$

La relation (II-34) montre que pour une valeur donnée du courant, n est inversement proportionnelle à l'épaisseur d de la couche active.

II-5-13 Confinement optique

La couche active à petit gap possède un indice de réfraction n_1 plus élevé que l'indice n_2 des couches de confinement à grand gap, de sorte que la structure DH s'apparente à un **guide d'onde plan**. Dans un guide, l'onde se propage par réflexion totale uniquement pour certaines valeurs de l'incidence φ_m ($m = 0, 1, 2, \dots$), chaque valeur de m définissant un mode de propagation. Etant donnée la très faible épaisseur (d) de la couche active, seul le mode fondamental ($m = 0$) peut se propager.

L'allure de la répartition transversale du champ électrique $E(y)$ du mode fondamental est indiquée sur la figure II-16 :

- On observe la présence d'une onde dans les couches de confinement : c'est **l'onde évanescente**.
- Cette onde évanescente est liée à la surface, elle est caractérisée par une décroissance exponentielle du champ à l'extérieur du guide.

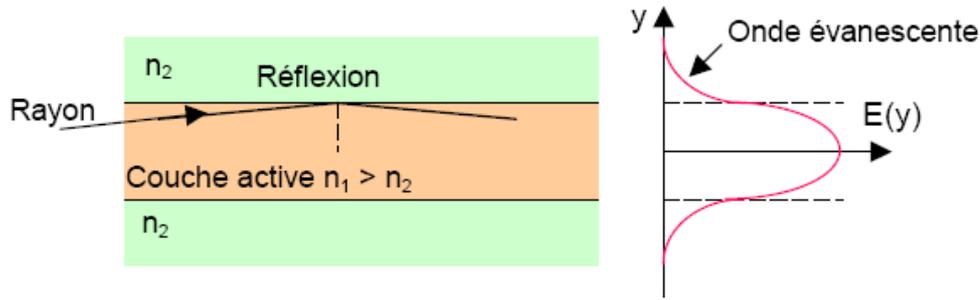


Figure. II-16 : Répartition transversale du champ électrique dans la couche active (mode fondamental). L'onde évanescente pénètre dans les couches de confinement.

Une partie du mode se propageant à l'extérieur du guide, on définit le facteur de confinement optique Γ :

$$\Gamma = \frac{\text{énergie dans la couche}}{\text{énergie totale du mode}} < 1 \quad (\text{II-35})$$

Les photons qui se propagent hors de la couche active ne donnent pas de gain d'émission stimulée, pour cette raison le gain effectif (g_{eff}) dans une diode laser est réduit par rapport à la valeur théorique (relation II-29):

$$g_{\text{eff}} = \Gamma a(n - n_0) \quad (\text{II-36})$$

Les calculs d'optique montrent que pour $d = 0.2 \mu\text{m}$, les valeurs de Γ sont de l'ordre de 0.3 et 0.4.

II-5-14 Courant de seuil

On a montré précédemment qu'au seuil le gain compense les pertes, ce qui permet d'écrire dans le cas présent :

$$\Gamma g_s = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (\text{II-37})$$

Le gain au seuil g_s étant tiré de la relation (II-36) où l'on fait $n = n_s$. En supposant de plus que $R_1 = R_2 = R$, on obtient pour n_s :

$$n_s = n_0 + \frac{1}{\Gamma a} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \quad (\text{II-38})$$

On en déduit la valeur de la densité de courant de seuil J_s et le courant de seuil I_s à l'aide des relations (II-34) et (II-33) respectivement.

II-5-15 Puissance d'émission

Une fois le seuil atteint, la densité de porteurs n dans la couche active sature à la valeur n_s : c'est le phénomène de saturation du gain déjà signalé. Toute augmentation ultérieure du courant injecté I au dessus de I_s conduit à l'émission de photons par *émission stimulée*, alors que l'émission spontanée sature.

Admettons que pour $I > I_s$, les recombinaisons électron-trou produisent des photons par émission stimulée avec une efficacité quantique η_i . Le nombre de photons créés par seconde s'écrit :

$$N_{ph} = \eta_i \frac{I - I_s}{q} \quad (\text{II-39})$$

Ceci correspond à une puissance optique cohérente émise à l'intérieur de la cavité :

$$P_t = \eta_i \frac{I - I_s}{q} h\nu \quad (\text{II-40})$$

Cette puissance est dissipée sous deux formes :

- Une partie est dissipée à l'intérieur de la cavité, proportionnellement aux pertes internes α_i .
- La partie P_{ext} est transmise à travers les miroirs de sortie, proportionnellement à α_m , si on pose :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (\text{II-41})$$

Ecrivons que les puissances dissipées sont dans le rapport des pertes :

$$\frac{P_{ext}}{P_t} = \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (\text{II-42})$$

Dans le cas $R_1 = R_2$, chaque face émet la puissance P_{opt} telle que :

$$P_{opt} = \frac{P_{ext}}{2} = \eta_i \frac{I - I_s}{2q} h\nu \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (\text{II-43})$$

L'efficacité quantique différentielle externe η_{ext} est définie par la relation :

$$\eta_{ext} = \frac{\text{accroissement du nombre de photons émis}}{\text{accroissement du nombre de porteurs injectés}} \quad (\text{II-44})$$

Ce qui donne, en comptant le flux émis par les deux faces :

$$\eta_{ext} = \frac{\Delta N_{ph}}{\Delta I/q} = \frac{2\Delta P_{opt}/h\nu}{\Delta I/q} \quad (\text{II-45})$$

Ce paramètre est proportionnel à $\Delta P_{opt}/\Delta I$, la pente de la caractéristique courant-

Puissance $P_{opt} = f(I)$, correspondant à la puissance émise par une seule face. On déduit de la relation (II-41) la valeur de η_{ext} :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{1}{1 + \frac{\alpha_i L}{\ln 1/R}} \quad (\text{II-46})$$

- η_i est voisin de 1.
- des valeurs de η_{ext} voisines de 0,5 ont été mesurées à la température ambiante.

II-5-16 Rendement de conversion lumineuse:

La jonction étant polarisée en direct sous une tension V, la puissance électrique fournie pour un courant de valeur I est $P = I V$. Le rendement de conversion de la puissance électrique en puissance lumineuse s'écrit, compte tenu de (II-44):

$$\eta_p = \frac{2P_{opt}}{VI} = \eta_{ext} \frac{I - I_s}{I} \left(\frac{hv}{qV} \right) \quad (\text{II-47})$$

Prenons les valeurs numériques suivantes : $\alpha_i = 10 \text{ cm}^{-1}$, $L = 400 \text{ }\mu\text{m}$, $R = 0,32$, on trouve :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{1}{1 + \frac{\alpha_i L}{\ln 1/R}} = 0.74 \eta_i \quad (\text{II-48})$$

Sous forte polarisation directe, qV est du même ordre de grandeur que hv (car $hv = E_G$), finalement :

$$\eta_p = 0.74 \eta_i \frac{I - I_s}{I} \quad (\text{II-49})$$

- Le rendement lumineux est faible au voisinage du seuil et augmente rapidement en fonction de I. Pour $I \gg I_s$, et $\eta_i = 1$, on peut atteindre à la limite $\eta_p = 0,74$.
- Les valeurs typiques pour les composants conçus pour les communications optiques sont comprises entre 5 et 10 %.

Dégradation des performances : Js augmente au cours du temps, et l'émission diminue.

Ce phénomène de vieillissement est attribué à la formation de dislocations dans le matériau de la zone active, sous différents effets tels que:

- défauts d'interfaces de la couche active (désaccord de maille)
- impuretés introduites lors de la fabrication.

Des durées de vie de 40 000 h (5 ans de fonctionnement) sont obtenues.

II-5-17 Équations d'un Laser à semi-conducteurs:

II-5-17-1 Équations fondamentales

Fondamentalement, ces quantités physiques sont régies par les équations de Maxwell [36]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II-50})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II-51})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II-52})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II-53})$$

Où \vec{E} est le champ électrique, \vec{H} est le champ magnétique, ρ est la densité de charge et \vec{j} est la densité du courant.

Pour des semi-conducteurs linéaires, isotropes et non-magnétiques, le déplacement électrique \vec{D} et l'induction magnétique \vec{B} sont donnés par :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{II-54})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II-55})$$

Dans ces équations, μ_0 est la perméabilité magnétique du milieu et ϵ est la permittivité électrique.

On satisfait la quatrième équation de Maxwell automatique par ce choix parce que $\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{V}) = 0$, pour tout vecteur \vec{V} .

En introduisant le potentiel Vecteur \vec{A} défini par $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ dans l'équation II-50, nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (\text{II-56})$$

Comme le rotationnel d'un gradient est nul, nous pouvons utiliser l'approximation quasi-statique qui consiste à négliger les effets du potentiel retardé en posant $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0$.

L'équation précédente devient alors $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$, ce qui nous permet de définir le potentiel électrique ψ comme suit :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \psi \quad (\text{II-57})$$

En substituant cette définition dans les équations II-57 et II-58, nous obtenons l'équation de Poisson reliant la densité de charge ρ au potentiel électrique ψ dans le dispositif :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{\nabla} \psi) = -\rho \quad (\text{II-58})$$

Par ailleurs, en prenant la divergence de l'équation II-54 et en y substituant l'équation II-55, nous obtenons l'équation de continuité qui exprime le principe de conservation de la charge :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{II-59})$$

Pour compléter l'équation de Poisson et l'équation de continuité, nous devons définir la densité de charge ρ et la densité de courant en tenant compte des propriétés particulières des semi-conducteurs.

La densité de charge dans un semi-conducteur est formée par la densité d'électrons libres n , la densité de trous libres p et les concentrations de charges fixes, les charges fixes proviennent des dopants ionisés, accepteurs ou donneurs, dont les concentrations sont respectivement notées N_A et N_D .

L'équation de Poisson dans un milieu semi-conducteur peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \psi) = \frac{q}{\epsilon} (n - p + N_A - N_D) \quad (\text{II-60})$$

Où q est la charge élémentaire de l'électron.

La densité de courant \vec{j} est causée par le déplacement des porteurs libres et se représente comme la somme des densités de courant d'électrons \vec{j}_n et de trous \vec{j}_p :

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p \quad (\text{II-61})$$

En supposant que l'état d'ionisation des dopants est indépendant du temps, la dernière équation nous permet de scinder l'équation de continuité II-60 en deux équations, une pour chaque type de porteurs :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n - q \frac{\partial n}{\partial t} = qK \quad (\text{Électrons}) \quad (\text{II-62})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_p + q \frac{\partial p}{\partial t} = -qK \quad (\text{Trous}) \quad (\text{II-63})$$

On obtient alors deux équations de continuité, une pour les électrons et l'autre pour les trous, couplés par le terme K . Ces deux équations de continuité expriment le principe de conservation de la charge totale en tenant compte des processus de recombinaison et de génération de porteurs qui se produisent dans le dispositif.

Grâce à ce terme qu'on peut décrire l'effet de la lumière sur les porteurs. On distingue des processus radiatifs (avec lumière) ou non radiatifs.

Processus radiatifs on a :

- a) la photogénération (absorption) : l'absorption crée une paire électron-trou,
- b) l'émission spontanée,
- c) l'émission stimulée.

Parmi les recombinaisons non radiatives :

- a) la recombinaison Shockley-Read-Hall,

b) la recombinaison Auger.

II-5- 17-2 Courant total d'un Laser à semi-conducteurs:

La formulation de densité de courant \vec{J}_n et \vec{J}_p sont données par les relations suivantes [36]:

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n \quad (\text{II-64})$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p \quad (\text{II-65})$$

Ces expressions sont loin d'être générales, dans ces équations D_n et D_p sont les coefficients de diffusion, et \vec{E} est le champ électrique.

II-5- 17-3 Équation d'évolution pour les porteurs d'un Laser à semi-conducteurs:

Les équation II-64 et II-65 dans le cas des électrons, comme on a affaire à des semi-conducteurs faiblement dopés et que le champ \vec{E} est faible dans les sources électroluminescentes, on ne garde que le courant de diffusion, de sorte que [36]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n = qD_n \vec{\nabla}^2 n = qD_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad (\text{II-66})$$

Si on passe à une dimension par simplicité. L'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - K \quad (\text{II-67})$$

Le premier terme de droite rend compte de la diffusion des charges de concentrations élevées vers des concentrations plus basses, tandis que le dernier représente leur création et leur destruction selon les processus suivants [36]:

$$K = -\frac{J}{qd} + R(n) \quad (\text{II-68})$$

Réunissons donc ces termes pour avoir l'équation d'évolution des électrons.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{J}{qd} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - R(n) \quad (\text{II-69})$$

$R(n)$ est le taux de recombinaison total qui tient compte des processus radiatifs et non radiatifs.

II-5- 17-4 L'équation d'évolution de la densité de photons S d'un Laser à semi-conducteurs:

L'équation d'évolution de S , peut être obtenue à partir de l'équation d'onde pour un champ électrique \vec{E} et à l'aide du vecteur de Poynting, on obtient une expression pour, la densité de photons S et l'expression de dS/dt , dans un milieu amplificateur, c'est-à-dire que la densité de photons peut croître avec le temps.

Considérons la propagation dans un milieu actif, le vecteur de Poynting est donné par [36]:

$$I = |\vec{S}| = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*) = I_0 e^{-2\gamma z} \quad (\text{II-70})$$

$$I_0 = \frac{c\epsilon_0}{2} n_g E^2 \quad (\text{II-71})$$

Où γ représente l'atténuation ou l'amplification, et n_g , l'indice de réfraction de groupe. Écrivons la loi de Lambert due à l'émission stimulée, en tenant compte du gain g et des pertes α [36]:

$$I = I_0 e^{(g-\alpha)z} \quad (\text{II-72})$$

$$\frac{dI}{dz} = (G - \alpha)I \quad (\text{II-73})$$

Par ailleurs :

$$\frac{d}{dt} I = \frac{dI}{dz} \frac{dz}{dt} \quad (\text{II-74})$$

Donne la variation de l'intensité avec le temps à mesure que l'onde se propage dans le milieu amplificateur. En fait, on a affaire à un milieu dispersif et

$\frac{dz}{dt} = \frac{c}{n_g} = v_g$, est la vitesse de groupe. Donc :

$$\left. \frac{dI}{dt} \right|_{STIM} = (G - \alpha)I \frac{c}{n_g} \quad (\text{II-75})$$

Qui est la contribution de l'émission stimulée pour le gain g moins les pertes.

Puisque l'intensité est proportionnelle au nombre de photons, passant de I à S pour obtenir le nombre de photons produits par seconde [36]:

$$\left. \frac{dS}{dt} \right|_{STIM} = (G - \bar{\alpha})S \frac{c}{n_g} \quad (\text{II-76})$$

$$\left. \frac{dS}{dt} \right|_{STIM} = (G - \bar{\alpha})S v_g \quad (\text{II-77})$$

Où $\bar{\alpha}$ est le terme de pertes (le nombre de photons perdus par seconde)

$$\bar{\alpha} = \alpha_{\text{miroirs}} + \alpha_{\text{internes}} \quad (\text{II-78})$$

Et $\bar{\alpha}v_g = 1/\tau_p$ est le temps de vie des photons dans la cavité. Si on veut aussi tenir compte de l'émission spontanée, le nombre de photons total variera donc selon l'équation [39]:

$$\frac{dS}{dt} = \left. \frac{dS}{dt} \right|_{STIM} + \left. \frac{dS}{dt} \right|_{SPON} \quad (\text{II-79})$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g (G - \bar{\alpha}) S + R_{SP} \quad (\text{II-80})$$

Le terme R_{SP} décrit l'accroissement du nombre de photons par recombinaison spontanée

II-5-17-5 Système couplé photons-porteurs d'un Laser à semi-conducteurs.

Et hypothèses simplificatrices pour la simulation numérique.

L'équation II-69 donne les variations de la densité de porteurs (ici pour un seul type de porteurs, les électrons) et montre qu'en plus de l'émission spontanée, l'action des photons conduisant à l'émission stimulée vient dépeupler les porteurs. En effet, le gain optique est obtenu par recombinaison radiative des porteurs ; ensuite les photons pourront être absorbés, ce sont les photons qui sont perdus et non pas les porteurs de charge.

Nous nous intéressons dans ce travail à la région active seulement, utilisé dans la simulation Pour une région active de dimensions : largeur da cavité $W = 2\mu\text{m}$, épaisseur de la structure active $d_a = 0.2\mu\text{m}$ et longueur de la région active $L = 250\mu\text{m}$ figure II.17.

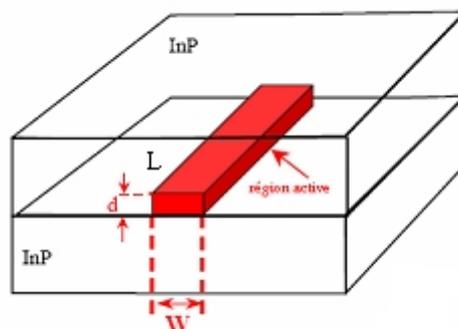


Figure II.17 : Schéma de la structure [37].

Il est possible d'obtenir un modèle encore plus simplifié ne comprenant que deux équation d'évolution (indépendantes des coordonnées spatiales). Pour ce faire, il suffit d'intégrer les équations du modèle unidimensionnel sur la dimension transverse du laser en utilisant les approximations suivantes :

- les densités de porteurs n_a et p_a dans la région active sont pratiquement constantes car l'épaisseur de la région active est généralement beaucoup plus faible que la longueur de diffusion des porteurs
- la condition de neutralité est respectée dans la région active de sorte que :

$$p_a \approx n_a + N_{A_a} \quad (\text{II-81})$$

Où N_{A_a} est la concentration de dopant dans la région active (supposée ici de type p)

- l'injection de porteurs et les taux de recombinaison sont négligeables dans les couches de confinement
- les courants de fuites aux hétérojonctions sont négligeables.

En considérant, de plus, un laser monomode et un modèle linéaire pour le gain $g(n_a) = \alpha n_a - b$, on obtient le système d'équations d'évolution pour la densité de photons et la densité de porteurs prend la forme [38]:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{J}{q d_a} - R_{SRH} - R_{Aug} - R_{Spon} - R_{stim} \quad (\text{II-82})$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g (G - \bar{\alpha}) S + R_{sp} \quad (\text{II-83})$$

Où J est la densité de courant injectée dans la région active, dont l'épaisseur est d_a [41]:

$$R_{SRH} = n_a / \tau \quad (\text{II-84})$$

$$R_{Aug} = c_n n_a^2 (n_a + N_{A_n}) + c_p (n_a + N_{A_n})^2 n_a \quad (\text{II-85})$$

$$R_{Spon} = B n_a (n_a + N_{A_n}) \quad (\text{II-86})$$

$$R_{stim} = v_g \Gamma (\alpha n_a - b) S \quad (\text{II-87})$$

$$G = \Gamma (\alpha n_a - b) \quad (\text{II-88})$$

$$R_{sp} = \beta \Gamma R_{Spon} \quad (\text{II-89})$$

Dans ces équations, Γ est le facteur de confinement optique dans la région active, défini comme suit :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} \int_{-w/2}^{+w/2} |E(x,y)|^2 dx dy}{\iint |E(x,y)|^2 dx dy}$$

$$(\text{II-90})$$

Dans ce travail nous avons posé que $\Gamma = \mathbf{1}$ [39].

Les équations d'évolution II-82 et II-83 constituent un modèle simple du laser à semi-conducteurs qui permet toutefois d'en illustrer le principe de fonctionnement.

Dans ce travail, nous nous limitons au régime stationnaire des lasers InGaAsP-InP ce qui nous permet de considérer que :

$$\frac{dn}{dt} = \mathbf{0} \quad (\text{II-91})$$

$$\frac{dS}{dt} = \mathbf{0} \quad (\text{II-92})$$

En négligeant la contribution de l'émission spontanée R_{sp} , l'équation de la densité de photons S (en régime stationnaire) nous donne la densité de porteurs au seuil n_s [39]:

$$n_S \approx \frac{\alpha_m + \alpha_i}{\Gamma} + \frac{b}{a} \quad (\text{II-93})$$

Cette équation montre que la densité de porteurs au seuil n_S dépend des paramètres du gain, des pertes et du facteur de confinement optique dans la région active.

Considérant par ailleurs que la densité de photons S est faible près du seuil, l'équation d'évolution de la densité de la densité de porteurs n_a nous donne la densité de courant de seuil [36,39] :

$$J \approx q d_a (R_{SRH} - R_{Aug} - R_{Spont}) \quad (\text{II-94})$$

Où les taux de recombinaison sont évalués à $n_a = n_S$.

Cette équation montre que la densité de courant de seuil du laser est déterminée par n_S et le taux de recombinaison dans la région active.

II-5-17-6 Puissance émise d'un Laser à semi-conducteurs:

Pour terminer la description, il ne reste qu'à déterminer la puissance émise par le laser. La puissance totale est donnée par produit de l'énergie des photons $\hbar\omega$, du taux auquel ceux-ci s'échappent de la cavité par les miroirs $v_g \alpha_{\text{miroirs}}$, de la densité de photon S et du volume V du laser [36,39,40]:

$$P_{Tot} = (\hbar\omega)(v_g \alpha_{\text{miroirs}})VS \quad (\text{II-95})$$

Pour un laser de longueur L et de section A , on peut écrire :

$$P_{Tot} = \frac{\hbar\omega}{2} v_g \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) A \times S \quad (\text{II-96})$$

Puisque $\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$.

Il est souvent utile de considérer la puissance émise par une des faces du laser :

$$P_{Tot}^1 = P_{Tot}(1 + \zeta)^{-1} \quad (\text{II-97})$$

$$P_{Tot}^2 = P_{Tot}(1 + \zeta^{-1})^{-1} \quad (\text{II-98})$$

Où

$$\zeta = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \left(\frac{1-R_1}{1-R_2} \right) \quad (\text{II-99})$$

Lorsque les deux faces du laser ont le même coefficient de réflexion $R_1 = R_2 = R$, on a alors simplement :

$$P_{Tot}^1 = P_{Tot}^2 = \frac{P_{Tot}}{2} = \frac{\hbar\omega}{2} v_g \ln\left(\frac{1}{R}\right) A \times S \quad (\text{II-100})$$

II-5-17-7 Rendement quantique d'un Laser à semi-conducteurs:

Le rendement quantique différentiel externe η_{ext} est celui qui est obtenu à l'extérieur du dispositif. Pour un laser Fabry – Pérot, il est relié au rendement quantique différentiel interne η_i qui représente la quantité de porteurs libres injectés convertis en photons par recombinaison stimulée, et le rendement externe (η_{ext} , exprimé en W/A), soit [40,43]:

$$\eta_i = \frac{R_{stim}}{R_{SRH} + R_{Aug} + R_{Spont} + R_{stim}} \quad (II-101)$$

Pour les "bons" matériaux ou la recombinaison est essentiellement radiative, η_i est voisin de 100%.

Et le rendement quantique différentiel externe est donné :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (II-102)$$

Où ν la fréquence d'émission laser, h la constante de Planck et q la charge de l'électron.

Pour obtenir cette formule considérons le rapport du rendement externe au rendement interne. Il correspond au nombre de photons qui s'échappent divisé par le nombre total de photons produits par les miroirs. On peut voir que [36,37].

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{q}{\eta_i h\nu} \left(1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} L \right) \quad (II-103)$$

Chapitre III

Simulation et Résultat

III Simulation en régime stationnaire et au voisinage du courant de seuil J_s de :

- a) Densité de porteurs n_a
- b) Densité optique de photons S
- c) Puissance P .

III-1 Le modèle numérique

Du point de vue électrique et optique, le modèle numérique comprend les équations de Poisson, pour le potentiel électrique, les équations de continuité, pour les densités de porteurs n et p , et l'équation de la densité de photons, en tenant compte de la présence des hétérojonctions dans le laser, le problème ainsi posé est complexe.

Vu la difficulté du problème nous nous limitons dans ce chapitre à des lasers ne supportant qu'un seul mode, avec les hypothèses simplificatrices du chapitre II, sous paragraphe II-5-17-5.

Notre simulation consiste donc en une résolution par une méthode numérique (méthode des approximations successives) des équations II-82 et II-83 décrivant le comportement d'un dispositif hétérojonction à semi-conducteurs III-V (InGaAsP-InP) dans les conditions des hypothèses simplificatrices, en régime stationnaire de la cavité laser, c'est à dire la résolution par une méthode numérique du système d'équations différentielles non-linéaires couplées :

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{J}{qd_a} - R_{SRH} - R_{Aug} - R_{Spon} - R_{Stim} = 0$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g(G - \bar{\alpha})S + R_{sp} = 0$$

Avec l'équation II-96 reliant la puissance P à la densité de photons S

$$P_{Tot} = \frac{\hbar\omega}{2} v_g \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) A \times S$$

Les inconnues du problème sont : la densité des porteurs n_a (cm^{-3}), la densité des photons S (cm^{-3}) et la puissance P (mW), ici la densité du courant $J = J_s$ (intensité de seuil du courant injecté à la structure Laser) est considérée comme un paramètre variant de $J_{min} = 0$ et $J_{max} = 900$ (Acm^{-2}).

Les autres paramètres du système d'équations différentielles sont considérés comme des constantes, à la température de fonctionnement fixée ici à $T=300$ K, et ils sont déterminés une fois la structure physique du dispositif hétérojonction du problème est définie avec bien sûr la désignation des paramètres de fonctionnement de la structure,

ces paramètres sont la longueur d'onde λ d'émission qui dépend du gap de la région active du semi-conducteur utilisé et le facteur d'émission spontanée β , qui caractérise la portion de l'émission totale couplée à un mode donné de la structure au mode résonant de la cavité laser.

La résolution de ce problème nous permet de tracer les courbes des fonctions $n_a(J)$, $S(J)$ et $P(J)$. Pour mener à bien ces simulations, nous avons utilisé le logiciel MAPLE 14, pour l'élaboration d'un programme de simulation numérique, qui nous permet de résoudre le système d'équations ainsi posé.

Dans les calculs que nous avons effectués, nous avons choisi deux longueurs d'onde d'émission $\lambda_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 1.3 \mu\text{m}$, et deux valeurs du facteur d'émission spontané $\beta_1 = 1.10^{-4}$ et $\beta_2 = 5.10^{-3}$ pour un laser à InGaAsP - InP avec une région active de faible atténuation et $N_{Aa} = 1.10^{17} \text{cm}^{-3}$ (concentration de dopant dans la région active). Notre choix est guidé par la disponibilité des paramètres des lasers étudiés dans la littérature.

Tous les calculs sont faits à l'aide d'un programme écrit en Maple.

III-2 Cas du laser a la longueur d'émission $\lambda_1 = 1.2 \mu\text{m}$

III-2-1 Laser a $\lambda_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $\beta_1 = 1.10^{-4}$

La figure III-1 représente les variations de la fonction $n_a = f(J)$ pour $\lambda_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $\beta_1 = 1.10^{-4}$ au voisinage du courant de seuil, pour une concentration de dopant donnée dans la région active ($N_{Aa} = 1.10^{17} \text{cm}^{-3}$) et à une température donnée (300 K).

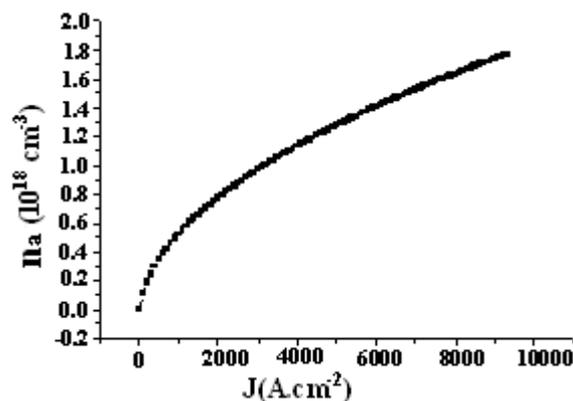


Figure III-1 $n_a = f(J)$ pour $\lambda_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $\beta_1 = 1.10^{-4}$

na augmente avec l'augmentation de J.

Les variations de la densité des photons S est représentée par la figure III-2.

La valeur du courant de seuil est proche de 8000 ($A.cm^{-2}$).

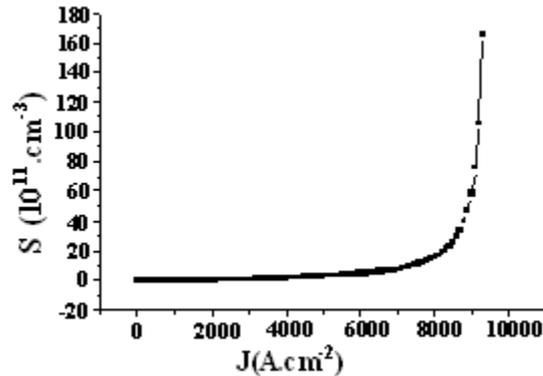


Figure III-2 $S = f(J)$ pour $l_1 = 1.2 \mu m$ et $bl = 1.10^{-4}$

A partir de cette valeur la densité des photons S augmente rapidement, c'est le commencement de l'émission stimulée.

La figure III-3 montre le comportement de la puissance optique P en fonction de J (ici $J_s \approx 8000 A.cm^{-2}$). La puissance augmente rapidement à partir de cette valeur.

Dans un laser à semi-conducteurs idéal, sous le seuil, le gain augmente de façon monotone avec l'injection électrique, donc avec la densité de porteurs [37]. Il est communément admis que dans ce laser idéal, une fois le seuil laser atteint, la densité de porteurs ne varie plus. Au-delà du seuil laser, le gain reste lui aussi constant avec l'injection de porteurs, puisqu'il ne dépend au premier ordre que de la densité de porteurs. Dans ce cas tout porteur supplémentaire apporté contribue directement à l'émission stimulée et la puissance optique augmente linéairement avec le courant.

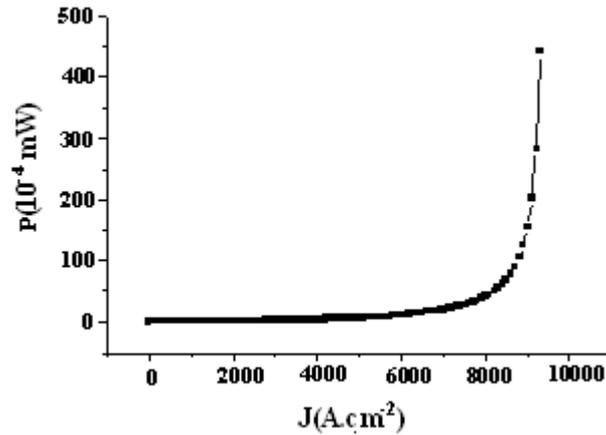


Figure III-3 $P = f(J)$ pour $l_1 = 1.2 \mu m$ et $bl = 1.10^{-4}$

Néanmoins, la réalité ne reflète pas le cas précédemment décrit et la puissance optique devient sous –linéaire avec l’injection de courant. Les effets liés à cette dégradation du rendement électro-optique en fonction de l’injection sont multiples. Les principaux sont les effets thermiques.

La figure III-4 résume les trois cas précédents, et montre l’accroissement rapide de P et de S à partir du courant de seuil J_s .

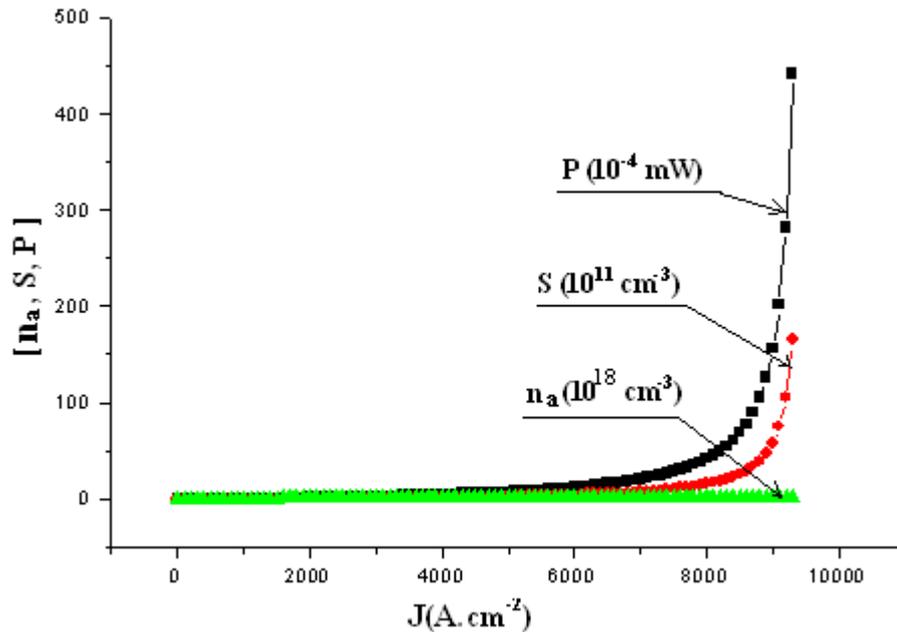


Figure III-4 $[n_a, S, P] = f(J)$ pour $l_1 = 1.2 \mu m$ et $bl = 1.10^{-4}$

III-2-2 Laser a $l_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

La figure III-5 représente les variations de la fonction $n_a = f(J)$ pour $\lambda_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $\beta_2 = 5.10^{-3} > \beta_1$, au voisinage du courant de seuil. On remarque ici que la valeur de n_a pour $J = J_s$ est inférieure à celle du cas précédent, c'est normale parce que $\beta_2 > \beta_1$, pour la même longueur d'onde λ_1 , donc moins de perte de photons de la cavité.

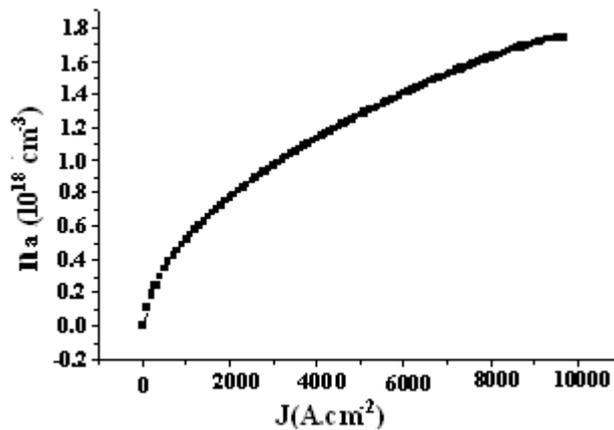


Figure III-5 $n_a = f(J)$ pour $l_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

Si on compare l'allure de la figure III-6 à celle du cas précédent III-2, on remarque que le courant de seuil dans le deuxième cas est inférieur à celui du premier cas (effet du facteur d'émission spontané β).

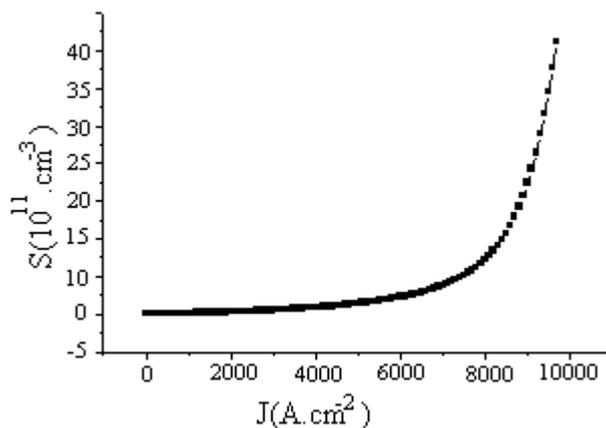


Figure III-6 $S = f(J)$ pour $l_1 = 1.2 \mu\text{m}$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

La figure III-7 montre que le courant de seuil et la puissance sont différents à ceux du premier cas.

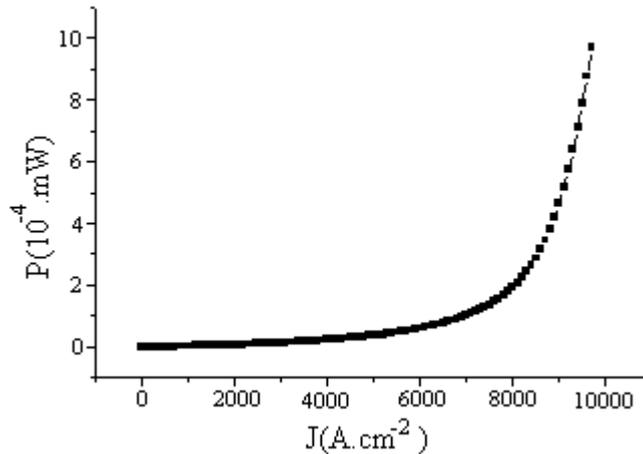


Figure III-7 $P=f(J)$ pour $l_1 = 1.2 \mu m$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

III-3 Cas du laser a la longueur d'émission $l_2 = 1.3 \mu m$

III-3-1 Laser a $l_2 = 1.3 \mu m$ et $b_1 = 1.10^{-4}$

Si on compare l'allure de la figure III-8 à celle de la figure III-1 (même valeur de β avec λ différente), on remarque que les courbes sont presque les mêmes, avec une légère augmentation de n_a dans le cas de $\lambda = \lambda_2$. Donc l'effet de la structure physique, c'est-à-dire l'effet de la composition du semi-conducteur III-V sur n_a est moins important que l'effet de β (à remarquer ici que λ_1 est très peu différente de λ_2).

Et la même remarque peut être faite sur les figures III-9 et III-10, concernant l'intensité optique de photons S et la puissance optique P , mais avec des courants de seuil différents entre le premier cas (λ_1) et le deuxième (λ_2).

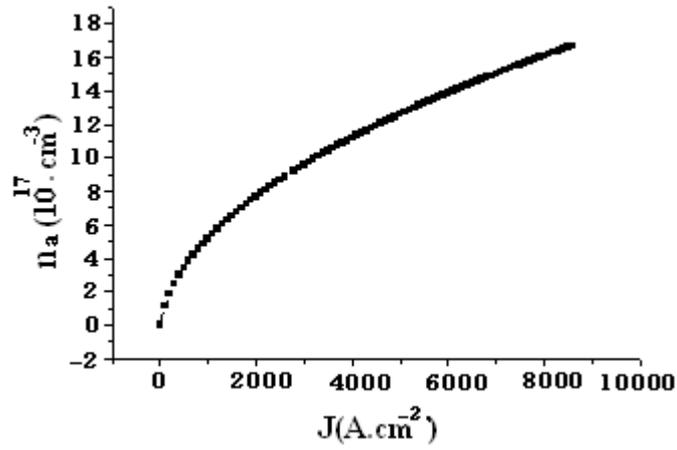


Figure III-8 $n_a = f(J)$ pour $l_2 = 1.3 \mu\text{m}$ et $b_1 = 1.10^{-4}$

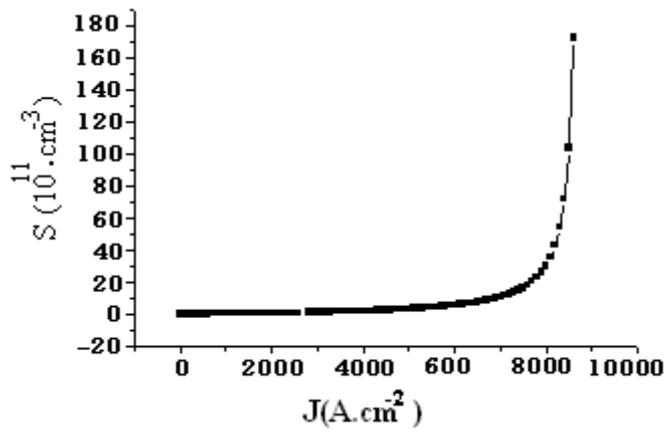


Figure III-9 $S = f(J)$ pour $l_2 = 1.3 \mu\text{m}$ et $b_1 = 1.10^{-4}$

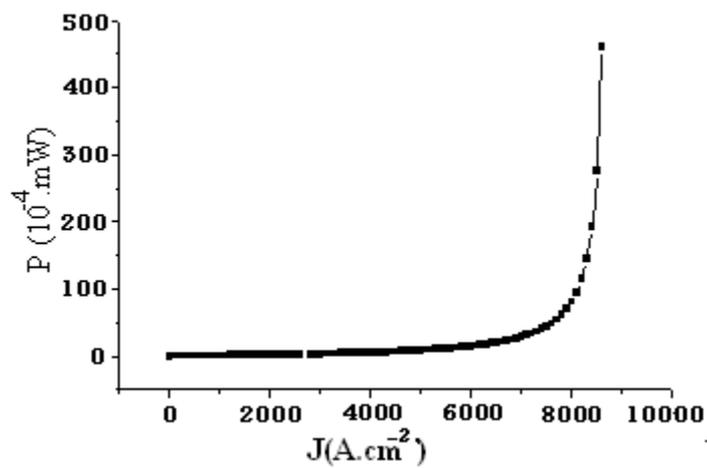


Figure III-10 $P = f(J)$ pour $l_2 = 1.3 \mu\text{m}$ et $b_1 = 1.10^{-4}$

III-3-2 Cas du laser a $l_2 = 1.3 \mu\text{m}$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

La figure III-11, III-12, III-13 et III-14 montrent clairement l'effet de la valeur de β sur les valeurs des différents paramètres n_a , S et P , et en particulier sur la valeur du courant de seuil J_s .

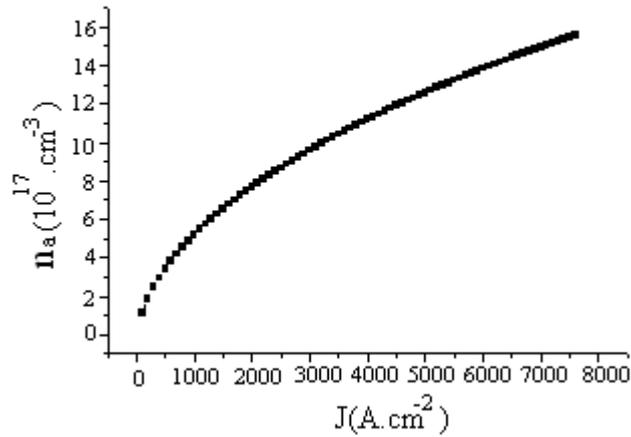


Figure III-11 $n_a = f(J)$ pour $l_2 = 1.3 \mu\text{m}$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

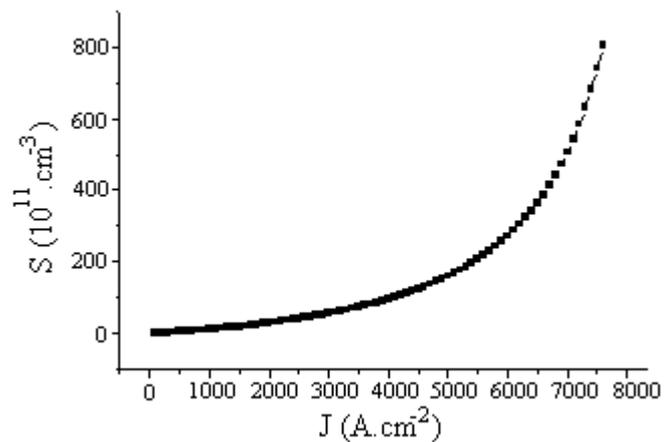


Figure III-12 $S = f(J)$ pour $l_2 = 1.3 \mu\text{m}$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

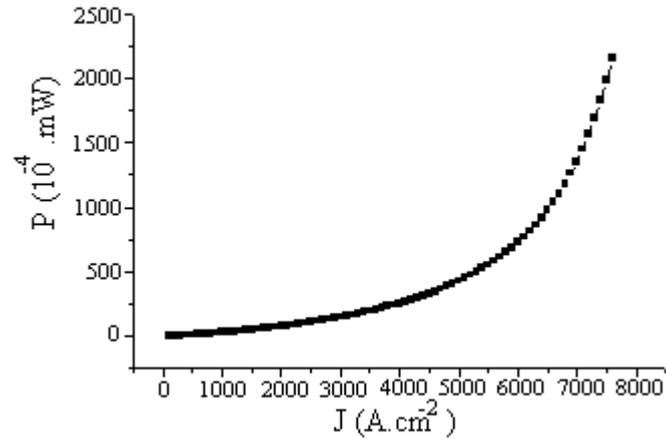


Figure III-13 $P = f(J)$ pour $l_2 = 1.3 \mu m$ et $b_2 = 5.10^{-3}$

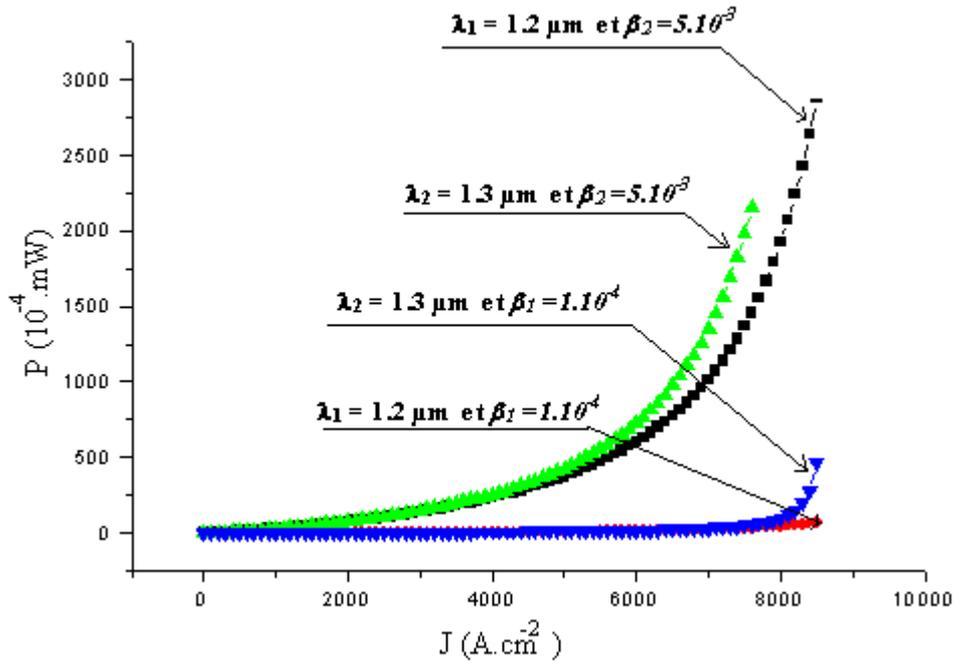


Figure III-14 $P = f(J)$ pour :

- a) $l_1 = 1.2 \mu m$ et $b_2 = 5.10^{-3}$
- b) $l_2 = 1.3 \mu m$ et $b_2 = 5.10^{-3}$
- c) $l_2 = 1.3 \mu m$ et $b_1 = 1.10^{-4}$
- d) $l_1 = 1.2 \mu m$ et $b_1 = 1.10^{-4}$

Conclusion générale

Le principal objectif de ce travail était la simulation et l'analyse du comportement en injection de la densité de courant (au voisinage du courant de seuil) dans la région active du laser à hétérostructure à base de semi-conducteur III-V. Le travail de simulation a été réalisé par le logiciel de simulation MAPLE 14. Les propriétés électriques du laser sont décrites par l'équation de poisson et l'équation de continuité qui détermine la distribution des densités de courant dans le dispositif. Les propriétés optiques du laser sont simulées à l'aide de l'équation d'évolution de la densité de photons qui détermine la puissance émise par le dispositif laser. Ce travail a été réalisé à l'aide d'un modèle, originalement proposé par Alain C. [8], permettant une description complète, tant des propriétés électriques que des propriétés optiques du laser à semi-conducteurs.

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus, nous avons choisie deux valeurs de la longueur d'onde $1.2 \mu\text{m}$ et $1.3 \mu\text{m}$ et nous avons étudié l'influence du facteur d'émission spontanée b ($b_1 = 1.10^{-4}$ et $b_2 = 5.10^{-3}$) sur la densité de porteurs, la densité optique de photons et la puissance, dans la région de courant de seuil du dispositif laser.

Bibliographie

- [1] Henry Mathieu. Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, Masson, (1987).
- [2] S. M. SZE, Physics of Semiconductor Devices, John Wiley & Sons, 1981.
- [3] C. Kittel .Introduction a la physique de l'état solide, Dunode (1972)
- [4] Gerald Bastard, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, Les éditions de physique, paris, (1988).
- [5] Nicolas Trenado, Modélisation et simulation des composants optoélectroniques à puits quantiques, thèse doctorat, Université de ROUEN, 2002.
- [6] John H. Davies, The physics of low-dimensional semiconductors, Cambridge University Press, (1998).
- [7] CAPPY. A, Propriétés physiques et performances potentielles des composants submicroniques à effet de champ : structures conventionnelles et à gaz d'électrons, Thèse d'état, Université de Lille France. (1986).
- [8] Alain Champagne, Modélisation des lasers InGaAsP-InP à double hétérostructure et à double region active, Thèse Ph.D., Université de Montréal, 1992.
- [9] Agrawal G.P. and Dutta N.K., Long Wavelength Semiconductor Lasers, Van Nostrand Reinhold (Electrical/Computer Science and Engineering Service), New York, 1986.
- [10] Nahory R. E., Pollack M.A. and Jonhston W. D. Jr., Band Gap Versus Composition and Demonstration of Vegard's Law for $\text{In}_{(1-x)}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{(1-y)}$ Lattice Matched to InP, Appl. Phys. Lett., Vol. 33, No. 7, pp. 659-661, 1978.
- [11] A. G. Milnes and D. L. Feucht, Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, Academic Press, (1972).
- [12] ANDERSON. R. L., Experiment on Ge-GaAs hétérojonctions, solid state electronics, vol1.5, 1962, pp. 341-351.
- [13] PATILLON J. N., ANDRE J. P., propriétés de transport dans les hétérojonctions à base de composés III-V, Acta electronica, 28, 1988, pp15-26.
- [14] Francis Levy. Traité des matériaux. Physique et technologie des semiconducteurs. Presses polytechniques et universitaires Romandes(1995).
-

Bibliographie

- [15] WOLNY. M. et SELLE. D., *Introduction aux composants à hétérostructures, l'onde électrique*, mai-juin, vol 70, 3, 1990, pp. 59-74.
- [16] ADAMS M. J., *An Introduction to Optical Waveguides*, New York :Wiley, 1981.
- [17] Agrawal G.P. and Dutta N.K., *Long Wavelength Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold (Electrical/Computer Science and Engineering Service), New York, 1986.
- [18] Nahory R. E., Pollack M.A. and Jonhston W. D. Jr., *Band Gap Versus Composition and Demonstration of Vegard's Law for In(1-x)Ga(x)As(y)P(1-y) Lattice Matched to InP*, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 33, No. 7, pp. 659-661, 1978.
- [19] Casey H.C. and Panich M.B., *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York, 1978.
- [20] Forrest S. R., Schmidt R. B. and Kaplan M. L., *Relationship Between the conductance band discontinuities and Band Gap differences of InGaAsP/InP Heterojunctions*, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 45, No. 11, pp. 1199-1201, 1984.
- [21] ROMAIN MACIEJKO, *Optoélectronique*, Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.
- [22] Adachi S., *Material parameters of In(1-x)Ga(x)As(y)P(1-y) and related binaries*, *J. Appl. Phys. Lett.*, Vol. 53, No. 12, pp. 8775-8792, 1982.
- [23] Lasher G. and Stern F., "Spontaneous of Simulated Recombination Radiation in Semiconductors" *Phys. Rev.*, Vol.133, No. 2, pp. A553-A563,1964.
- [24] Agrawal G.P. and Dutta N.K., *Long Wavelength Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold (Electrical/Computer Science and Engineering Service), New York, 1986.
- [25] Ohtoshi T., Yamaguchi K., Nagaoka C., Uda T., Murayama Y. and Chinone N., *A two dimensional device simulator lasers*, *Solid State Electron*, Vol. 30, No. 6, pp. 627-638, 1987.
- [26] Olshansky R., Su C. B., Manning J. and Powazinik W., *Measurement of radiation and nonradiation recombination rates in of InGaAsP and AlGaAs light source* , *IEEE J., Quantum Electron*, Vol. QE-20, No. 8, pp. 838-854, 1984.
- [27] Lasher G. and Stern F, *Spontaneous and stimulated recombination radiation in semiconductors*, *Phys. Rev.*, Vol. 133, No. 2, pp. A553-A563, 1964.
- [28] Chelikowsky J. R. and Cohen M. L., *Nonlocal pseudopotential calculations*
-

Bibliographie

for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors , Phys. Rev. B, Vol. 14, No. 2, pp. 556-582, 1976.

[29] ROMAIN MACIEJKO, Optoélectronique, Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.

[30] Guillaume LECAMP, Contrôle de l'émission spontanée et application aux microcavités, Thèse Docteur en Sciences, Université Paris VI, Orsay, 2007.

[31] E. M. Purcell, "*Spontaneous emission probabilities at radiofrequencies*," Phys. Rev., **69** pp. 681 (1946).

[32] D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, Les lasers, Dunod, 2004.

[33] Mark Csele, FUNDAMENTALS OF LIGHT SOURCES AND LASERS, United States of America, A Wiley-Interscience publication, 2004.

[34] Luc DETTWILLER, Les lasers et leurs applications, Paris, ellipses, 1998.

[35] G. Hincelin, *Optoélectronique - laser et diode laser*, CNAM/MEDIA, 1993.

[36] ROMAIN MACIEJKO, Optoélectronique, Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.

[37] Ali Guermache, Étude et réalisation de lasers de pompe 1480 nm pour l'amplification Raman, thèse doctoral, école nationale supérieure des Télécommunications, PARIS, 2005.

[38] Agrawal G.P. and Dutta N.K., Long Wavelength Semiconductor Lasers, Van Nostrand Reinhold (Electrical/Computer Science and Engineering Service), New York, 1986.

[39] Alain Champagne, Modélisation des lasers InGaAsP-InP à double hétérostructure et à double region active, Thèse Ph.D., Université de Montréal, 1992.

[40] Emmanuel Rosencher et Borge Vinter, Optoélectronique, Paris, Masson, 1998.

RESUME

RESUME

L'objectif de ce travail est l'étude des lasers à base d'hétérojonctions de semi-conducteurs III-V.

L'étude d'un dispositif hétérojonction à semi-conducteurs III-V (InGaAsP-InP) dans les conditions des hypothèses simplificatrices, qui se limite au régime stationnaire de la cavité laser a été présentée.

La simulation par le logiciel de programmation MAPLE 14, a permis d'éclaircir l'influence de quelques paramètres du laser étudié, comme la densité de porteurs, la densité optique de photons et la puissance.

ملخص

يهدف هذا العمل إلى تقديم دراسة نظرية لمبدأ عمل الليزر المتكون من أنصاف النواقل المنتمية إلى العمودين الثالث و الخامس من جدول العناصر الكيميائية. دراسة خاصة بالليزر المتكون من InGaAsP-InP و التي تقتصر على النظام المستقر لهذا الليزر و بفرضيات خاصة قد تم تقديمها. برنامج المحاكاة MAPLE 14 أستعمل لدراسة تأثير بعض المكونات الأساسية لليزر المدروس مثل شدة حامي الشحن و الشدة الضوئية للفوتونات و الطاقة.
