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 Physique

Faculté des Sciences

Pour l'obtention de diplôme de

Magister en Physique

Option : Physique Des Rayonnements

Par

AOUITI ADEL

THEME

ETUDE DE LASERS A BASE D'HETEROSTRUCTURE DE SEMI-CONDUCTEURS III-V

Soutenu le 02 /11 / 2008, devant le jury :

Mr. A. Bouldjedri	**Prof.**	**Université de Batna**	**Président**
Mr. A. Ounissi	**M.C.**	**Université de Batna**	**Rapporteur**
Mr. A. Belkacem Bouzida	**Prof.**	**Université de Batna**	**Examinateur**
Mr. M. Bouchemat	**Prof.**	**Université de constantine**	**Examinateur**
Mr. R. M'hamedi	**M.C.**	**Université de Batna**	**Examinateur**
Mr. D. Bahloul	**M.C.**	**Université de Batna**	**Examinateur**

Remerciement

Ce travail n'aurait pas pu être mené à lieu, sans l'aide et le soutien de Monsieur **A. Ounissi**, maitre de conférences à l'université de Batna. Qui m'a inspiré le sujet de ce mémoire.

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

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur **A. Belgacem Bouzida**, professeur à l'université de Batna, Monsieur le Professeur **M. Bouchemat**, Monsieur **R. M'hamedi** et Monsieur **D. Bahloul** maître de conférence à l'université de Batna, qui ont bien voulu accepter de juger ce travail.

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

TABLE DES MATIÈRES

Table des matières …… i
Liste des figures …… iv
Liste des tableaux ……. vii
Introduction générale …… 1

Chapitre I Généralités sur les lasers

I.1 Introduction ……... 3
I.2 Principe du laser …… 4
I.2.1 Absorption inter bande ……..... 5
I.2.2 Emission spontanée …….. 5
I.2.3 Emission stimulée …… 6
I.2.4 L'inversion de population …… 7
I.2.5 L'effet laser ……. 7
I.2.6 Amplification …….. 8
I.2.7 Pompage …….. 8
I.2.7.1. Structure des bandes et "pompage électrique" …… 8
I.2.8 Caractéristiques d'un faisceau laser …… 9
I.3 Principe de la source laser ……..…….. 10
I.4 Le rayonnement laser …… 10
I.5 Modes de fonctionnement continu et impulsionnel …….. 11
I.6 Différents types de laser …… 11
I.6.1 Lasers cristallins (à solide) …… 11
I.6.2 Lasers à colorants ……..... 12
I.6.3 Lasers à électrons libres (LEL) ……. 13
I.6.4 Lasers à gaz …….. 13
I.6.5 Lasers fibrés ……..... 14
I.6.6 Lasers à plasma …… 14
I.6.7 Lasers à semi-conducteurs …… 15
I.7 Hétérostructure simple …….. 17

I.8 Les puits quantique …… 17
I.8.1 Structure GRINSCH (Graded-Index Separate Confinement Heterostructure) ……..... 17
I.8.2 Lasers à puits quantique multiples …… 18
I.9 Structures de diode laser ……. 19
I.9.1 Structure large ……... 19
I.9.2 Structure ruban ……. 19
I.9.2.1 Guidage par le gain …….. 20
I.9.2.2 Guidage d'indice …….. 21
I.10 Diode laser à réseau de Bragg ……. 21
I.10.1 lasers à rétroaction distribuée (DFB) …… 22
I.10.2 lasers à réflecteur de Bragg distribué …… 22

Chapitre II Modélisation des paramètres physique d'un système de S-C III-V

II.1 Introduction …….. 23
II.2 Les matériaux semi-conducteurs III-V …… 23
II.2.1 les matériaux III-V ……. 23
II.2.2 Transitions directes et indirectes des matériaux III-V …… 24
II.2.3 Matériaux composés ……... 25
II.2.3_1 composés binaires ……. 25
II.2.3_2 composés ternaires …… 26
II.2.3_3 Quaternaire …… 27
II.3 Paramètres physiques du système InGaAsP-InP ……. 28
II.3.1 Paramètre de réseau et fractions molaires ……. 28
II.3.2 Structure de bandes du InGaAsP …….. 29
II.3.3 Permittivité statique …….. 32
II.3.4 Mobilités des porteurs ……... 32
II.3.5 Les coefficients de recombinaison …… 33
II.3.6 Le gain optique ……... 37
II.3.7 Les coefficients d'absorption ……. 40
II.3.8 Indice de réfraction et permittivité complexe …… 42

II.3.9 Le facteur d'émission spontanée ……... 44

Chapitre III Modélisation des propriétés électriques d'un laser à S-C III-V

III.1 Introduction …….. 45
III.2 équations fondamentales …….. 45
III.3 Courant total …… 48
III.4 équation d'évolution pour les porteurs …… 48
III.5 L'équation d'évolution de la densité de photons ……. 49
III.6 Système couplé photons-porteurs …… 51
III.7 Hypothèses simplificatrices…….. 51
III.8 Puissance émise …….. 54
III.9 Rendement quantique …….. 55

Chapitre IV Résultats et Interprétations

IV.1 Introduction ……. 56
IV.1 Le logiciel Maple ……. 57
IV.3 Evolution de la densité des porteurs des lasers InGaAsP …… 58
IV.3.1 Cas du laser InGaAsP de longueur d'émission $\lambda = 1.3\ \mu$m…… 58
IV.3.2 Cas du laser InGaAsP de longueur d'émission $\lambda = 1.55\ \mu$m …… 60
IV.3.3 La densité de courant de seuil ……. 62
IV.4 La Puissance émise ……. 64
IV.4.1 La puissance émise pour $\lambda = 1.3\ \mu$m …….. 64
IV.4.2 La puissance émise pour $\lambda = 1.55\ \mu$m ……..... 66
IV.5 Evolution du rendement quantique ……..... 67
IV.5.1 variation de rendement quantique externe en fonction de rendement quantique interne …….. 67
IV.5.2 Evolution du rendement quantique externe inverse en fonction de la longueur du laser …….. 69
Conclusion générale …… 70
Bibliographie ……... 71

LISTE DES FIGURE

I.1	Spectre de la lumière et étendue spectrale actuellement accessible parles lasers. ……	4
I.2	Schéma d'une cavité laser. ……...	4
I.3	Schéma de l'absorption interbande. ……	5
I.4	Schéma de l'émission spontanée. …….	6
I.5	Schéma de l'émission stimulée. ……...	6
I.6	Diagramme de bandes pour une hétérojonction p^+/n^+ *(Polarisation directe* $V_d = V_{d1}$*)*……	9
I.7	Diagramme de bandes pour une hétérojonction p^+/n^+ (polarisation directe $V_d = V_{d2} > V_{d1}$)……	9
I.8	Lasers continu et pulsés. ……	11
I.9	Niveaux d'énergie du néodyme. ……	12
I.10	Niveaux du laser Hélium-Néon. ……...	14
I.11	La bande conduction et la valence d'un semiconducteur. ……	16
I.12	Deux exemples de structures laser à confinement séparé (SCH : Separate Confinement Hétérostructure). …….	18
I.13	Schéma de bande du système InGaAsP. …….	18
I.14	Laser à structure large. ……	19
I.15	La structure ruban. ……...	20
I.16	Guidage par le gain. ……	20
I.17	Hétérostructure enterrée. ……..	21
I.18	Structure de laser DFB (à rétroaction distribuée) et laser DBE (à réflecteur de Bragg distribué). ……..	22
II.1	Structure cristalline des III-V……	24
II.2	Transitions directe et indirecte……..	25
II.3	Variation de la constante de maille (a) du réseau et de l'énergie de la bande interdite (Eg) en fonction de la composition pour des matériaux ternaires et quaternaires…….	27
II.4	Composition de la couche active $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ ……	29
II.5	Énergie de la bande interdite du InGaAsP à T = 300 K……..	30
II.6	Représentation schématique des processus Auger de type CHCC (a) et	

CHSH (b). Les symbole 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……. 35

II.7 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 $y = 0.55$)…….. 39

II.8 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 $y = 0.90$…… 39

II.9 Courbe de l'indice de réfraction par la fraction molaire du InP ……. 42

III.1 Schéma de la structure…….. 52

IV.1 fenêtre de départ du logiciel Maple…….. 57

IV.2.a Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée, pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée $\beta(5.10^{-3}, 10^{-4})$, avec le taux de recombinaison total…… 58

IV.2.b Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée, pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée $\beta(5.10^{-3}, 10^{-4})$, sans la recombinaison shockly-read-Hall…… 59

IV.3.a Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée , Avec le taux de recombinaison total……. 61

IV.3.b Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée $\beta(5.10^{-3}, 10^{-4})$, sans La recombinaison shockly-read-Hall…….. 61

IV.4 la densité de porteurs en fonction de la densité de courant de seuil……. 63

IV.5.a la puissance en fonction de la densité de courant. Avec le taux de recombinaison total……... 64

IV.5.b la puissance en fonction de la densité de courant sans le recombinaison

Shockley-Read-Hall……. 65

IV.6.a La puissance en fonction de la densité de courant. Avec le taux de recombinaison total…….. 66

IV.6.b La puissance en fonction de la densité de courant sans le recombinaison Shockley-Read-Hall……. 66

IV.7 rendement quantique externe en fonction de rendement quantique interne. 68

IV.8 rendement externe en fonction de la longueur de cavité laser…… 69

LISTE DES TABLEAUX

I	Comparaison des LSC avec les autres types de lasers…….	16
II.1	Extrait de la classification périodique des éléments……	23
II.2	Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K……	26
II.3	Coefficients Auger calculés par Haug pour du InGaAsP émettant à 1.3 μ m……..	35
IV.1	Comparaison de la densité de porteurs de la région active du laser $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ à la température 300 k, pour la densité de courant 4 k A/cm^2, de longueur d'onde 1.3 µm……..	60
IV.2	Comparaison de la densité de porteurs de la région active du laser $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ à la température 300 k, pour la densité de courant 4 k A/cm^2, de longueur d'onde 1.3 µm……..	62
IV.3	comparaison les dispositifs à la densité de courant de seuil 4 K (A/cm^2)……	63
IV.4	comparaison de puissance pour différent cas de dispositif pour les deux valeurs de longueur d'onde à la densité de courant 5 $(K\ A/cm^2)$……..	67
IV.5	comparaison les rendements quantique interne et rendement quantique externe avec les différentes longueurs d'onde et avec et sans la recombinaison shockley-Raed-Hall…….	68

INTRODUCTION GENERALE

Après la réalisation, au début des années 60 des premiers lasers d'hétérostructure à semi-conducteurs fonctionnant à la température ambiante, le laser à semiconducteur a connu une évolution très rapide, due à son application au domaine des télécommunications par fibre optique, le laser InGaAsP-InP, dont la longueur d'onde d'émission ($\lambda \sim 1.1 - 1.6\ \mu$m) coïncide avec la région de faible atténuation et la dispersion minimale des fibres optique à base de silice.

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-conducteurs est essentiellement un dispositif à semi-conducteurs ayant la capacité d'émettre de la lumière cohérente.

La modélisation d'un laser à semi-conducteurs consiste à relier les aspects fondamentaux de son fonctionnement à la structure et aux conditions d'opération du dispositif.

Les premiers modèles du laser à semi-conducteurs utilisaient l'approche des équations d'évolution en accordant peu d'importance aux propriétés électrique du dispositif. Cette approche relativement simple, surtout utilisée aujourd'hui pour étudier l'évolution temporelle du laser à semi-conducteurs, modélise son comportement à l'aide d'un système d'équations d'évolution couplées, décrivant d'une part, la population de porteurs dans la région active du laser, et d'autre part, les populations de photons de chacun des modes supportés par celui-ci.

Le présent travail présente une étude faites sur les lasers à base d'hétérostructures de semi-conducteur III-V, plus particulièrement, du laser InGaAsP-InP. Le but principale de ce travail demeure la modélisation simple -limitée au régime stationnaire- et l'analyse du comportement pour deux valeurs de longueur d'onde à température 300 K [1]. A partir des équations de Maxwell nous obtiendrons les équations d'évolution et par suite les équations des modèles électrique et optique sans oublier la physique du solide afin de décrire les propriétés particulières des semiconducteurs InGaAsP et InP.

Dans le premier chapitre nous allons présenter des généralités sur les lasers en général et leurs principes de fonctionnement.

Le chapitre 2 présente la modélisation des paramètres physiques des semiconducteurs III-V (InGaAsP-InP) qui interviennent dans le modèle.

Le chapitre 3 présente le modèle électrique utilisé, à partir des équations de Maxwell. Cette approche a pour but de faciliter la compréhension du modèle tout en identifiant les limites et les hypothèses qu'il contient.

Le chapitre 4 présente les résultats pour deux valeurs de longueur d'onde et comparaison des résultats.

Finalement, une conclusion résume les principaux résultats obtenus.

I.1. Introduction

Laser est l'acronyme anglais de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* (en français, amplification de la lumière par émission stimulée de radiations). Il est le descendant du Maser, acronyme de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, et il s'est d'abord appelé maser optique [2, 3].

Le laser est un dispositif qui amplifie la lumière (et plus généralement tout rayonnement électromagnétique). Une source laser associe un amplificateur à une cavité optique généralement constituée de deux miroirs, dont au moins l'un des deux est semi-réfléchissant, c'est-à-dire qu'une partie de la lumière sort de la cavité laser. Les caractéristiques géométrique de cet ensemble implique que la géométrie du faisceau émis est directif (peu divergent) et cohérent, spatialement et temporellement. Ainsi la lumière laser est extrêmement directionnelle. De plus le rayonnement émis est d'une grande pureté puisqu'il ne contient, dans le pire des cas, que des longueurs d'ondes très proches les unes des autre : elles sont espacées par le milieu amplificateur. Les longueurs d'ondes concernées étaient d'abord les micro-ondes (masers) puis elles se sont étendues aux domaines de l'infrarouge, du visible, de l'ultraviolet et on commence même à les appliquer aux rayons X (fig. I.1).

Le principe de l'amplification électronique quantique est étendu au domaine optique (laser) dans les travaux de Townes et Schawlow, et ils montrent la possibilité théorique de produire de la lumière cohérente par émission stimulée dans résonateur optique. En 1960 Maiman (Etat- Unis) réalise le premier oscillateur laser dans un cristal de rubis et, la même année, le premier laser à gaz voit le jour, réalisé par Javan et Bennet. En 1958 déjà, Basov propose un laser à semi-conducteur (diode laser ou laser à injection).

Dans un laser à semi-conducteur, la lumière induit ce qu'on appelle la recombinaison électron-trou. L'électron se désexcite de la bande de conduction vers la bande de valence est émet un photon de caractéristique identique au photon inducteur. Pour accroître l'intensité de sortie de ces lasers, il faut augmenter la densité de porteurs, c'est-à-dire d'électron et de trous, ce qui conduit à l'inversion de population des lasers, elle est réalisée dans une zone du semi-conducteur appelée zone active, par injection d'un courant qui est équivalent au pompage des autre lasers [4].

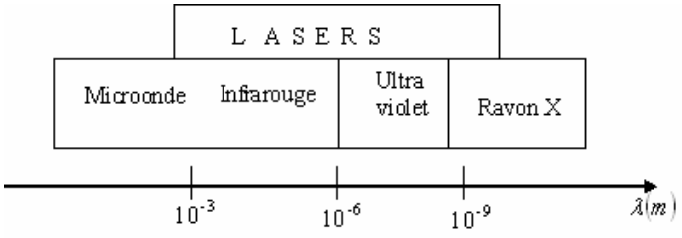

Figure I.1 : *Spectre de la lumière et étendue spectrale actuellement accessible par les lasers*

I.2. Principe du laser

Principe de fonctionnement du laser

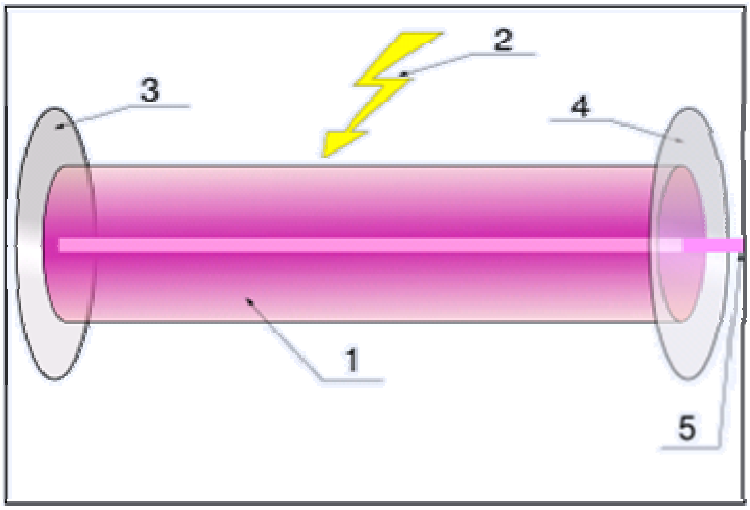

Figure I.2 : Schéma d'une cavité laser

1) milieu excitable.
2) Energie de pompage.
3) Miroir totalement réfléchissant.
4) Miroir semi-réfléchissant.
5) Faisceau laser.

Du point de vue atomique, il existe trois types de réactions photoniques possibles : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée.

I.2.1. Absorption inter bande

Lors de l'absorption, un photon incident est absorbé par un électron de la bande de valence qui passe alors à la bande de conduction (figure I.3). Pour que ce phénomène se produise, il faut que le photon incident ait une énergie supérieure à la bande interdite. Le phénomène laisse un trou dans la bande de valence. C'est ce phénomène qui sert de pompages optiques ou électriques, dans certaines sources de rayonnement et il est aussi le mécanisme utilisé pour l'opération des photos détectrices [4].

La transition de l'état E_1 à l'état E_2 (par l'électron) se fait par l'absorption d'un photon d'énergie, $E_{21} = E_1 - E_2 = \hbar\omega$

Où ħ est la constante de Plank.

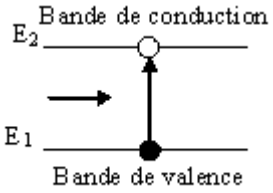

Figure I.3 : *Schéma de l'absorption interbande*

I.2.2. Emission spontanée

L'émission spontanée est une recombinaison radiative résultant d'une transition électronique de bande à bande (fig. I.4). Cette radiation est une émission isotrope (*i.e.* dans toutes les directions) et incohérente (l'émission est faite avec une phase arbitraire et même fluctuante). L'énergie du photon émis est celle qui correspond à l'énergie de la bande interdite. Dans les gaz, les niveaux atomiques sont bien définis et la radiation émise sera d'une énergie précise ou d'un spectre d'allure monochromatique. Par contre, dans les semi-conducteurs, l'état excité de l'électron se trouve dans la bande de conduction. On a alors affaire à une distribution d'états qui produiront un spectre d'émission beaucoup plus étalé, Il y aune densité d'états dans la bande de conduction, de sorte que le spectre d'émission est en général élargi. L'émission spontanée se produit dans 10^{-8} à10^{-9} s après l'excitation. C'est ce type d'émission qui domine dans les diodes électroluminescentes et aussi dans les diodes laser sous le seuil d'oscillation [4].

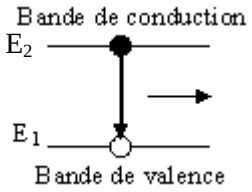

Figure I.4 : *Schéma de l'émission spontanée*

I.2.3. Emission stimulée

La transition entre les états électroniques peut être stimulée par la présence d'une radiation électromagnétique qui a une énergie $E = hv$ au moins aussi grande que l'énergie de la bande interdite E_g où h est la constante de planck. Dans ce cas, le photon incident provoque la recombinaison de la paire électron trou. Pour qu'il y ait émission stimulée, il faut d'abord un matériau avec des niveaux d'énergie appropriés occupés par un grand nombre d'électrons, un mécanisme d'excitation et une "pompe'' pour monter les électrons au niveau d'énergie supérieur de façon efficace. Cela a pour effet de créer une inversion de population. Finalement, la présence de radiation en situation d'inversion de population produira l'émission stimulée. Le photon fait vibrer l'électron qui se désexcite en émettant un photon identique au photon incident dans le processus, on passe de un à deux photons qui iront, chacun à leur tour, produire d'autre photons jumeaux et le processus se répétera dans une réaction en chaîne [5].

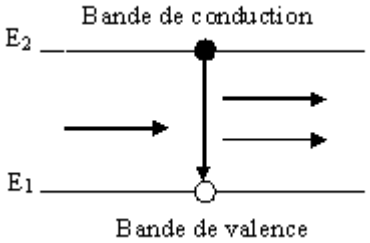

Figure I.5 **:** *Schéma de l'émission stimulée*

I.2.4. L'inversion de population

L'émission stimulée d'un atome ou d'une molécule produit un nouveau photon qui a exactement les mêmes fréquences, 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, 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 N2 et N1 des niveaux E_2 et E_1 vaut, à l'équilibre thermodynamique à la température absolue T [4]:

$$N_1 / N_2 = g_1 / g_2 \exp\left[-(E_1 - E_2)/k_\beta T\right]$$

où k_β est la constante de Boltzmann, g1 et g2 sont les dégénérescences (le niveau peut alors être considéré comme un ensemble de g_i sous-niveaux de même énergie).

Le mécanisme précis aboutissant à l'inversion de population fait intervenir un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires entre E_1 et E_2. 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 [2].

I.2.5. L'effet laser

L'inversion de population étant réalisée (par excitation lumineuse- on parle dans ce cas de – " pompage optique" - ou électrique). Lorsque l'un des atomes excités émet un photon de fréquence $v = (E_2 – E_1)/h$ par émission spontanée. En arrivant sur un autre atome excité, ce photon va déclencher une émission stimulée, à l'issue de laquelle on obtient deux photons

identiques et en phase. Ces deux photons vont à leur tour donner lieu à deux émissions stimulées, d'où deux nouveaux photons. Et ainsi de suite : le nombre de photons identiques et en phase qui traversent le milieu se multiplie très rapidement. C'est l'effet laser, c'est-à-dire l'amplification du rayonnement [5].

I.2.6. Amplification

Pour obtenir l'action laser, il faut favoriser l'émission stimulée le plus possible. Rappelons que pour que l'émission soit stimulée il faut une inversion de population et la participation de photon pour déclancher ou stimulée l'émission. Plus il aura de photon déclencheurs, plus l'émission stimulée sera importante. On a donc intérêt à utiliser un médium actif générateur de photon ; on dit alors qu'il y a du gain parce que chaque photon incident aura une probabilité importante de générer d'autres photons par émission stimulée et de plus, on a intérêt à recycler les photons, c'est-à-dire de les faire passer plusieurs fois dans le milieu actif : on configure le laser en résonateur où chaque photon repasse dans le milieu actif un grand nombre de fois. Pour le laser à semi-conducteur, si l'on considère une structure des plus simples, un laser à semi-conducteur est un émetteur latéral (donc une diode électroluminescente). Avec des facettes réfléchissantes obtenues en clivant le cristal [5].

I.2.7. Pompage

Le pompage permet d'amener une majorité de particules a l'état excité (Excitation optique décharges électriques…) Il y a ensuite accumulation d'électrons sur le niveau métastable, c'est l'inversion de population. Celle-ci favorise l'émission stimulée [6].

I.2.7.1. Structure des bandes et "pompage électrique"

Pour obtenir une émission laser, il est nécessaire d'avoir une inversion de population,
par pompage optique, électrique ou autre.
Dans une hétérojonction n^+/p^+ (fortement dopée) :

A l'équilibre thermique (même niveau de Fermi)

- côté n de la jonction, le niveau de fermi E_{FC} est au dessus de la bande de conduction
- côté p de la jonction, le niveau de fermi E_{FV} est au dessous de la bande de valence

Quand on applique une tension de polarisation directe (Vd) sur la diode, l'injection d'électrons dans la partie **n** et de trous dans la partie **p**, déplace le niveau de Fermi de part et d'autre de la jonction (figure I.6), avec Vf = Efc - Efv .

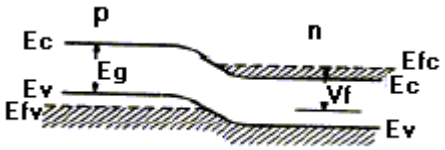

Figure I.6 : *Diagramme de bandes pour une hétérojonction p^+/n^+*
(Polarisation directe $V_d = V_{d1}$).

Enfin si on augmente la tension de polarisation Vd d'une valeur suffisante Vd2 > Vd1, l'injection de porteurs est suffisante pour obtenir la situation représentée par la figure I.7.

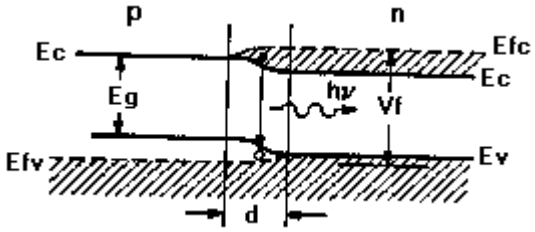

Figure I.7 : *Diagramme de bandes pour une hétérojonction p^+/n^+*
(polarisation directe $V_d = V_{d2} > V_{d1}$).

Dans la zone de largeur **d** (près de la jonction), on trouve une importante concentration d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, ce qui est la condition pour une inversion de population.
Pour que ceci se réalise, il faut que: **$Vf = (E_{FC} - E_{FV}) > Eg$** .

I.2.8. Caractéristiques d'un faisceau laser

La lumière laser ainsi produite aura les caractéristiques suivantes du fait de sa production par émission stimulée :
- monochromaticité (même longueur d'onde)
- cohérence spatiale et temporelle
(Deux photon oscillent en même temps et de la même manière)
- directivité (le faisceau unidirectionnel)

- faible divergence.

I.3. Principe de la source laser

Le principe de la source laser consiste en premier lieu à exciter les électrons d'un milieu, puis à y déclencher l'émission stimulée de photons. Pour cela, un laser possède un réservoir d'électrons (ce réservoir peut être solide, liquide ou gazeux) associé à une source excitante qui « pompe » les électrons à de hauts niveaux d'énergies. Dans un second temps, un photon est injecté dans le milieu ce qui produit, pendant la désexcitation d'un des atomes, un deuxième photon identique. Ces deux photons produisent à leur tour deux autres photons identiques pendant la désexcitation de deux autres atomes. Ces quatre photons etc. C'est une réaction en chaîne. Outre l'intensification du rayon laser, ce phénomène consomme très rapidement les atomes excités, qu'il est difficile de reconstituer aussi vite : il est donc très difficile de faire fonctionner un laser en mode continu, en pratique les lasers fonctionnent en mode par impulsions (mais on peut obtenir des « rafales » tellement dense que la différence avec un mode continu est peu sensible).

Dans un laser, le photon de stimulation (et donc la lumière de sortie) est d'une nature (énergie) différente des photons utilisés pour le pompage optique : dans le cas contraire, au lieu de produire une excitation des atomes les photons de pompage pourraient provoquer une émission stimulée, avec globalement un rendement nul. Typiquement, le laser joue sur trois niveaux d'énergie : le pompage fait passer les atomes du niveau le plus bas au niveau le plus élevé, les atomes passent spontanément à un niveau intermédiaire (ce qui évite l'émission stimulée par la lumière de pompage), et c'est le retour du niveau intermédiaire vers le niveau le plus bas qui est stimulé avec production du rayon laser [6].

I.4. Le rayonnement laser

Le rayonnement laser est accumulé entre deux surfaces réfléchissantes, qui forment ce qu'on appelle une cavité résonante, avant de le relâcher sous forme de faisceau. Deux miroirs, dont l'un semi réfléchissant, situés aux extrémités du laser se renvoient les photons émis, donc la réaction en chaîne ne s'arrête pas lorsqu'on arrive au bout du réservoir d'électron, on les renvoie dans le réservoir et la chaîne se poursuit dans l'autre sens. Ainsi la lumière s'intensifie à chaque passage jusqu'à ce qu'elle soit libérée par le miroir partiellement transparent à

l'extrémité du dispositif. Pour certaines applications très énergétiques, le faisceau émis traverse des amplificateurs complémentaires associés à des dispositifs optiques complexes permettant des expériences scientifiques de recherche fondamentale, ou des applications industrielles (soudure, découpe, gravure...) [7].

I.5. Modes de fonctionnement continu et impulsionnel

Un laser donné fonctionnera en mode continu ou par impulsions en fonction de la nature, il existe deux types :

La possibilité offerte par lasers de fournir l'énergie du lumineuse sous forme d'impulsions brèves, tout en conservant une puissance moyenne à peu près constante. Permet d'atteindre des puissances instantanées très élevées, et donc de très grands champs électriques [8].

Les lasers peuvent fonctionner en mode continu (leur puissance est constante)

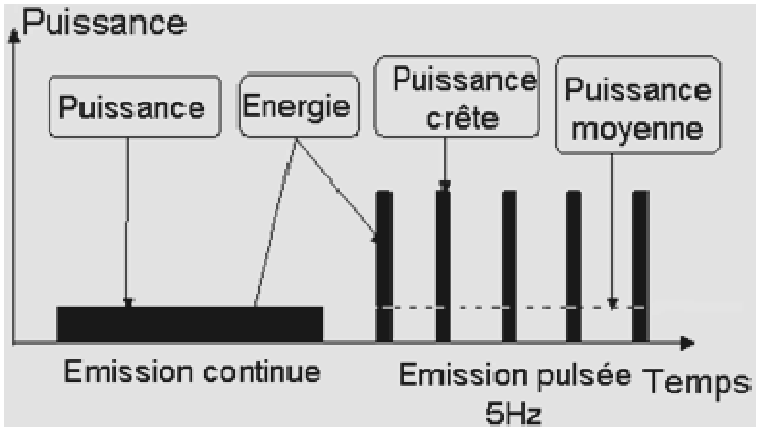

Figure I.8 : *Lasers continu et pulsés*

I.6. Différents types de laser

On classe les lasers selon sept familles, en fonction de la nature du milieu excité [4,6].

I.6.1. Lasers cristallins (à solide)

Ces lasers utilisent des milieux solides tels que des cristaux ou des verres comme milieu d'émission des photons. Le cristal ou le verre n'est que la matrice et doit être dopé par

un ion qui est le milieu laser. Le plus ancien est le laser à rubis dont l'émission provient de l'ion Cr^{4+} (Chrome). D'autres ions sont très utilisés (la plupart des terres rares (Nd, Yb, Pr, Er, Tm...), le titane, le chrome...). La longueur d'onde d'émission du laser dépend essentiellement de l'ion dopant mais la matrice influe aussi. Ainsi le verre dopé au Nd n'émet pas à la même longueur d'onde (1053 nm) que le YAG dopé au Néodyme (1064 nm). Ils fonctionnent en continu ou de manière impulsionnelle (impulsions de quelques microsecondes à quelques. femtosecondes --millionnième de millliardième de seconde). Ils sont capables d'émettre aussi bien dans le visible, le proche Infrarouge et l'Ultraviolet.

Le milieu amplificateur peut être un barreau dans le cas d'un laser Nd:YAG (donc dopé au Nd et la matrice est du YAG : un grenat d'aluminium et d'Yttrium), mais il peut aussi se présenter sous la forme d'une fibre dans le cas des lasers à fibre (donc dopé au Yb et la matrice est en silice).

Le laser à Néodyme Nd (figure I.7) : Yag (Infra Rouge 1064 nm), où l'atome actif (Nd) est inclus dans une matrice cristalline de YAG = Yttrium-Aluminium-Grenat. Au-delà d'une dimension de cristal de qualité optique acceptable, ces lasers permettent d'obtenir des puissances de l'ordre du kW en continu et du GW en pulsé. Ils sont utilisés pour des applications tant scientifiques qu'industrielles en particulier pour le soudage, le marquage et la découpe de matériaux [4,6].

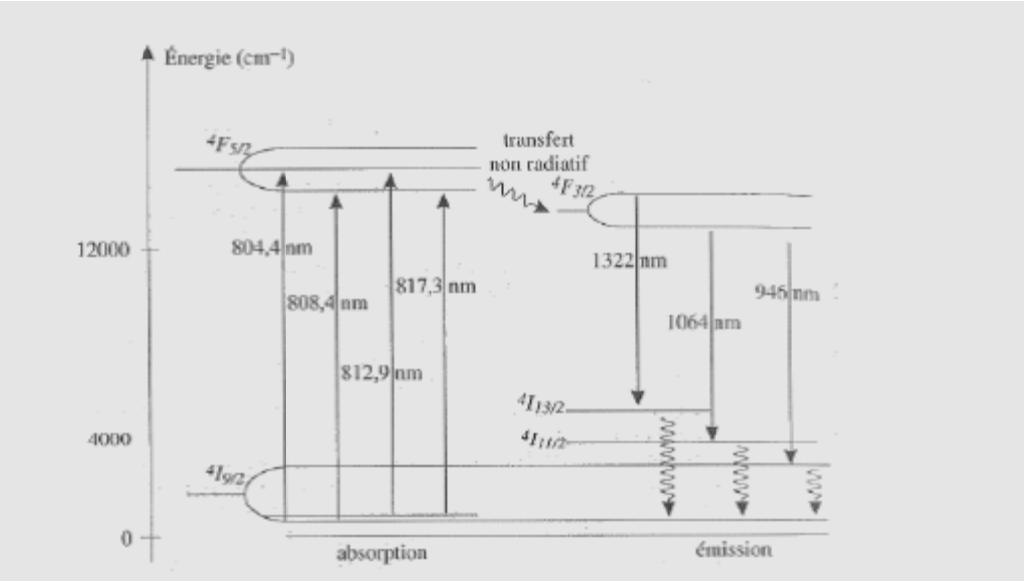

Figure I.9 : *Niveaux d'énergie du néodyme* [4].

I.6.2. Lasers à colorants

Dans les lasers à liquide, le milieu d'émission est un colorant inorganique en solution liquide enfermé dans une fiole de verre. Le rayonnement émis peut aussi bien être continu que discontinu suivant le mode de pompage. Les fréquences émises peuvent être réglées à l'aide

d'un prisme régulateur ce qui rend ce type d'appareil très précis. Le choix du colorant détermine essentiellement la couleur du rayon qu'il émettra [6].

I.6.3. Lasers à électrons libres (LEL)

Ce type de laser est très particulier, car son principe est tout à fait différent de celui exposé plus haut. La lumière n'y est pas produite par des atomes préalablement excités, mais par un rayonnement synchrotron produit par des électrons accélérés. Un faisceau d'électrons, provenant d'un accélérateur à électrons, est envoyé dans un *onduleur* créant un champ magnétique périodique (grâce à un assemblage d'aimants permanents). Cet onduleur est placé entre deux miroirs, comme dans le schéma d'un laser conventionnel : le rayonnement synchrotron est amplifié et devient *cohérent*, c'est-à-dire qu'il acquiert les caractéristiques de la lumière produite dans les lasers.

Il suffit de régler la vitesse des électrons pour fournir une lumière de fréquence ajustée très finement sur une très large gamme, allant de l'infrarouge aux rayons X, et la puissance laser peut être également ajustée par le débit d'électrons jusqu'à des niveaux élevés. On peut également disposer d'impulsions laser d'intervalle court et précis. Tout cela rend ce type de laser très polyvalent, et très utile dans les applications de recherche [2].

I.6.4. Lasers à gaz

Les lasers à gaz reposent sur les transitions électroniques entre différents niveaux. Si les atomes actifs sont neutres ou ionisés, le pompage réalise l'inversion de population entre deux niveaux électroniques. La transition est typiquement située dans l'UV, le visible ou le proche IR. On peut également réaliser des milieux moléculaires sur ce même principe.

Deux excitations peuvent être mises en jeu. Par excitation directe, les électrons transmettent par collision une partie de leur énergie cinétique aux atomes du milieu actif qui atteignent le niveau supérieur de la transition laser. Dans le second cas d'excitation dit indirecte, on mélange au milieu actif des atomes plus facilement excitable (par décharge électrique en général) que ceux qui sont à l'origine de l'émission laser. Les collisions assurent ensuite le transfert de l'énergie acquise. Cette technique est à la base du laser Hélium-Néon (He-Ne) [6].

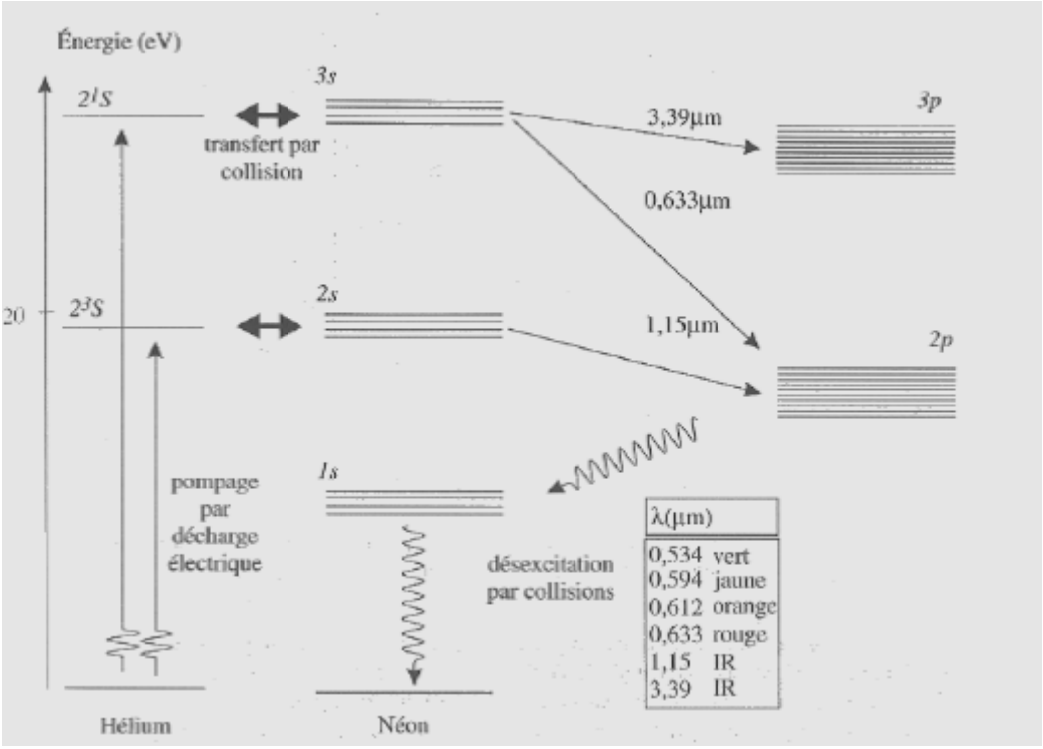

Figure I.10 : *Niveaux du laser Hélium-Néon* [4].

I.6.5. Lasers fibrés

Le laser fibré est le dernier né de la technologie laser. Sa conception est assez révolutionnaire, ici, le milieu actif est une fibre optique dopée avec un gaz qui est l'ytterbium. Ce laser possède sensiblement les mêmes longueurs d'onde que le laser YAG même lorsque l'on double ou triple la fréquence. Cependant, il est plus compact puisque son mode de refroidissement est interne et de petite taille. Il a également une meilleure qualité de faisceau, le diamètre de ce dernier étant plus faible il a donc une meilleure résolution de marquage [6].

I.6.6. Laser à plasma

Le milieu amplificateur est souvent obtenu en focalisant une impulsion laser très intense par une lentille cylindrique sur une cible solide (de l'ordre de $10^{14}W.cm^{-2}$) : cela donne naissance à une colonne de plasma dense, siège d'une inversion de population pendant 10^{-10}s environ. Comme la durée de vie de l'inversion de population est inférieure à la durée d'un aller-retour du faisceau entre deux miroirs, on ne réalise donc pas une cavité, mais seulement une demi-cavité avec un seul miroir. De toute façon, l'existence d'un fort gradient de densité dirigé vers

l'axe de la fine colonne de plasma provoque une divergence du faisceau qui se propage le long de la colonne. L'amplification obtenue lors d'un passage du faisceau laser dans le plasma doit être importante, d'autant plus que la réalisation de miroirs dans le domaine X s'avère délicate, et leurs facteurs de réflexion sont médiocres (on atteint heureusement 20 % à 60 % avec des miroirs interférentiels multicouches) ; aussi le plasma amplificateur doit-il être dense (10^{27} électrons libre par mètre cube) afin de donner une longueur caractéristique d'amplification de 0,2 à 1 cm.

On utilise des ions multichargés (par exemple Zn^{20+}),car leur spectre est déplacé vers les courtes longueurs d'onde, par rapport à celui des ions monochargés ; ces ions nécessitent justement des températures très élevées pour exister [6].

I.6.7. Lasers à semi-conducteurs

Les lasers à semi-conducteur fonctionnent sur un principe qui totalement différent par rapport aux lasers évoqués dans les pages précédentes. Les états excités ne sont pas indépendants les uns des autres et conduisent à la notion de bandes d'énergie. La lumière induit la recombinaison électron-trou. Un électron se désexcite depuis la bande de conduction vers la bande de valence en émettant un photon de caractéristiques strictement identiques au photon incident. En augmentant le nombre d'électrons et de trous, on augment la densité de porteur donc l'intensité du laser. Ce mécanisme ressemble à l'inversion de population utilisée par les autres types de lasers. La pompe est ici remplacée par injection d'un courant dans la zone active du milieu (figure I.11). L'effet laser se produit entre deux bandes d'énergie (de conduction et de valence) séparées par l'énergie de Gap (E_g). Cette bande interdite induit directement la valeur de la longueur d'onde en sortie. La densité d'inversion de population étant importante, le gain est très grand et les dimensions de la cavité diminuent (moins de un millimètre) [2].

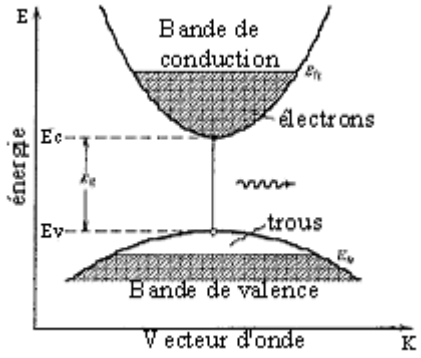

Figure I.11 : *La bande conduction et la bande de valence d'un semiconducteur*

A sa découverte en 1962, les applications étaient très limitées car le fonctionnement en régime continu et à température ambiante de tels lasers n'était pas possible. En 1968, la réalisation de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs .son faible volume, sa compatibilité avec les fibres optiques, son rendement de conversion élevé (entre 40 et 50%) et son moindre coût (réalisable en grande quantité) en font le laser le plus fabriqué et le plus utilisé dans le monde. Sa puissance est pourtant faible, sa cohérence et sa divergence sont médiocres et longueur d'onde est extrêmement sensible à la température.

Certains domaines comme la télécommunication optique utilisent ce laser en régime impulsionnel (quelques picosecondes). Dans ce cas, le pompage est réalisé directement par une faible injection de courant.

Le Tableau 1 résume le parallèle qui peut être établi entre le LSC et les autres types de lasers [4].

LSC	Autres lasers
Bande de conduction et de valence Densité de porteurs Injection d'un courant	Niveaux d'énergie atomique Densité d'inversion de population pompage

Tableau 1: *Comparaison des LSC avec les autres types de lasers* [4].

I.7. Hétérostructure simple

Dans la jonction p-n produit plus haut, il était question d'un seul matériau semiconducteur dopé différemment de part et d'autre de la jonction. Dans ce cas, la largeur de la région active est déterminée par la longueur de diffusion naturelle des porteurs. On a affaire à une homostructure. Il est avantageux de contenir les porteurs en mettant des barrières de potentiel près de la jonction. Si l'on ajoute un matériau à bande interdite plus grande du côté p, on obtient une hétérostructure simple [2].

I.8. Les puits quantique

Ce type de confinement transverse est obtenu en réduisant la région active à moins de 20 nm à ces distances, les porteurs confinés commencent à manifester des propriétés quantiques, notamment pour ce qui trait à la densité d'états. Comme conséquence, on obtient une réduction significative (~10) du courant de seuil. Les lasers à puits quantiques ont l'avantage de produire des pertes moins importantes dans la cavité et des gains différentiels (dg / dn) plus élevés, ce qui aide à réduire la largeur spectrale du laser et à augmenter son taux de modulation maximal à cause du confinement quantique, l'électron se retrouve dans un puits de potentiel étroit, de sorte que son énergie minimale ne correspond plus au minimum de la bande de conduction, mais à l'énergie d'un état quantique confiné. Il en est de même pour les trous, par rapport à la bande de valence. Le rayonnement produit par la recombinaison radiative d'un électron et d'un trou aura une énergie plus grande que celle de la bande interdite, qui serait l'énergie de l'émission du même matériau avec un puits si large que les propriétés quantiques seraient effacées [2, 4].

I.8.1. Structure GRINSCH (Graded-Index Separate confinement Heterostructure)

Si on s'en tient strictement à un laser avec un seuil puits quantique, le confinement électronique est efficace, mais le champ optique s'étend sur une région passablement plus large (1 à 2 μm) de sorte que le guidage optique est faible. La structure GRINSCH combine une région active ultra-mince avec un guide optique à profil de gradient d'indice de part et d'autre de la région active. Un laser GRINSCH pourra avoir une structure latérale enterrée

avec un contact ruban de l'ordre de 3 μm ou moins, une longueur de 250 μm et un courant de seuil très faible, de l'ordre de 2,5 mA [9].

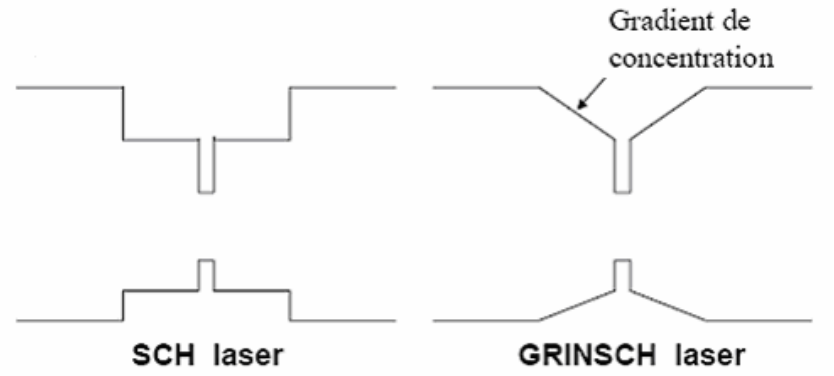

Figure I.12: *Deux exemples de structures laser à confinement séparé (SCH : Separate Confinement Heterostructure)* [10].

I.8.2. Lasers à puits quantique multiples

Un laser à puits quantique unique a un gain de 100 cm^{-1} environ. Pour accroître ce gain, on a pensé à des structures où on empile plusieurs couches alternées de matériaux de gap différent, l'un pour le puits, l'autre pour la barrière. On arrive ainsi aux lasers à puits quantique multiples. Le nombre de puits idéal varie avec les matériaux utilisés et la structure du laser et se situe souvent entre 3 et 10 puits (figure I.13) [11].

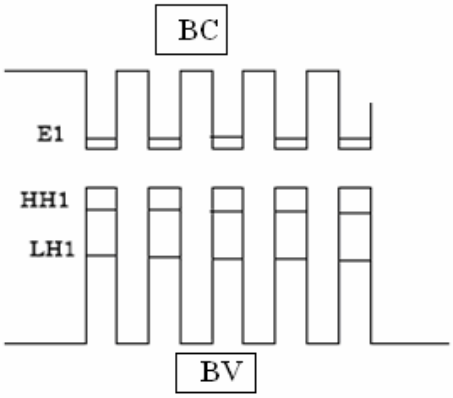

Figure I.13 : *Schéma de bande du système InGaAsP* [11].

I.9. Structures de diode laser

Du point de vue du confinement latéral, on distingue principalement les structures suivantes:

I.9.1. Structure large

La première structure obtenue a été celle du laser à structure large (fig I.14). Dans ces lasers, le courant est injecté de façon uniforme dans toute la région de jonction. Ce type de laser est facile à fabriquer et est souvent utilisé de nos jours pour une évaluation rapide de la qualité du cristal. Par contre, ces lasers ont l'inconvénient d'avoir besoin de courants d'injection élevés et l'effet laser en continu à la température ambiante est difficile à obtenir [2].

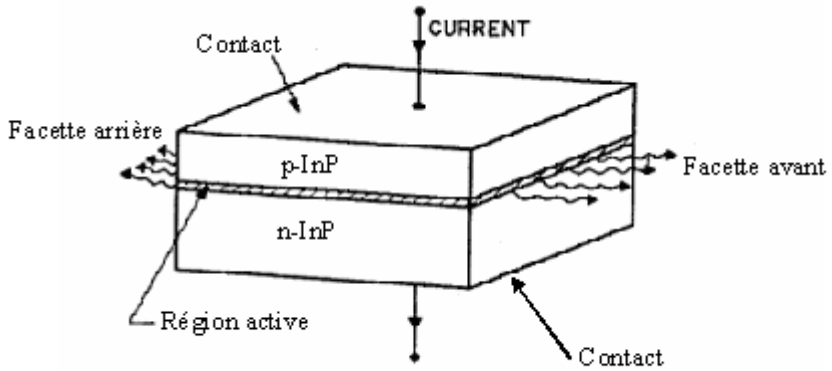

Figure I.14 : *Laser à structure large.*

I.9.2. Structure ruban

On en est rapidement venu à la structure ruban (figure I.15) pour réduire le courant d'injection total, tout en gardant une haute densité de courant localement. Ce fut un développement technologique important. On définit un contact ayant la forme d'un ruban étroit, de quelques microns de large, au centre du dispositif sur toute sa longueur. Sous le ruban, la région active aura des dimensions similaires et une épaisseur d, celle de la région active. à la facette, l'émission se fera par une fenêtre de dimensions $S \times d$ .les structures ruban sont meilleures que les structure larges tant du point de vue contrôle des modes que du point de vue linéarité et stabilité à température ambiante [5].

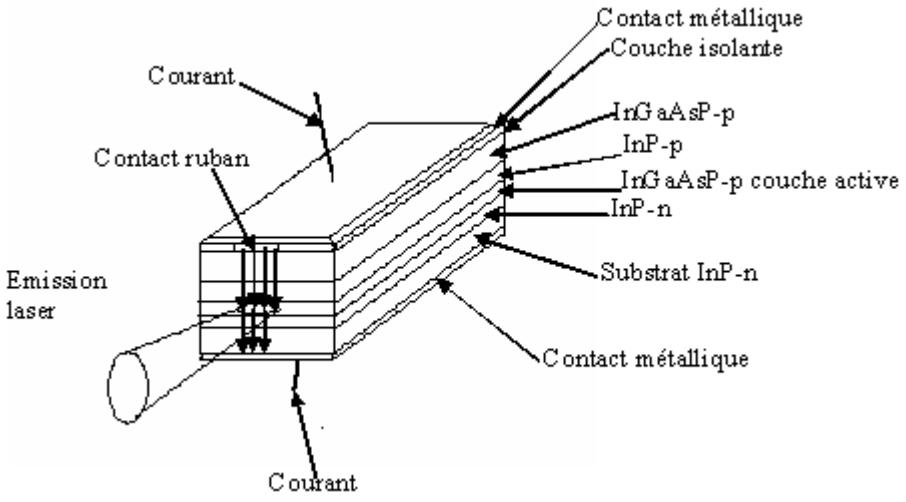

Figure I.15 : *La structure ruban.*

I.9.2.1. Guidage par le gain

Dans les lasers à structure ruban, le guidage se fait par le gain (fig. I.16): ils opèrent solen le principe que l'émission stimulée sera produite de façon préférentielle sous le ruban [5].

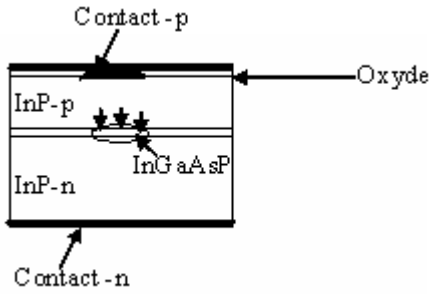

Figure I.16 : *Guidage par le gain*

Il n'y a pas de confinement latéral proprement dit la cavité laser sinon que l'émission stimulée est produite de façon préférentielle sous le ruban là où le courant d'injection atteint une valeur dépassant le seuil. Sur les côtés, le courant n'étant pas suffisant, il n'y aura pas d'émission. Il y a donc guidage par le gain le long du ruban, mais l'injection des porteurs libres a pour effet de défocaliser le faisceau en abaissant l'indice de réfraction sous le ruban:

c'est l'antiguidage d'indice qui coexiste avec le guidage par le gain. Dans ces lasers, le seuil est de l'ordre de 100mA. L'absence de confinement latéral est responsable d'une certaine non-linéarité, de la puissance de l'émission laser en fonction du courant d'injection, qui se manifeste par l'apparition de fléchissements dans la courbe d'émission, dus à l'apparition de modes latéraux d'ordre supérieur.

I.9.2.2. Guidage d'indice

Pour améliorer la linéarité de l'émission laser, on a recours au confinement latéral, en définissant un guide optique étroit ($\approx 1.0 - 1.5\ \mu$m de largeur) dans la région active (fig I.17). Dans ces cas, le guidage est du type à guidage d'indice (fort) puisque c'est la différence de l'indice de réfraction entre la région active et les régions adjacentes qui confine la lumière. Ce type de laser est caractérisé par un seuil très bas (10 – 30 mA) et une puissance émise appréciable (20 – 100 mW). La stabilité est très bonne mais les dimensions de la région active sont très petites. Dans ce type de laser, la région active est bien définie et on parle d'hétérostructure enterrée. Il devrait être clair que de tels lasers exigent un contrôle raffiné du

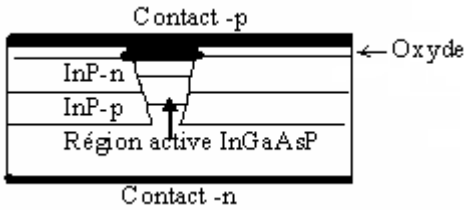

Figure I.17 : *Hétérostructure enterrée*

I.10. Diode laser à réseau de Bragg

Dans la description qui précède, la cavité est formée par les faces clivées du cristal. En pratique, d'autres types de cavité sont retenues en fonction d'applications spécifiques, pour obtenir les deux conditions pour que le mode oscillant s'établisse: une condition sur le gain et une condition sur la phase, il existe deux types de se laser [7]:

I.10.1. Lasers à rétroaction distribuée (DFB)

Les lasers à semiconducteurs comme le montre la figure I.18 ont fait leur apparition vers les années 1971-1974 et ont été développés selon un concept qui avait déjà été démontré auparavant avec les lasers à gaz. On fabrique ces lasers en incorporant, directement dans le cristal, un réseau de haute sélectivité spectrale dans ou au-dessus de la région active. Les seules longueurs d'ondes qui peuvent osciller sont celles qui sont renforcées par la périodicité du réseau.

En général, pour des réseaux tout à fait périodiques, il y a deux modes qui peuvent osciller de part et d'autre d'une bande spectrale interdite. Cette dégénérescence peut amener des instabilités et aussi une incertitude sur la longueur d'onde exacte à laquelle il y aura oscillation laser.

I.10.2. Lasers à réflecteur de Bragg distribué

Une autre approche consiste à remplacer clivées d'un laser Fabry-Pérot par deux réseaux, appelés réflecteurs de Bragg distribués (figure I.18). On grave un réseau à chaque bout de la région active, dans le plan de celle-ci.

La majorité de ces lasers sont configurés en ligne, de sorte qu'on peut faire émetteurs de surface sans miroirs à l'aide d'un réseau de Bragg circulaire [2].

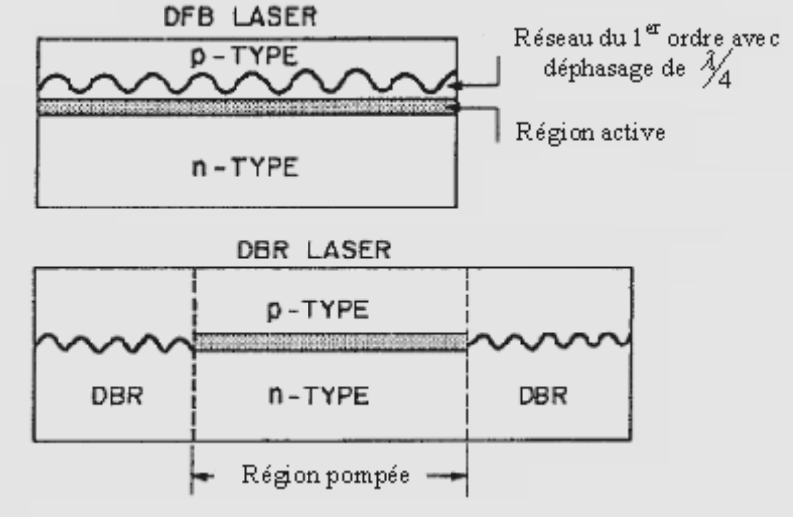

Figure I.18 : *Structure de laser DFB (à rétroaction distribuée) et laser DBE (à réflecteur de Bragg distribué).*

II.1. INTRODUCTION

Les semi-conducteurs III-V et leurs alliages, offrent au moins en théorie des perspectives d'applications et de développement de dispositifs optiques, car ils permettraient a priori de couvrir une grande gamme de longueurs d'onde. Ces matériaux ont un potentiel immense en optoélectronique, ils constituent des matériaux de choix pour les études de dispositifs optoélectroniques tels que les portes logiques, les diodes lasers, les modulateurs et les photodétecteurs. La connaissance préalable des propriétés et les mécanismes de ces semi-conducteurs, et la recherche des matériaux les plus performants est essentielle.

II.2. Les matériaux semi-conducteurs III-V

I1.2.1. Les matériaux III-V

Les matériaux III-V sont constitués des éléments des colonnes IIIb et Vb de la classification périodique des éléments. Le tableau II-1 regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et en bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi, de nombreux composés binaires peuvent être réalisés.

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

Tableau II.1 : *Extrait de la classification périodique des éléments*

Ce sont les matériaux à transition directe. Ainsi l'arséniure de gallium AsGa est un exemple de ce type de composé binaire. On peut aussi former des composés ternaires du type As (Ga-

Al) où l'élément du groupe V (As) reste inchangé, tandis que les sites des atomes du groupe III sont Occupés soit par du gallium (Ga), soit par d'aluminium (Al).

La composition du composé ternaire est notée ainsi $Ga_{1-x}Al_xAs$ où x est la fraction molaire de l'Al. De façon similaire, on peut former des composés quaternaires que l'on note (InGa) (AsP) ou $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$.

Les éléments III-V ont une structure cristalline tetrahédrale analogue. On peut donc tirer une ressemblance entre la structure du diamant (carbone) et celle de l'arséniure de gallium; évidemment, les sites ne sont pas occupés par les mêmes atomes (figure : II.1) [12].

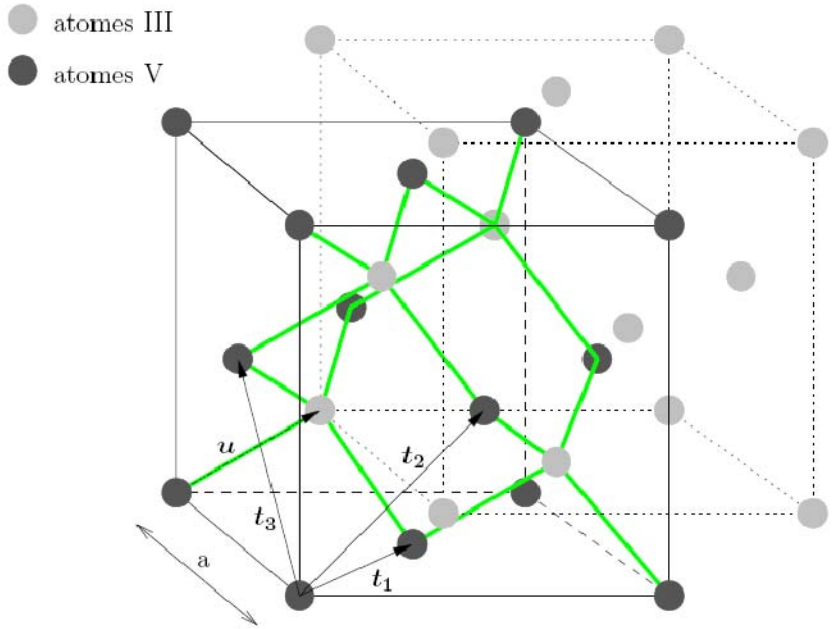

Figure II.1 : *Structure cristalline des III-V*

II.2.2. Transitions directes et indirectes des matériaux III-V

D'une façon très schématisée, on a illustré, dans la figure II.2, la structure de bande de deux semi-conducteurs. A gauche, le minimum de la bande de conduction est juste au-dessus du maximum de la bande de valence. Les recombinaisons radiatives vont se produire entre ses deux niveaux sans qu'il y ait de changement appréciable de la quantité de mouvement. C'est un matériau à gap direct. Dans une transition directe, comme on peut le voir, un électron passe d'un état excité à un état désexcité de telle sorte que toute la différence d'énergie entre ces deux niveaux devient l'énergie du photon. A droite, on a illustré un matériau à gap indirect, le minimum de la bande de conduction est situé à droite (ou à gauche) du maximum de la bande

de valence. Les matériaux à transition indirecte ne sont pas des émetteurs efficaces parce que la transition doit se faire avec l'aide d'un phonon pour conserver la quantité de mouvement lors de la transition [5].

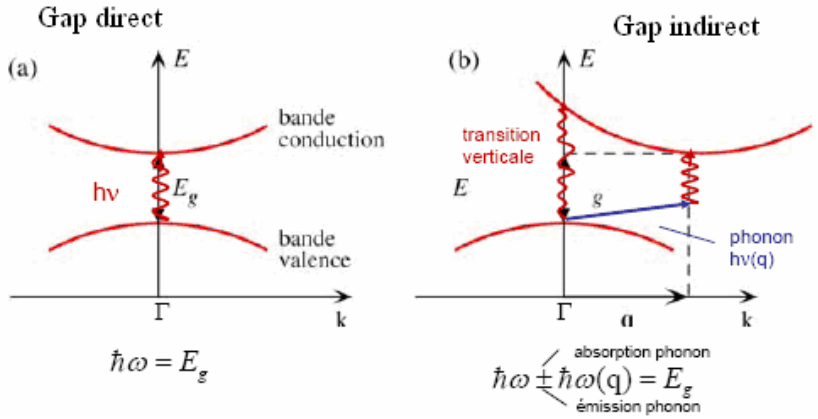

Figure II.2 : *Transitions directe et indirecte*

L'avantage principal de se servir de composés ternaires ou quaternaires est que la bande interdite de ces composés est ajustable, par conséquent, la longueur d'onde de la lumière émise est ajustable aussi, en autant que l'énergie du photon sera toujours légèrement supérieur à celle de la bande interdite. En plus de la bande interdite, la maille de réseau joue un rôle essentiel pour déterminer les propriétés des composés produits. Si la maille du réseau des deux éléments du composé binaire est trop différente, l'alliage ternaire résultant pourra contenir des contraintes mécaniques importantes. On cherche donc à associer deux composés qui ont des mailles très rapprochées. Par exemple, l'AsGa et l'AsAl satisfont à ce critère et ont été couramment utilisés pour former des composés ternaires du type $Ga_{1-x}Al_xAs$.

De nos jours, on fabrique surtout des dispositifs avec les composés $Ga_{1-x}Al_xAs$ pour les longueurs d'ondes dans le voisinage de 830nm et $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ pour les sources de longueurs d'ondes entre 1,3 et 1,6 μm. Dans le cas du système Ga-Al-As, les transition sont directes si la fraction molaire x<0,37 [13]. L'énergie de la bande interdite et la valeur de l'indice de réfraction varient avec la fraction molaire x.

II.2.3. Matériaux composés

II.2.3_1. Composés binaires

L'étude de leur structure de bandes montre toutefois, que les éléments les plus légers donnent des composés dont la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse

effective des électrons est élevée. Des matériaux, comme les composés contenant du bore, ou de l'aluminium, sont ainsi moins intéressants pour l'électronique rapide. Le tableau II.2 [5] résume cette situation en donnant l'énergie de bande interdite(*Eg)*, la température de fusion (T_m) à 300 K, la longueur d'onde (λ_g) correspondant à E_g et la constante de maille -le pas- (a_0) du réseau à 300 K, des semi-conducteurs binaires comme l'arséniure de gallium (GaAs), l'antimoniure de gallium (GaSb), le phosphure d'indium (InP), l'arséniure d'indium (InAs), l'arséniure d'aluminium (AlAs)…

	a_0 ($\overset{0}{A}$)	T_m (^0C)	E_g (eV)	λ_g (μm)	Structure de bande
AlP	5,463	>2000	2,45	0,51	indirecte
AlAs	5,661	1740	2,16	0,57	indirecte
AlSb	6,138	1050	1,65	0,75	indirecte
GaP	5,449	1467	2,26	0,55	indirecte
GaAs	5,653	1238	1,42	0,87	directe
GaSb	6,095	706	0,72	1,85	directe
InP	5,868	1058	1,35	0,92	directe
InAs	6,058	942	0,36	3,44	directe
InSb	6,479	530	0,17	7,30	directe

Tableau II.2: *Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K* [5].

II.2.3_2. Composés ternaires

La constante de la maille du réseau cristallin et l'énergie de la bande interdite varient avec la composition du matériau ternaire (figure II.3). On peut se déplacer sur des droites qui conservent soit la maille du réseau, soit l'énergie de la bande interdite. Le point de rencontre de ces deux droites fixe la composition du composé ternaire requis pour avoir l'énergie voulue du photon et aussi une bonne correspondance avec la maille du substrat utilisé lors de la croissance épitaxiale.

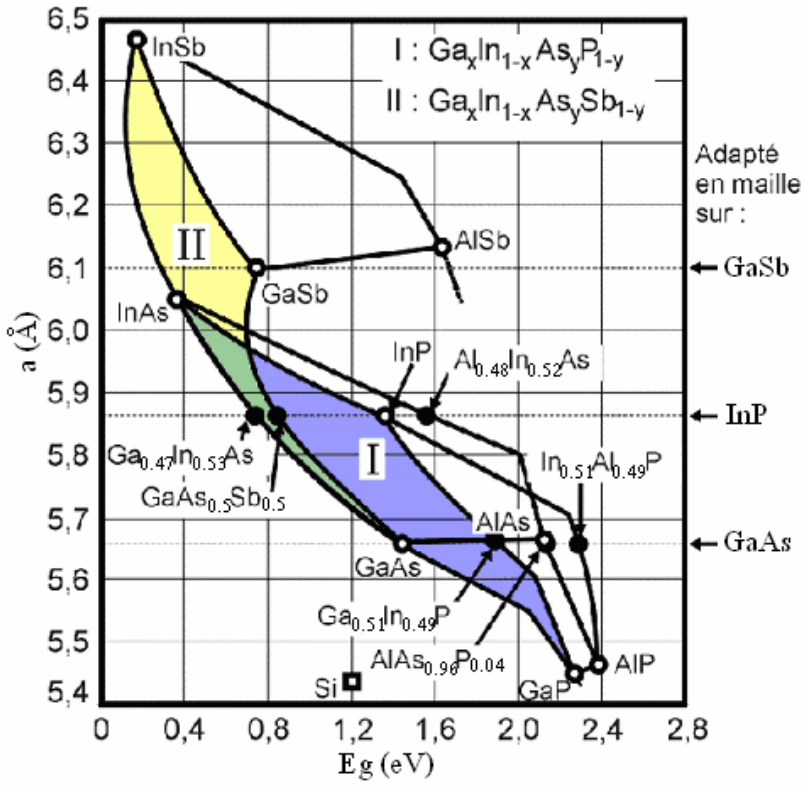

Figure II.3 : *Variation de la constante de maille (a) du réseau et de l'énergie de la bande interdite (Eg) en fonction de la composition pour des matériaux ternaires et quaternaires.*

Par exemple, en se déplaçant sur la droite qui relie le GaAs à l'AlAs (fig. II.3), on aura au plus un désaccord de maille de moins de 0.02% sur toute la plage. Donc, l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ pour $0 \le x \le 1$ est pratiquement accordé au substrat GaAs. La figure donne la langueur d'onde accessible des composés III-V les plus courants.

Ce diagramme (figure II.3) est donc très important parce qu'il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété de compositions permettant de modifier leurs propriétés.

II.2.3_3. Quaternaire

Dans le cas des composés quaternaires du type $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, les propriétés du matériau varient à la fois selon la fraction molaire *x* et *y*. On a plus de flexibilité pour obtenir un composé qui satisfait à la fois au critère de l'accord de la maille et la longueur d'onde d'émission choisie, donc de l'énergie de la bande interdite. On part avec un substrat InP et on

accorde la maille sur ce composé, ensuite on choisit la valeur de la bande interdite. Ces deux conditions déterminent *x* et *y* de façon unique.

Afin de simuler le comportement d'un laser à semi-conducteur, nous devons disposer de modèles mathématiques décrivant de façon aussi précise que possible les propriétés physiques des matériaux considérés, nous nous limitons dans ce travail aux lasers InGaAsP-InP.

II.3. 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.

II.3.1. Paramètre de réseau et fractions molaires

Nous considérons des lasers dont la région active est formée par le composé quaternaire $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ et les couches de confinement par le composé binaire InP. Pour obtenir des lasers de bonne qualité, il essentiel que les fractions molaires *x* et *y* soient choisies de façon à ce que les paramètres de réseau des semi-conducteurs $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ et InP soient accordés. La loi de Vegard permet d'exprimer le paramètre de réseau du $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ en fonction des paramètres de réseau des composés binaires GaAs, GaP, InAs et InP [14, 15, 16] :

$$a(x,y) = xy\ a(\mathrm{GaAs}) + x(1-y)a(\mathrm{GaP}) + (1-x)y\,a(\mathrm{InAs}) + (1-x)(1-y)a(\mathrm{InP}) \qquad \text{(II.1)}$$

Connaissant les paramètre de réseau des composés binaire, la condition d'accord $a(In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}) = a(\mathrm{InP})$, relie les fractions *x* et *y* de la façon suivante :

$$x = \frac{0.4526y}{1-0.031y} \qquad \text{(II.2)}$$

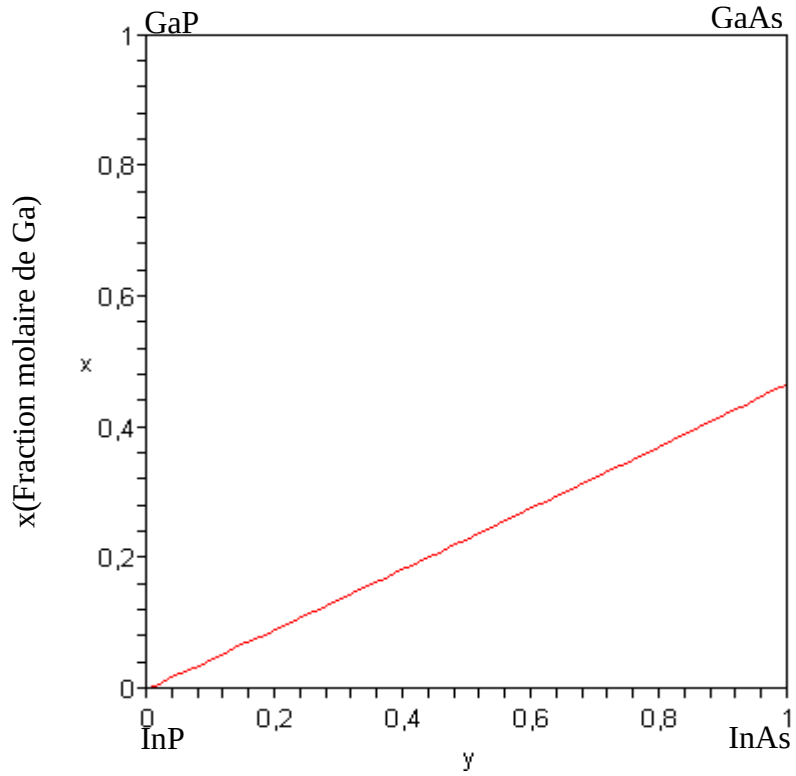

Figure II.4 : C*omposition de la couche active* $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$

La figure II.4 illustre l'accord du paramètre de réseau du InGaAsP à celui du InP. On constate que l'énergie de la bande interdite du $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ 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 molaires *x* et *y*.

II.3.2. Structure de bande du InGaAsP

Le $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ est un semi-conducteur à bande interdite directe pour $0 \le y \le 1$ lorsque son paramètre de réseau est accordé à celui du InP. L'énergie de la bande interdite est 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 variations de E_g par rapport à la composition du matériau et la température de la façon suivante [17] :

$$E_g(y,T) = 1.421 - \frac{3.63\times10^{-4}T^2}{T+162} - 0.72y + 0.12y^2 \qquad \text{(II.3)}$$

Dans cette expression, T est la température absolue et E_g est exprimé en eV. La figure II.5 illustre le comportement de l'énergie de la bande interdite du $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ en fonction de la fraction molaire y pour la température T = 300 K.

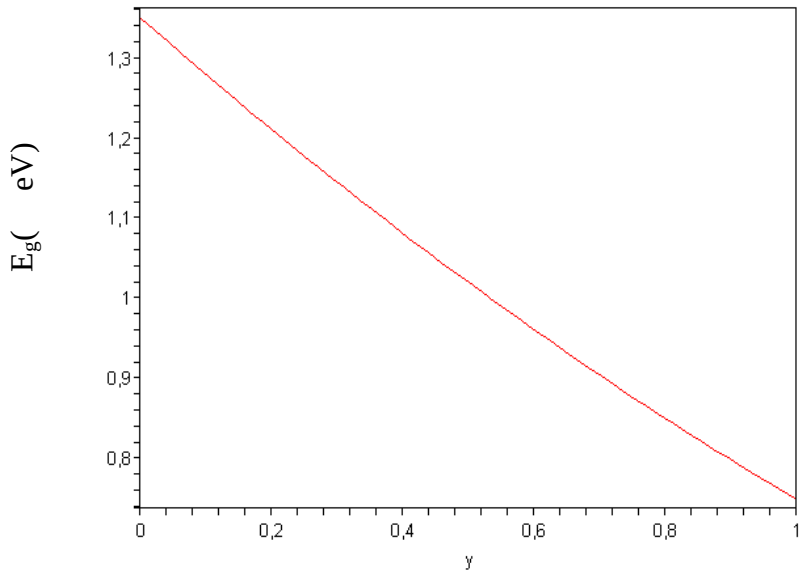

Figure II.5 : *Énergie de la bande interdite du InGaAsP à T = 300 K.*

Nous utilisons le modèle d'Anderson [18], en considérant l'affinité électronique χ_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 $(0 \le y \le 1)$, Forest a montré que [14, 19] :

$$\Delta E_c(y) = 0.4\Delta E_g(y) \qquad \text{(II.4)}$$

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

Nous utilisons ce résultat expérimental et la règle de l'affinité électrique $\Delta E_c = \Delta\chi_e$ pour déterminer l'affinité électrique du InGaAsP :

$$\chi_e(y) = \chi_e(\mathrm{InP}) + 0.4\Delta E_g(y) \tag{II.5}$$

Où χ_e (InP)=4.40 eV [17] 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 :

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} m_c^{3/2}$$

$$N_v = 2\left(\frac{2\pi kT}{h^2}\right)^{3/2} m_v^{3/2} \tag{II.6}$$

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 près du minimum Γ de la bande de conduction est donnée par [14, 20] :

$$m_c = (0.080 - 0.039y)m_0 \tag{II.7}$$

où m_0 est la masse de l'électron au repos.

La masse effective du trou léger est donnée par [5] :

$$m_{v2} = (0.12 - 0.069y)m_0 \tag{II.8}$$

La masse effective du trou lourd est donnée par [5] :

$$m_{v1} = ((1 - y)(0.79x + 0.45(1 - x)) + y(0.45x + 0.4(1 - x)))m_0 \tag{II.9}$$

La masse moyenne est donnée par :

$$m_v = \left((m_{v1})^{3/2} + (m_{v2})^{3/2} \right)^{2/3} \quad \text{(II.10)}$$

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

II.3.3. Permittivité statique

La permittivité statique (basse fréquence) du InGaAsP est donnée par [14,20] :

$$\varepsilon_s(y) = (12.40 + 1.5y)\varepsilon_0 \quad \text{(II.11)}$$

Où ε_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.

II.3.4. Mobilités des porteurs

Les variations des mobilités μ_n et μ_p par rapport à la composition du matériau, la température et la concentration de dopant de la façon suivante [14, 1] :

$$\mu_n(y,T,N) = \frac{5000 cm^2/V.s}{\left[1 + \frac{N}{1.22\times10^{16}}\right]^{0.191}} f_n(y) \left(\frac{300}{T}\right)^{1/2} \quad \text{(II.12)}$$

$$\mu_p(y,T,N) = \frac{192 cm^2/V.s}{\left[1 + \frac{N}{2.71\times10^{16}}\right]^{0.272}} f_n(y) \left(\frac{300}{T}\right)^{1/2} \quad \text{(II.13)}$$

Dans ces expression, $N = N_D + N_A$ 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 :

$$f_n(y) = 3.04y^2 - 1.30y + 1 \quad \text{(II.14)}$$

$$f_p(y) = 2.58y^2 - 2.04y + 1 \qquad \text{(II.15)}$$

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 d'alliage. Ce mécanisme de diffusion est dominant dans le InGaAsP pour des températures supérieures à environ 200 K et les relations II.12 et II.13 sont donc relativement peu précises pour T < 200 K.

Les relations II.12 et II.13 constituent un modèle des mobilités qui n'est strictement valable que lorsque le champ électrique $\vec{E}$ dans le dispositif est relativement faible. Pour des valeurs élevées du champ électrique (10^4 – 10^5 V/cm). Pouvant se produire au voisinage des hétérojonctions, on doit tenir compte du phénomène de saturation de la vitesse des porteurs [21].

II.3.5. 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.

Le taux de recombinaison spontanée est donné par [14] :

$$R_{spon} = B(n, p)(np - n_0 p_0) \qquad \text{(II.16)}$$

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

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 [22]. Les prédictions théoriques pour le coefficient $B(n, p)$ sont généralement de 30 % à 50 % plus élevées que les valeurs expérimentales [15].

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 que les variations de ce coefficient par rapport à la température et les densités de porteurs. Nous utilisons le modèle suivant [14, 23] :

$$B(n, p, T) = B_0(T) - B_1(T)\min(n, p) \tag{II.17}$$

Où le fonction min(*n, p*) reflète le fait que le taux de recombinaison spontanée dépend du produit *np*. Les coefficients $B_0(T)$ et $B_1(T)$ sont donnés par [14]:

$$B_0(T) = 8.0\times10^{-11}\left(\frac{300}{T}\right)^{3/2} \quad (\mathrm{cm}^3/\mathrm{s}) \tag{II.18}$$

$$B_1(T) = 2.0\times10^{-19}\,B_0(T) \ (\mathrm{cm}^6/\mathrm{s}) \tag{II.19}$$

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 $1.3\mu m$. 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 [24] 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 [25] .

Le taux de recombinaison Auger est donné par [14]:

$$R_{Aug} = c_n n(np - n_0 p_0) + c_p p(np - n_0 p_0) \tag{II.20}$$

Où c_n et c_p sont les coefficients de recombinaison Auger. Lee coefficient c_n est associé aux recombinaisons Auger de type CHCC faisant intervenir deux électrons et un trou (figure II.6a) et le coefficient c_p est associé aux recombinaisons Auger de type CHSH faisant intervenir

deux trous et un électron (figure II.6b). Les recombinaisons Auger de type CHCC et CHSH peuvent se produire de façon directe ou indirecte faisant intervenir un phonon.

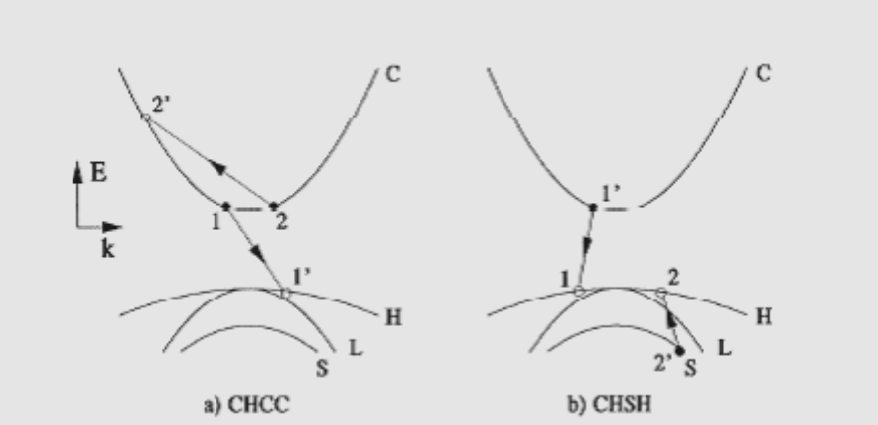

Figure II.6 : *Représentation schématique des processus Auger de type CHCC (a) et CHSH (b). Les symbole C, H, L et S identifient respectivement la bande de conduction, la bande des trous lourds, la bande des trous légers et la bande de split-off.*

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 [26] pour la structure de bande. Les valeurs calculées par Haug pour InGaAsP émettant à 1.3 μ m (y=0.6) sont présentées, en fonction de la température, au tableau II.3. Les coefficients c_n^d et c_p^d correspondent aux processus Auger directs de type CHCC et CHSH tandis que les coefficient c_n^{ph} et c_p^{ph} correspondent aux processus Auger indirects faisant intervenir un phonon.

T (K)	c_n^d ($\times 10^{-29}$ cm^6/s)	c_n^{ph} ($\times 10^{-29}$ cm^6/s)	c_p^d ($\times 10^{-29}$ cm^6/s)	c_p^{ph} ($\times 10^{-29}$ cm^6/s)
100	10^{-16}	2.95	10^{-4}	0.41
200	10^{-6}	3.32	0.13	0.47
300	10^{-3}	396	1.40	0.56
400	0.13	4.71	3.97	0.67

Tableau II.3: *Coefficients Auger calculés par Haug pour du InGaAsP émettant à 1.3 μ m.*

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 $1-5\times10^{-29}\,\mathrm{cm}^6/\mathrm{s}$ pour le InGaAsP émettant à 1.3 μm à T = 300 K.

À partir des valeurs calculées par Haug (Tableau 1.3), nous modélisons les coefficients Auger c_n et c_p de la façon suivante :

$$c_n(y,T) = \left\{1.5\times10^{-29}\exp\left(\frac{T-300}{600}\right)\right\}\left(\frac{y}{0.6}\right)^3 (\mathrm{cm}^6/\mathrm{s}) \qquad \text{(II.21)}$$

$$c_p(y,T) = \left\{1.05\times10^{-29}\left(\frac{T}{300}\right)^{3.6} + 0.45\times10^{-29}\right\}\left(\frac{y}{0.6}\right)^3 (\mathrm{cm}^6/\mathrm{s}) \qquad \text{(II.22)}$$

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 :

$$c_n(y=0.6,T=300) = c_p(y=0.6,T=300) = 1.5\times10^{-29}\ \mathrm{cm}^6/\mathrm{s} \qquad \text{(II.23)}$$

Cette valeur, qui correspond à du InGaAsP émettant à 1.3 μm, est compatible avec les valeurs mesurées $c = c_n + c_p \approx 1-5\times10^{-29}\ \mathrm{cm}^6/\mathrm{s}$.

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.

Le taux de recombinaison de type Shockley-Read-Hall est donné par [14] :

$$R_{SRH} = \frac{np - n_0 p_0}{\tau_p(n+n_0) + \tau_n(p+p_0)} \qquad \text{(II.24)}$$

Où τ_n et τ_p sont les temps de vie des porteurs. Les temps de vie τ_n et τ_p reflètent la qualité du laser considéré. Pour les lasers de bonne qualité, le taux de recombinaison R_{SRH} peut être

négligé en posant $\tau_n = \tau_p \approx \infty$. Pour les lasers moins de bonne qualité, nous utilisons $\tau_n = \tau_p = 10$ ns.

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

$$R_{Stim} = g(n, p) v_g \sum_{i=1}^{N} I_i S_i \qquad \text{(II.25)}$$

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 et S_i est la densité des photons dans chacun des modes considérés.

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

$$g(n, p) \rightarrow g(n) = an - b \qquad \text{(II.26)}$$

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 :

$$a(y, T) = 1.0 \times 10^{-16} \exp\left(E_g(y, T = 300)/3.4\right) \exp\left(173.8/T\right) \quad (\text{cm}^2) \qquad (1.27)$$

$$b(y, T) = 158.5 \exp\left(E_g(\text{y}, \text{T} = 300)/1.34\right) \exp\left(-231.8/\text{T}\right) \quad (\text{cm}^{-1}) \qquad (1.28)$$

II.3.6. 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, à 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 :

$$g(E)=\frac{\pi^3 c^2 \hbar^3 C}{8\tilde{n}^2}\left(\frac{E-E_g}{E}\right)^2 \frac{\sinh\left[\dfrac{F_c+F_v-E+E_g}{2kT}\right]}{\cosh\left[\dfrac{F_c+F_v-E+E_g}{2kT}\right]+\cosh\left[\dfrac{F_c-F_v}{2kT}\right]} \qquad \text{(II.29)}$$

Avec

$$C=\frac{2\sqrt{mc^3}B}{\pi^4\hbar^6}\left(\sqrt{m_{v1}^3}+\sqrt{m_{v2}^3}\right) \qquad \text{(II.30)}$$

Où

$$B=\frac{8\pi E_g^2 q^8}{(4\pi\epsilon_0)^4 m_0 \hbar^2 \mu^5 c^3 E_I^3}\left(\frac{m_0}{m_c}-1\right)\frac{E_g+\Delta}{3E_g+2\Delta} \qquad \text{(1.31)}$$

Nous avons choisi deux valeurs de la composition de l'arsenic : $y = 0.60$ et $y = 0.90$, E_I^3 est l'énergie d'ionisation des impuretés, Δ est le découplage spin-orbite.

La figure II.7 présente la courbe de gain (relation II.29) en fonction de la différence d'énergie, cette courbe représente un maximum vers les énergies plus élevées et la densité des porteurs dans la région active augmente, le maximum de la courbe de gain détermine la longueur d'onde d'émission laser [5].

La figure II.8 illustre le gain (relation II.30) en fonction de la densité des porteurs injectée dans la région active. Ces courbes montrent que le gain varis de façon linéaire par rapport à la densité de porteurs injectés dans la région active.

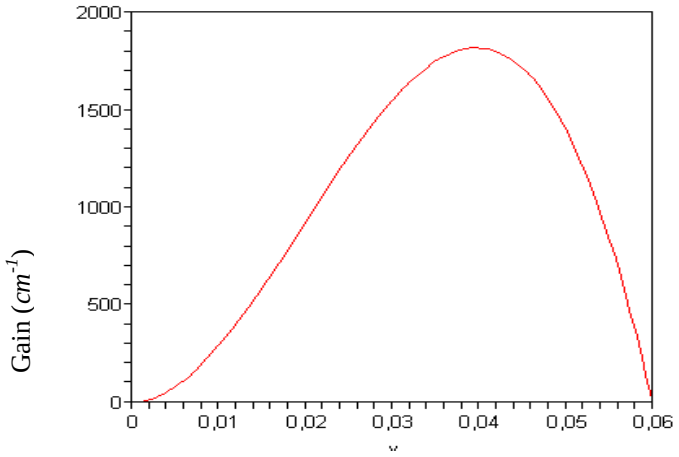

Figure II.7 : *Courbe de gain (cm^{-1}) calculée à l'aide de la formule de Osiniski-Marinelli, en fonction de la différence d'énergie des photons E et Eg (pour du InGaAsP émettant à 1.3 μ*m *et* $y = 0.55$ *).*

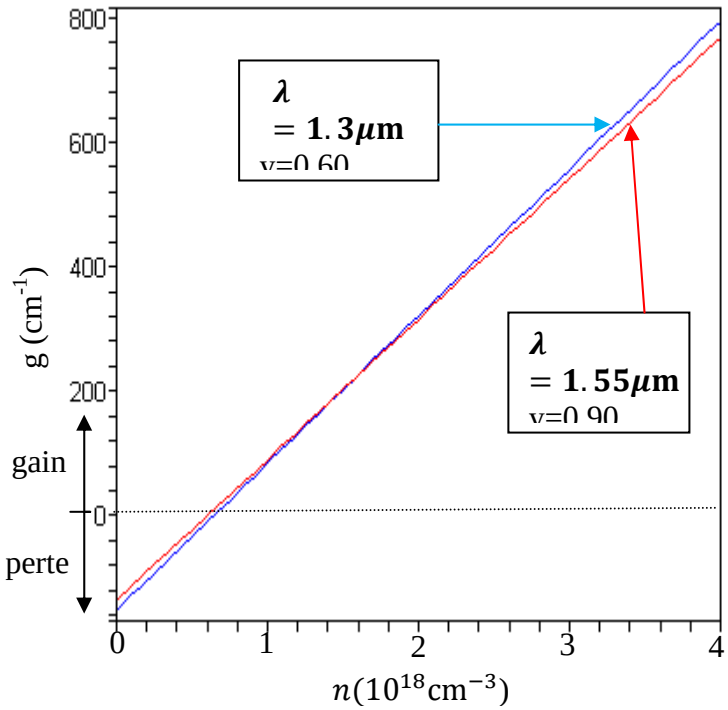

Figure II.8*: Courbes montrant la relation linéaire entre le gain et la densité de porteurs injectée dans la région active pour deux valeurs de la fraction molaire y=0.60 et* $y = 0.90$.

II.3.7. 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 se transitions interbandes où un électron (trou) se retrouve dans état excité dans la bande de conduction (bande valence) suite à l'absorption d'un photon. Le coefficient d'absorption par les porteurs libres $\alpha_{pl}(n, p)$ peut être écrit sous la forme suivante :

$$\alpha_{pl}(n, p) = \alpha_n n + \alpha_p p \qquad \text{(II.32)}$$

Où n et p sont les densités de porteurs dans le dispositif et α_n et α_p sont des paramètres pouvant être évalués à partir de résultats théoriques ou expérimentaux. Nous supposons, que les paramètres α_n et α_p sont des constantes [14]:

$$\alpha_n = 3.0 \times 10^{-18}\,\text{cm}^2 \qquad \text{(II.33)}$$

$$\alpha_p = 7.0 \times 10^{-18}\,\text{cm}^2 \qquad \text{(II.34)}$$

Ces valeurs, qui ont été obtenues expérimentalement pour du GaAs [17], 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 interbandes 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 un les bandes de valences α_{BV} pour des lasers émettant à 1.2 et 1.3 μm.

Le coefficient α_{BV} est donné par [14]:

$$\alpha_{BV}(p,T) = \begin{cases} 0 & \text{pour } T < 200\,\text{K} \\ k_p(T)p & \text{pour } T \geq 200\,\text{K} \end{cases} \qquad \text{(II.35)}$$

Où $k_p(T)$ est une fonction croissant de la température. Pour un laser émettant à 1.3 μm, nous avons [14]:

$$k_p(T) = \begin{cases} -1.5\times10^{-17} + 8.0\times10^{-20}T \quad (\text{cm}^2) & \text{dans le InGaAsP} \\ -7.5\times10^{-17} + 4.0\times10^{-20}T \quad (\text{cm}^2) & \text{dans le InP} \end{cases} \tag{II.36}$$

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

$$k_p(T) = \begin{cases} -2.4\times10^{-17} + 1.3\times10^{-20}T \quad (\text{cm}^2) & \text{dans le InGaAsP} \\ -1.4\times10^{-17} + 6.5\times10^{-21}T \quad (\text{cm}^2) & \text{dans le InP} \end{cases} \tag{II.37}$$

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 α_a. Pour un laser de bonne qualité, nous supposons ces pertes négligeables $(\alpha_a = 0)$; nous posons $\alpha_a = 10$ 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 α_m [5]:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L}\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right) \tag{II.38}$$

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-semiconducteur à chaque extrémité du laser, les équations de Fresnell nous donnent :

$$R_1 = R_2 = R \approx \left(\frac{\tilde{n}_a - 1}{\tilde{n}_a + 1}\right)^2 \tag{II.39}$$

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 $R \approx 0.31$.

II.3.8. Indice de réfraction et permittivité complexe

La permittivité complexe dans le dispositif est donnée par [14]:

$$\varepsilon = \tilde{n}_0 - \alpha_R \frac{\tilde{n}_0}{k_0} g(n,p) + i \frac{\tilde{n}_0}{k_0} (g(n,p) - \alpha) \qquad \text{(II.40)}$$

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

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 [14]:

$$\tilde{n}_0(y) = 3.4 + 0.256\,y - 0.095\,y^2 \qquad \text{(II.41)}$$

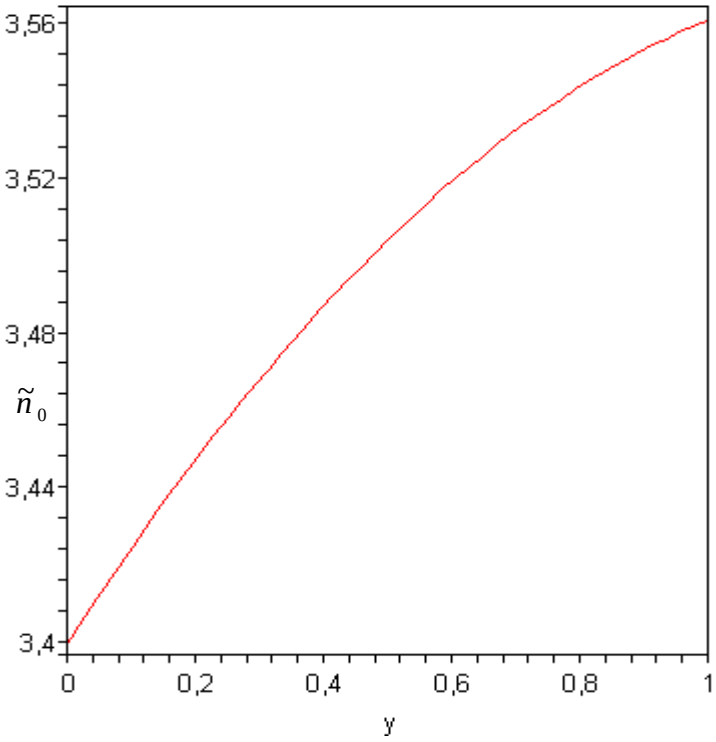

Figure II.9 : *Courbe de l'indice de réfraction par la fraction molaire du InP*

PETTIT et TURNER [27], ont mesuré l'indice de réfraction du InP pour différentes longueurs d'onde. Ils ont représenté leurs résultats à l'aide de la formule empirique suivante [14] :

$$\tilde{n}_0(\lambda) = \left(7.255 + \frac{2.316\lambda^2}{\left(\lambda^2 - 0.3922\right)} \right)^{1/2} \qquad \text{(II.42)}$$

Où λ est la longueur d'onde exprimée en μ 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 II.40).

Le facteur d'élargissement de raie α_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 α_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, α_R peut être représenté par une constante : $\alpha_R = 5$ (II.43)

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 :

$$\tilde{n}_g \approx \tilde{n}_0 + \omega\left(\frac{\partial \tilde{n}_0}{\partial \omega} \right) \qquad \text{(II.44)}$$

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

$$\tilde{n}_g = 4 \qquad \text{(II.45)}$$

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

II.3.9. Le facteur d'émission spontanée

Le facteur d'émission spontanée β 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. 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 $\beta \approx 5\times10^{-3}$.pour un laser à guidage par indice (comme un laser à structure enterrée, le facteur d'émission spontanée est plus faible, $\beta \approx 1\times10^{-4}$.

III.1. Introduction :

La modélisation d'un laser à semi-conducteurs consiste essentiellement à résoudre deux problèmes couplés. Le premier problème concerne la distribution du potentiel électrique des porteurs de charge et des courants dans le dispositif sous l'influence d'une excitation externe (potentiel appliqué aux bornes du dispositif), et le second problème consiste à la distribution du champ optique dans le laser, cette distribution est déterminée par les mécanismes de guidage dans le laser, par la présence de la cavité Fabry-Pérot responsable de la rétro - action optique [14].

Les mécanismes de recombinaison dans la région active en particulier l'émission stimulée, constituent la principale source de couplage entre les deux problèmes électrique et optique.

Fondamentalement, la description des propriétés électriques et optiques du laser à semiconducteurs découlent des équations de Maxwell. Ces équations représentent le point de départ pour décrire le mouvement des électrons et des trous vers la région active, et aussi la génération et le comportement des photons dans la cavité du laser. De ces équations on tire des relations très importantes qui sont l'équation d'onde, l'équation de Poisson et l'équation de continuité qui constituent les équations d'évolution des particules charges et photons dans les lasers à semiconducteurs.

III .2. Équations fondamentales

Fondamentalement, ces quantités physiques sont régies par les équations de Maxwell [5]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{(III.1)}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{(III.2)}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad \text{(III.3)}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{(III.4)}$$

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 :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad \text{(III.5)}$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad \text{(III.6)}$$

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 III.1, nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right) = 0 \quad \text{(III.7)}$$

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 $\partial \vec{A}/\partial t = 0$. L'équation 3.7 de vient alors$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$, ce qui nous permet de définir le potentiel électrique ψ comme suit :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \psi \quad \text{(III.8)}$$

En substituant cette définition dans les équations III.5 et III.3, nous obtenons l'équation de Poisson reliant la densité de charge ρ au potentiel électrique ψ dans le dispositif :

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{\nabla} \psi) = -\rho \quad \text{(III.9)}$$

Par ailleurs, en prenant la divergence de l'équation III.2 et en y substituant l'équation III.3, nous obtenons l'équation de continuité qui exprime le principe de conservation de la charge :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad \text{(III.10)}$$

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 :

$$\vec{\nabla} \cdot \left(\vec{\nabla}\,\psi\right) = \frac{q}{\varepsilon}(n - p + N_A - N_D) \qquad \text{(III.11)}$$

Où q est la charge élémentaire.

La densité de courant $\vec{J}$ est causée par le déplacement des porteurs libres et se représente comme le somme des densités de courant d'électrons $\overrightarrow{J_n}$ et de trous $\overrightarrow{J_p}$:

$$\vec{J} = \overrightarrow{J_n} + \overrightarrow{J_p} \qquad \text{(III.12)}$$

En supposant que l'état d'ionisation des dopants est indépendant du temps, la dernière équation nous permet de scinder l'équation de continuité III.10 en deux équations, une pour chaque type de porteurs :

$$\vec{\nabla} \cdot \overrightarrow{J_n} - q\frac{\partial n}{\partial t} = qK \quad \text{(Électrons)} \qquad \text{(III.13)}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \overrightarrow{J_p} + q\frac{\partial p}{\partial t} = -qK \quad \text{(Trous)} \qquad \text{(III.14)}$$

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.

III .3. Courant total

La formulation de densité de courant $\overrightarrow{J_n}$ et $\overrightarrow{J_p}$ sont données par les relations suivantes [5]:

$$\overrightarrow{J_n} = q\mu_n n\vec{\mathcal{E}} + qD_n\vec{\nabla}n \quad \text{(III.15)}$$

$$\overrightarrow{J_p} = q\mu_p p\vec{\mathcal{E}} - qD_p\vec{\nabla}p \quad \text{(III.16)}$$

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

III .4. Équation d'évolution pour les porteurs

L'équation III.13 et III.15 dans le cas des électrons comme on a affaire à des semi-conducteurs faiblement dopés et que le champ $\vec{\mathcal{E}}$ est faible dans les sources électroluminescentes, on ne garde que le courant de diffusion, de sorte que [5] :

$$\vec{\nabla}\cdot\overrightarrow{J_n} = qD_n\vec{\nabla}^2 n = qD_n\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad \text{(III.17)}$$

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - K \quad \text{(III.18)}$$

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 [5]:

K= $-\frac{J}{qd}$ injection externe

= R(n) recombinaison

= GS émission stimulée

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

$$K = -\frac{J}{qd} + R(n) + GS \tag{III.19}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{J}{qd} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - R(n) - GS \tag{III.20}$$

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

III .5. L'équation d'évolution de la densité de photons

L'équation d'évolution de S, peut être obtenue à partir de l'équation d'onde pour $\vec{E}$. À l'aide du vecteur de Poynting, on obtient une expression pour, la densité de photons.

De plus, dans un milieu amplificateur, on tire une expression pour dS/dt , c'est-à-dire que la densité de photons peut croître avec le temps. Pour ce faire, considérons la propagation dans un milieu actif. On tire que le vecteur de Poynting est donné par [5]:

$$I = \left|\vec{S}\right| = \frac{1}{2} Re\left(\vec{E} \times \vec{H}^*\right) = I_0 e^{-2\gamma z} \tag{III.21}$$

$$I_0 = \frac{c\epsilon_0}{2} n_g E^2 \tag{III.22}$$

Où γ représente l'atténuation ou l'amplification. Avec n_g, l'indice de réfraction de groupe. Écrivons la loi de Lambert dans le du gain dû à l'émission stimulée, en tenant compte du gain g et des pertes α [5]:

$$I = I_0 e^{(g-\alpha)z} \tag{III.23}$$

$$\frac{dI}{dz} = (G - \alpha) I \tag{III.24}$$

Par ailleurs :

$$\frac{d}{dt}I = \frac{dI}{dz}\frac{dz}{dt} \tag{III.25}$$

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 :

$$\left.\frac{dI}{dt}\right|_{STIM} = (G - \alpha)I\frac{c}{n_g} \tag{III.26}$$

Qui est la contribution de l'émission stimulée pour le gain g mois les pertes. Puisque l'intensité est proportionnelle au nombre de photons, on a aussi, passant de I à S pour obtenir le nombre de photons produits par seconde [5]:

$$\left.\frac{dS}{dt}\right|_{STIM} = (G - \bar{\alpha})S\ \frac{c}{n_g} \tag{III.27}$$

$$\left.\frac{dS}{dt}\right|_{STIM} = (G - \bar{\alpha})S\ v_g \tag{III.28}$$

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

$$\bar{\alpha} = \alpha_{miroirs} + \alpha_{internes} \tag{III.29}$$

Avec $\alpha_{miroirs} = \frac{1}{L}\ln R^{-1}$, R est le coefficient de réflexion de la cavité (voire la section II.3.7). Et $\bar{\alpha}v_g = 1/\tau_p$, τ_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 [5]:

$$\frac{dS}{dt} = \left.\frac{dS}{dt}\right|_{STIM} + \left.\frac{dS}{dt}\right|_{SPON} \tag{III.30}$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g(G - \bar{\alpha})S + R_{SP} \tag{III.31}$$

On a ajuté le terme R_{SP} qui décrit l'accroissement du nombre de photons par recombinaison spontanée.

III .6. Système couplé photons-porteurs

On a obtenu la densité de porteurs (on ne considère ici qu'un seul type de porteurs, soit les électrons) par l'équation III.20. On ne tient pas compte du terme GS dans l'équation des porteurs, mais uniquement dans l'équation des photons. On voit qu'en plus de l'émission spontanée, l'action des photons conduisant à l'émission stimulée vient dépeupler les porteurs davantage. 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.

Le système d'équations d'évolution pour la densité de photons et la densité de porteurs prend la forme de les équations III.31 et III.20 :

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

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

Avec $R(n)=\frac{n}{\tau_e(n)}$ taux de recombinaison total et $\tau_e(n)$ temps de recombinaison des porteurs, dépend de *n*.

III.7. Hypothèses simplificatrices

La résolution du système d'équations couplées dans le cas général est difficile et compliqué, mais on peut résoudre le problème dans des cas simples (en utilisant des hypothèses simplificatrices), qui fournissent des résultats importants. Intéressons nous à la région active seulement (cas utilisé dans la simulation) figure III.1, avec les données :

Largeur da cavité : $W = 2\mu$m

Epaisseur de la structure active : $d = 0.2\mu$m

Longueur de la région active : $L = 250\mu$m

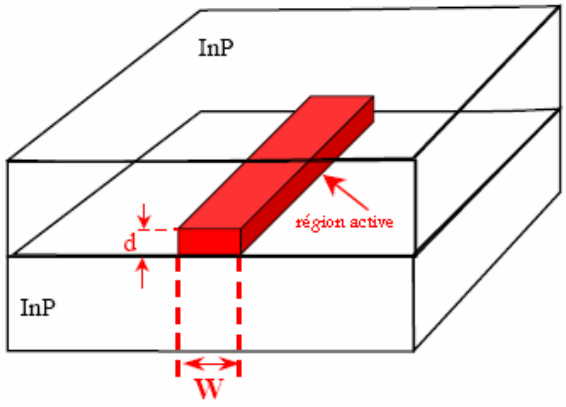

Figure III.1 : *Schéma de la structure* [11].

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 sir 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 :

$$p_a \approx n_a + N_{A_a} \qquad \text{(III.32)}$$

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 ($g(n_a) = an_a - b$, où a et b sont paramètres définis a la II.4.5), on obtient le système d'équations d'évolution pour la densité de photons et la densité de porteurs prend la forme [15]:

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{J}{qd_a} - R_{SRH} - R_{Aug} - R_{Spon} - R_{Stim} \quad \text{(III.33)}$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g(G - \bar{\alpha})S + R_{sp} \quad \text{(III.34)}$$

Où J est la densité de courant injectée dans la région active, dont l'épaisseur est d_a et [14]:

$$R_{SRH} = n_a/\tau \quad \text{(III.35)}$$

$$R_{Aug} = c_n n_a^2(n_a + N_{A_a}) + c_p(n_a + N_{A_a})^2 n_a \quad \text{(III.36)}$$

$$R_{Spon} = Bn_a(n_a + N_{A_a}) \quad \text{(III.37)}$$

$$R_{Stim} = v_g\Gamma(an_a - b)S \quad \text{(III.38)}$$

$$G = \Gamma(an_a - b) \quad \text{(III.39)}$$

$$R_{Sp} = \beta\Gamma R_{Spon} \quad \text{(III.40)}$$

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

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2}\int_{-W/2}^{+W/2}|E(x,y)|^2 dxdy}{\iint|E(x,y)|^2 dxdy} \quad \text{(III.41)}$$

Dans ce travail nous avons posée que $\Gamma = 1$ [5].
Les équations d'évolution III.33 et III.34 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 cependant au régime stationnaire des lasers InGaAsP-InP et considérons que :

$$\frac{dn}{dt} = 0 \quad \text{(III.42)}$$

$$\frac{dS}{dt} = 0 \quad \text{(III.43)}$$

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[14] :

$$n_s \approx \frac{\alpha_m + \alpha_i}{\Gamma a} + \frac{b}{a} \quad \text{(III.44)}$$

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 [5,14] :

$$J_s \approx qd_a\left(R_{SRH} + R_{Aug} + R_{Spon}\right) \quad \text{(III.45)}$$

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.

III.8. Puissance émise

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 $v_g\alpha_{miroirs}$, de la densité de photon S et du volume V du laser [5,9,14]:

$$P_{Tot} = (\hbar\omega)(v_g\alpha_{miroirs})VS \quad \text{(III.46)}$$

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

$$P_{Tot} = \frac{\hbar\omega}{2} v_g \ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right) A \times S \quad \text{(III.47)}$$

Puisque $\alpha_m = 1/(2L)\ln(1/R_1R_2)$.

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

$$P_{Tot}^1 = P_{Tot}(1+\xi)^{-1} \quad \text{(III.48)}$$

$$P_{Tot}^2 = P_{Tot}(1+\xi^{-1})^{-1} \quad \text{(III.49)}$$

Où

$$\xi = \sqrt{\frac{R_1}{R_2}}\left(\frac{1-R_1}{1-R_2}\right) \quad \text{(III.50)}$$

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

$$P_{Tot}^1 = P_{Tot}^2 = \frac{P_{Tot}}{2} = \frac{\hbar\omega}{2} v_g \ln\left(\frac{1}{R}\right) A\, S \quad \text{(III.51)}$$

III.9. Rendement quantique

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 enW/A), soit [9,11]:

$$\eta_i = \frac{R_{Stim}}{R_{SRH}+R_{Spon}+R_{Aug}+R_{Stim}} \quad \text{(III.52)}$$

Et le rendement quantique différentiel externe est donné :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m+\alpha_i} \quad \text{(III.53)}$$

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. Par III.28. On peut voir que [5,11].

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{q}{\eta_i h\nu}\left(1 + \frac{2\alpha_i}{\ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)} L\right) \quad \text{(III.54)}$$

IV.1. Introduction

La résolution du problème peut se faire par l'élaboration d'un programme de simulation numérique [28], par exemple la méthode des approximations successives, donne des résultats satisfaisants dans le cas d'un laser monomode car le problème général est difficile et compliqué.

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 du chapitre III (équations III.33 et III.34) et en régime stationnaire de la cavité laser, pour un laser ne supportant qu'un seul mode.

Nous avons choisi deux longueurs d'onde d'émission très intéressantes qui sont λ **= 1.3 µm** et λ **= 1.55 µm**, pour un laser à **InGaAsP - InP** avec une région active de faible atténuation.

Dans nos calculs nous avons utilisé deux valeurs de facteur d'émission spontanée β **($\beta = 5.10^{-3}$** et **$\beta = 1.10^{-4}$**) et nous avons considéré deux cas du taux *de* recombinaison :

- avec la recombinaison shockly-read-Hall (recombinaison total)
- sans la recombinaison shockly-read-Hall .

Tous les calculs ont été effectués à la température 300 K.

IV.2. Le logiciel Maple

La figure IV.1 représente la fenêtre de départ du logiciel Maple

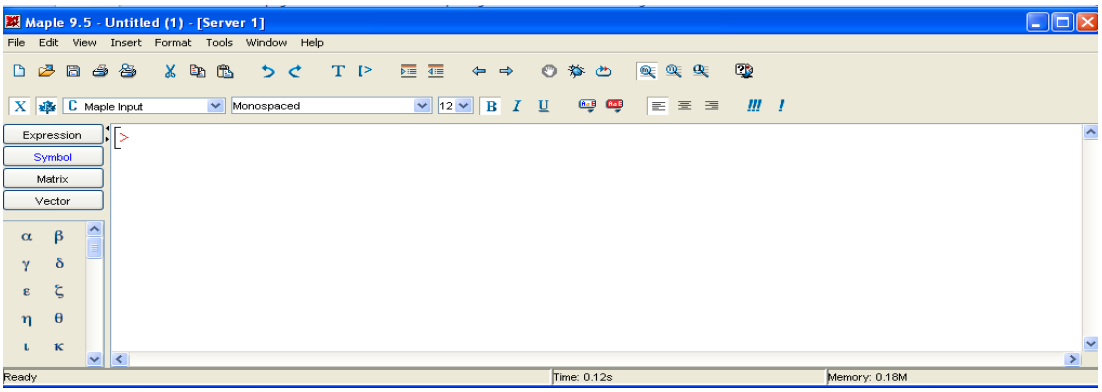

Figure IV.1 : *fenêtre de départ du logiciel Maple*

Maple est un logiciel développé par l'université de Waterloo au canada. Il permet de manipuler des expressions mathématiques de façon symbolique ou numérique, et d'établir un dialogue avec une machine pour parler de mathématique, il utilise un langage de communication particulier. En plus de la notion plus ou moins élémentaire de nombre, il est capable de comprendre des concepts plus abstraits comme ceux d'infini, de fonctions, de dérivée et d'intégrale, d'intervalles, de limites, de continuité, etc.

Maple n'est qu'un programme informatique et doit de ce fait, pour pouvoir résoudre les problèmes posés, manipuler ces objets à travers des algorithmes [29]. Ceci a deux conséquences fondamentales :

1) Outre les problèmes posés est par l'entrée des commandes, il nécessaire de bien comprendre comment Maple appréhende et manipule ces concepts.
2) Maple n'est pas un mathématicien : c'est un manipulateur puissant et rapide d'expressions mathématiques. Aussi il ne résoudra-t-il pas le problème si l'utilisateur n'a pas les idées claires sur la façon de le formuler et de conduire les calculs.

IV.3. Evolution de la densité des porteurs des lasers InGaAsP

IV.3.1. Cas du laser InGaAsP de longueur d'onde d'émission λ = 1.3 µm

Les figures IV.2.a et IV.2.b, représentent chacune deux courbes de la densité de porteurs $\mathbf{n_a}$ en fonction de la densité de courant injectée **J,** pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée β (β = 5.10^{-3} et β = 1.10^{-4}), on remarque la présence de brisure dans le deux cas.

Les courbes de puissance **P** en fonction de densité de courant **J** (figures IV.5.a et IV.5.b) nous permettent de déterminer la densité de courants de seul du laser $\mathbf{J_S}$ =**0.793 kA/cm²** figure IV.2.a (avec la recombinaison shockly-read-Hall) et $\mathbf{J_S}$ = **0.486 kA/cm²** figure IV.2.b (sans la recombinaison shockly-read-Hall).

Les figures IV.2.a et IV.2.b, montrent que :

Lorsque le seuil est atteint, le gain dans la région active est suffisamment élevé pour compenser les pertes et une injection additionnelle de courant donne lieu à l'émission stimulée.

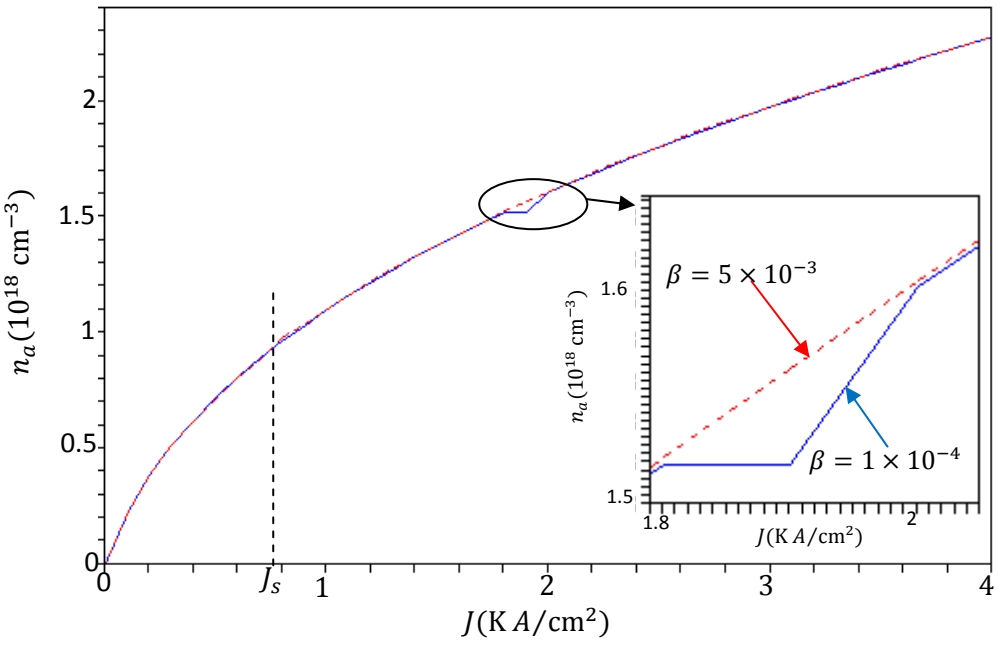

Figure IV.2.a : *Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée, pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée β(5.10^{-3}, 10^{-4}), avec le taux de recombinaison total.*

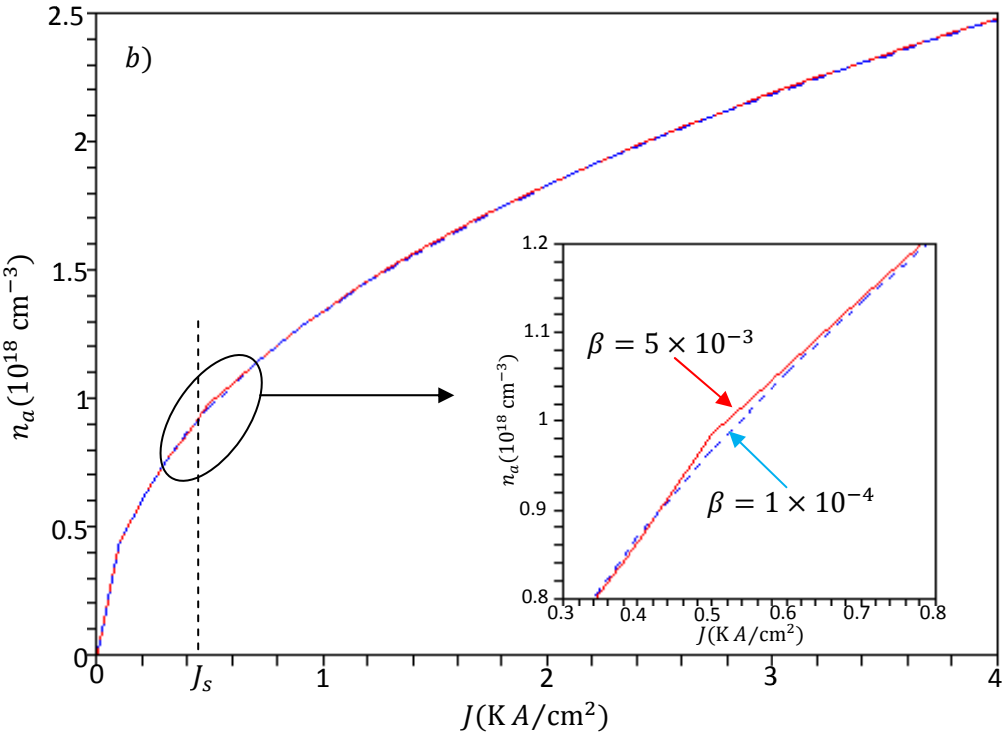

Figure IV.2.b : *Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée, pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée β*(5.10^{-3}, 10^{-4})*, sans la recombinaison shockly-read-Hall.*

La transition au seuil est plus moins abrupte selon la valeur du facteur d'émission spontanée β.

Les deux brisures de la figure IV.2.b sont situées avant la densité de seuil $\mathbf{J_S}$ et on remarque que la croissance de $\mathbf{n_a}$ en fonction de **J** est plus rapide que celle de la figure IV.2.a . Le Tableau IV.1 montre les variations de $\mathbf{n_a}$ dans la région active, d'un laser $\mathbf{In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}}$, suivant les valeurs de **β** et celles du taux de recombinaison (avec ou sans $\boldsymbol{R_{SRH}}$) et ceci pour une valeur de **J=4 *k A/cm*^{2}** et à la température 300 K.

	R(n)			R_{SRH} est néglige		
λ	1.3			1.3		μm
(x, y)	(0.28 , 0.60)			(0.28 , 0.60)		
β	5	0.1		5	0.1	$\times 10^{-3}$
n_a	2.2761	2.2726		2.4810	2.4771	$\times 10^{18}$ cm^{-3}

Tableau IV.1 : *Comparaison de la densité de porteurs dans la région active du laser* $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ *à la température 300 K, pour la densité de courant J = 4 k A/cm*^{2}.

IV.3.1. cas du laser InGaAsP de longueur d'onde d'émission λ = 1.55 µm

Dans ce cas l'évolution de $\mathbf{n_a}$ en fonction de **J** suivant les paramètres β et le taux de recombinaison **R** (avec ou sans $\boldsymbol{R_{SRH}}$) est représenté par les figures IV.3.a et IV.3.b. On remarque la superposition des courbes ($\beta = 5.10^{-3}$ et $\beta = 1.10^{-4}$) de la figure IV.3.a. Autrement dit, le facteur d'émission spontanée n'influe pas sur la densité de porteurs dans la région active dans le cas où $\boldsymbol{R_{SRH}}$ est négligé. Et si on compare l'évolution de $\mathbf{n_a}$ par rapport cas précédent (**λ = 1.3 µm**) on remarque qu'il y a une diminution de $\mathbf{n_a}$ de la valeur $\mathbf{0.65x10^{18}\ cm^{-3}}$.

Les courbes de puissance **P** en fonction de densité de courant **J** (figures IV.6.a et IV.6.b) nous permettent de déterminer la densité de courants de seul du laser $\mathbf{J_S}$ =**1.353 kA/cm^2** figure IV.2.a (avec la recombinaison shockly-read-Hall) et $\mathbf{J_S}$ = **0.610 kA/cm^2** figure IV.2.b (sans la recombinaison shockly-read-Hall).

Sur la figure IV.3.*b*, on remarque l'existence de deux brisures, avant et après $\mathbf{J_S}$, et

que l'évolution de $\mathbf{n_a}$ est rapide par rapport à celle de la figure IV.3.*a*, (tableau IV.2).

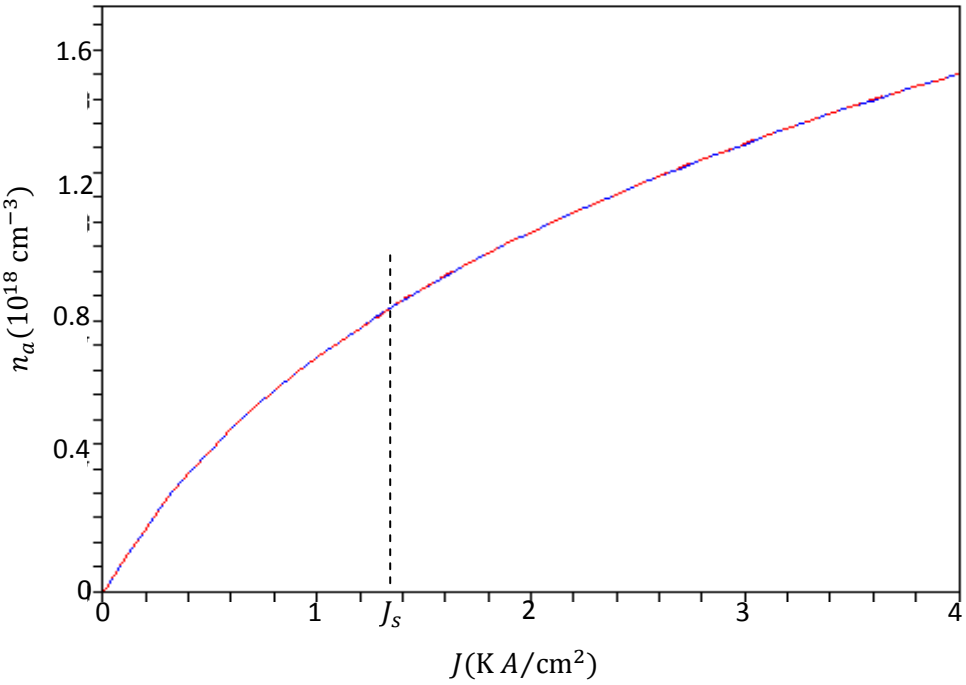

Figure IV.3.*a*: *Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée , Avec le taux de recombinaison total.*

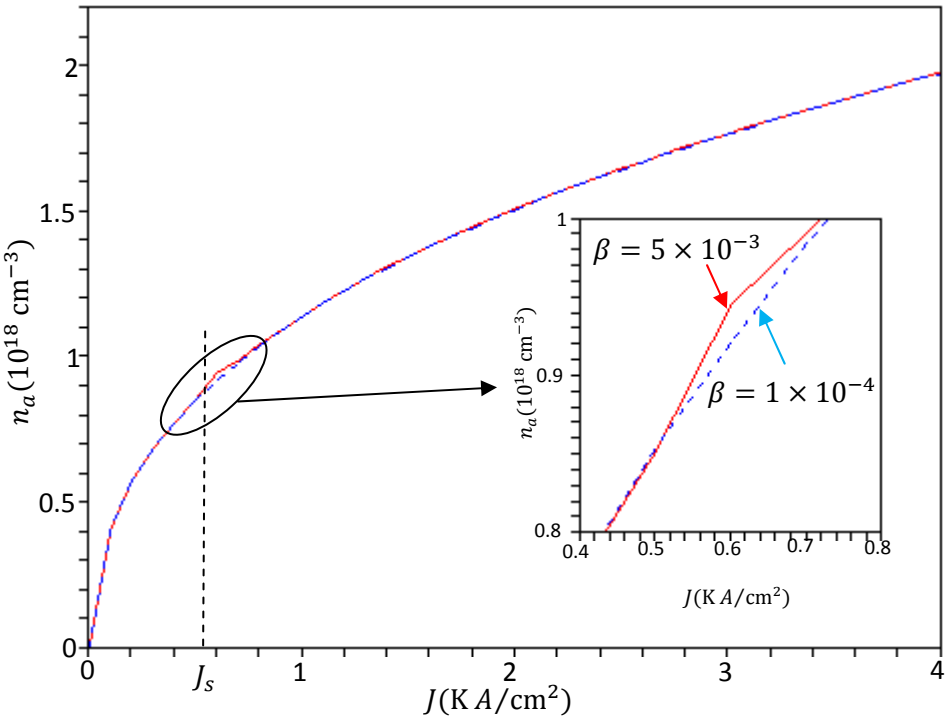

Figure IV.3.b : *Courbe de la densité de porteurs n_a dans la région active en fonction de la densité de courant J injectée pour deux valeurs de facteur d'émission spontanée $\beta(5.10^{-3}, 10^{-4})$, sans La recombinaison shockly-read-Hall.*

Le Tableau IV.2 montre les variations de $\mathbf{n_a}$ dans la région active, d'un laser $\mathbf{In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}}$, suivant les valeurs de $\boldsymbol{\beta}$ et celles du taux de recombinaison (avec ou sans $\boldsymbol{R_{SRH}}$) et ceci pour une valeur de $\mathbf{J=4\ k\ A/cm^2}$ et à la température 300 K.

	R(n)			R_{SRH} est néglige		
λ	1.55			1.55		μm
(x, y)	(0.42 , 0.90)			(0.42 , 0.90)		
β	5	0.1		5	0.1	$\times 10^{-3}$
n_a	1.6861	1.6847		1.9766	1.9749	$\times 10^{18}$ cm^{-3}

Tableau IV .2 : *Comparaison de la densité de porteurs de la région active du laser $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ à la température 300 k, pour la densité de courant 4 k A/cm^2,de longueur d'onde* 1.55 μm .

On remarque la valeur élevée de la densité des porteurs dans le cas où le terme de recombinaison R_{SRH} *est* négligé, et ceci dans les deux cas des longueurs d'onde.

IV.3.3. La densité de courant de seuil

La figure IV.4 montre la variation de densité de porteurs en fonction de courant de seuil, obtenue par utilisation de l'équation III.45, l'augmentation de la densité de porteurs est rapide et plus élevé, lorsqu' il y à une dominance d'émission stimulée, dans le cas où la recombinaison spontanée est négligée.

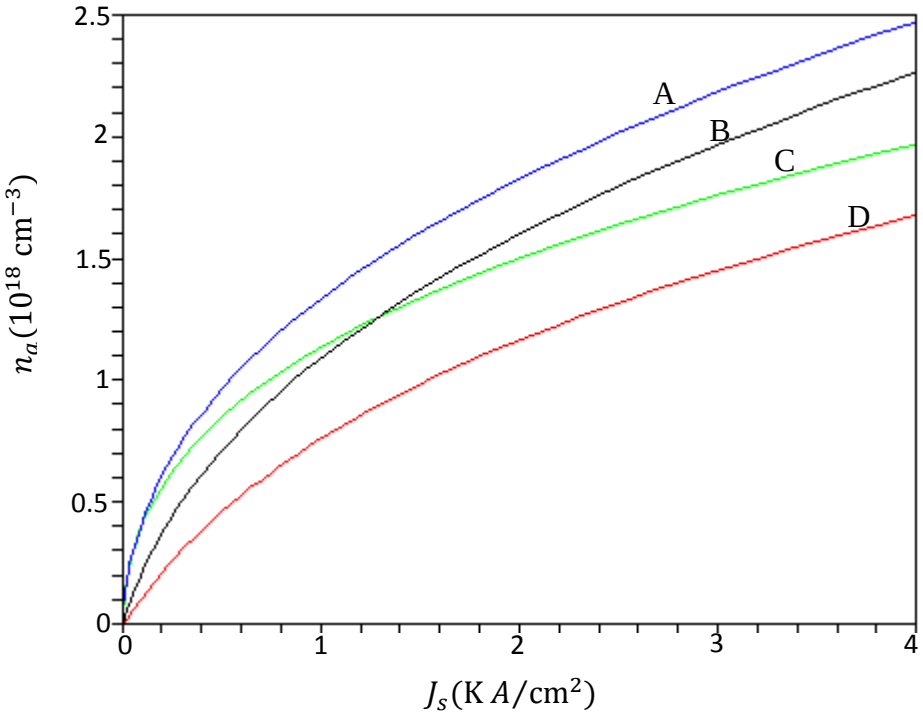

Figure IV.4 : *la densité de porteurs en fonction de la densité de courant de seuil.*

Les courbes A et B représentent le dispositif pour la longueur d'onde **1. 3 μm**

Les courbes C et D représentent le dispositif pour la longueur d'onde **1.55 µm**

Les dispositifs A et C: sans la recombinaison Shockley-Read-Hall

Le Tableau IV.3 représente une comparaison entre les quatre dispositifs à la densité de courant de seuil.

Les dispositifs	$n_a\ (\times 10^{18})$
A	2.4771
B	2.2726
C	1.9750
D	1.6848

Tableau IV.3 : *comparaison des dispositifs à la densité de courant de seuil*

$4\ (K\ A/cm^2)$

IV.4. La puissance émise

La littérature montre que: pour que le gain parvienne à dépasser les pertes et pour arriver à réaliser l'émission stimulée (figure II.8), il faut que le courant d'injection dépasse un certain seuil. En-dessous du seuil, il y a émission à prédominance spontanée. Une des caractéristiques principales d'un laser à semi-conducteur est sa courbe lumière-courant (figure IV.5 et IV.6), que donne la puissance optique émise **P**(mW), en fonction du la densité du courant d'injection J (K A/cm^2).

IV.4.1. La puissance émise pour $\lambda = 1.3\mu m$

Les courbes de la figure IV.5 représentent la puissance **P** en fonction de la densité de courant injectée J.

pour $J < J_s$, la densité de photons est très faible dans le cas de la dominance de l'émission spontanée, par contre lorsque $J > J_s$, la puissance émise augmente rapidement. Lorsque le seuil est atteint, le gain dans la région active est suffisamment élevé pour compenser les pertes et une injection additionnelle de courant donne lieu à l'émission stimulée (figure II.8). s

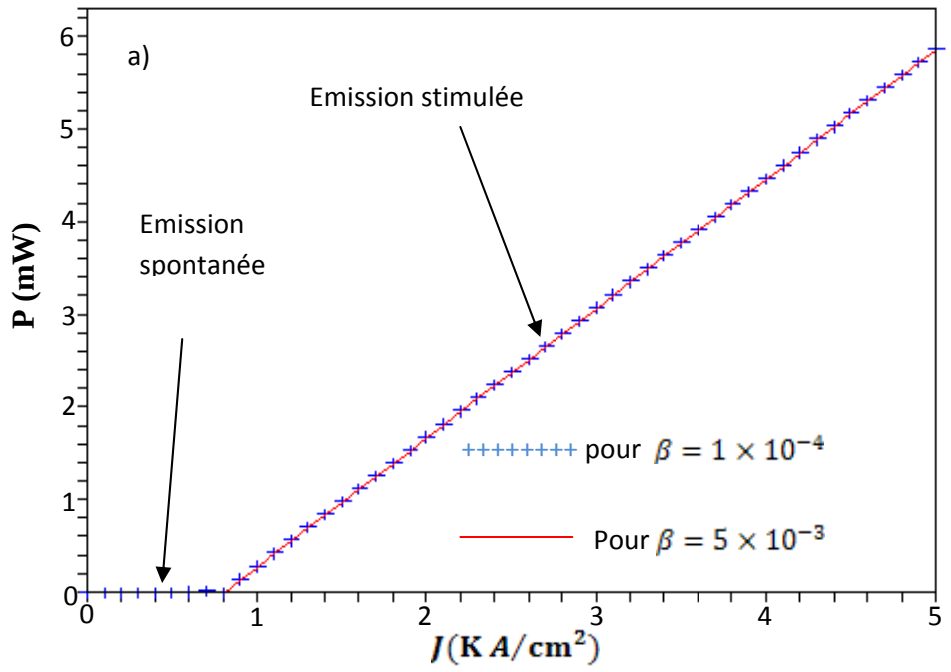

Figure IV.5.a : *la puissance en fonction de la densité de courant. Avec le taux de recombinaison total.*

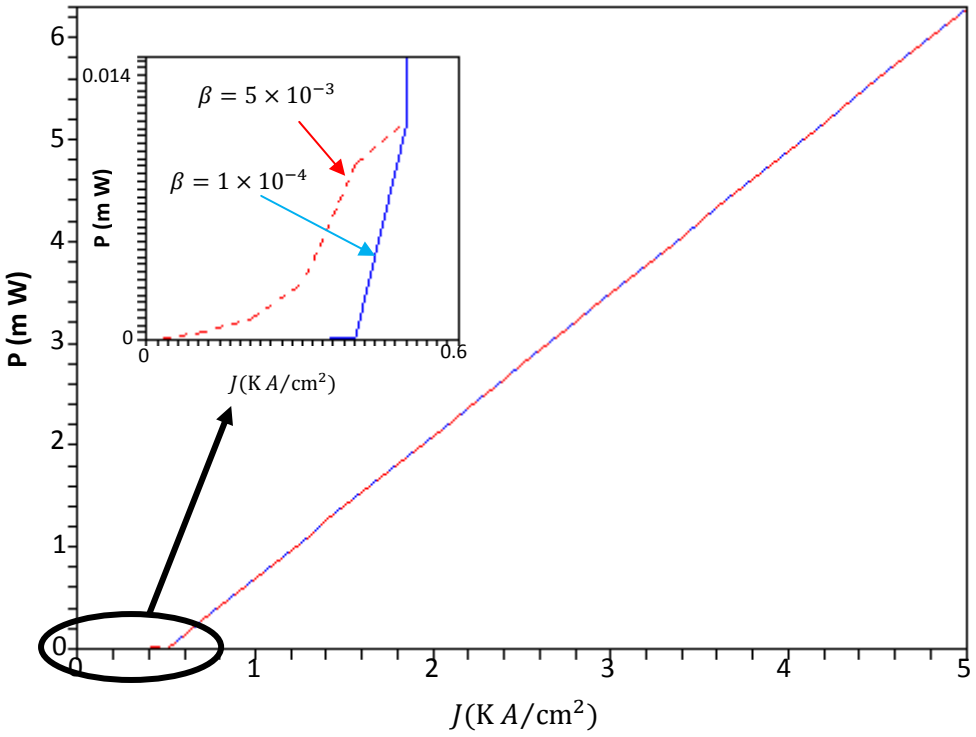

Figure IV.5.b : *la puissance en fonction de la densité de courant sans la recombinaison Shockley-Read-Hall.*

Au seuil, il y a une déférence entre les deux courbes de la figure IV.5.a et IV.5.b au facteur d'émission spontanée β. On remarque que le facteur d'émission spontanée 5×10^{-3}est le premier qui déclenche l'émission laser (voir le tableau IV.4).

IV.4.2. La puissance émise pour $\lambda = 1.55\mu m$

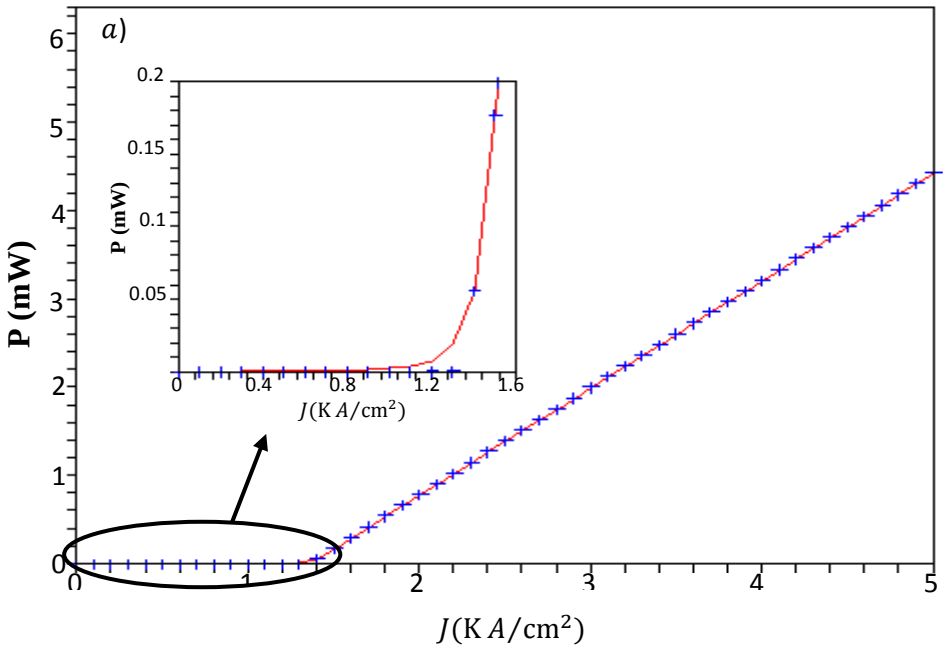

Figure IV.6.*a* : *La puissance en fonction de la densité de courant. Avec le taux de recombinaison total.*

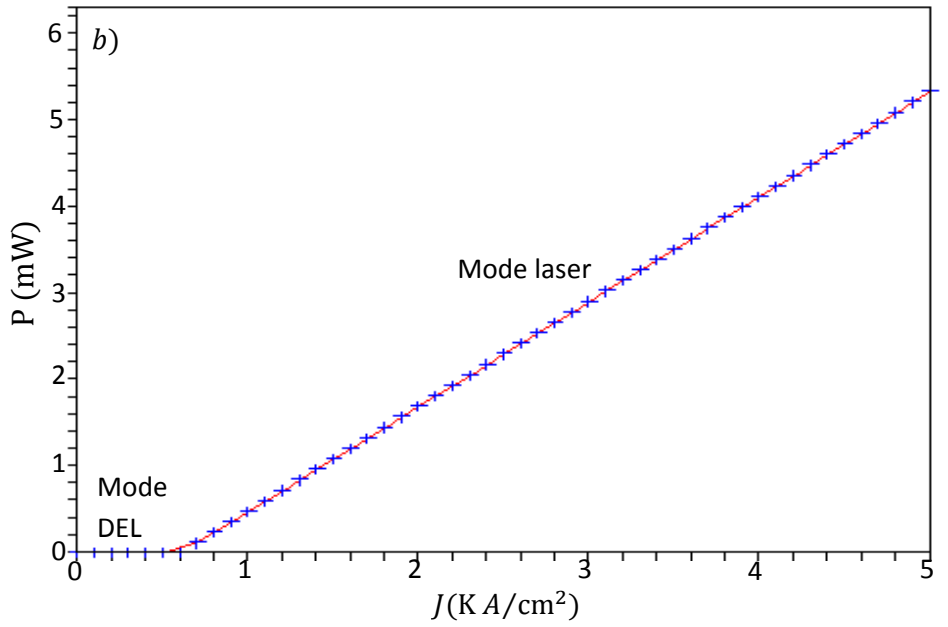

Figure IV.6.*b*: *La puissance en fonction de la densité de courant sans le recombinaison Shockley-Read-Hall.*

Dans ce cas la puissance émise fait un retard et augmente dans la région où la densité supérieur de la densité de seuil.

λ (μm)	1.3		1.55	
recombinaison	avec R_{SRH}	sans R_{SRH}	avec R_{SRH}	sans R_{SRH}
P (mW)	5,87	6.29	4.42	5.33

Tableau IV.4 : C*omparaison de puissance pour deux valeurs de longueur d'onde, à la densité de courant* 5 ($K\ A/\mathrm{cm}^2$).

Ces résultats sont en accord avec les résultats de plusieurs références [30,31,5,9].

IV.5. Evolution du rendement quantique

IV.5.1. Variation de rendement quantique externe en fonction de rendement quantique interne

Des mesures de ce genre montrent que le rendement interne η_i approche les 100% [5].

Nous considérons quatre dispositifs différents :

- Longueur d'onde 1.3μm - figure IV.a

- Longueur d'onde 1.3μm, sans la recombinaison Shocky-Read-Hall - figure IV.b

- Longueur d'onde 1.55μm - figure IV.c

- Longueur d'onde 1.55μm, sans la recombinaison Shocky-Read-Hall - figure IV.d

On remarque toujours que le rendement quantique interne est plus élevé que le rendement quantique interne sans la recombinaison Shocky-Read-Hall, pour la même longueur d'onde. Le tableau IV.5 est un résumé des résultats obtenus.

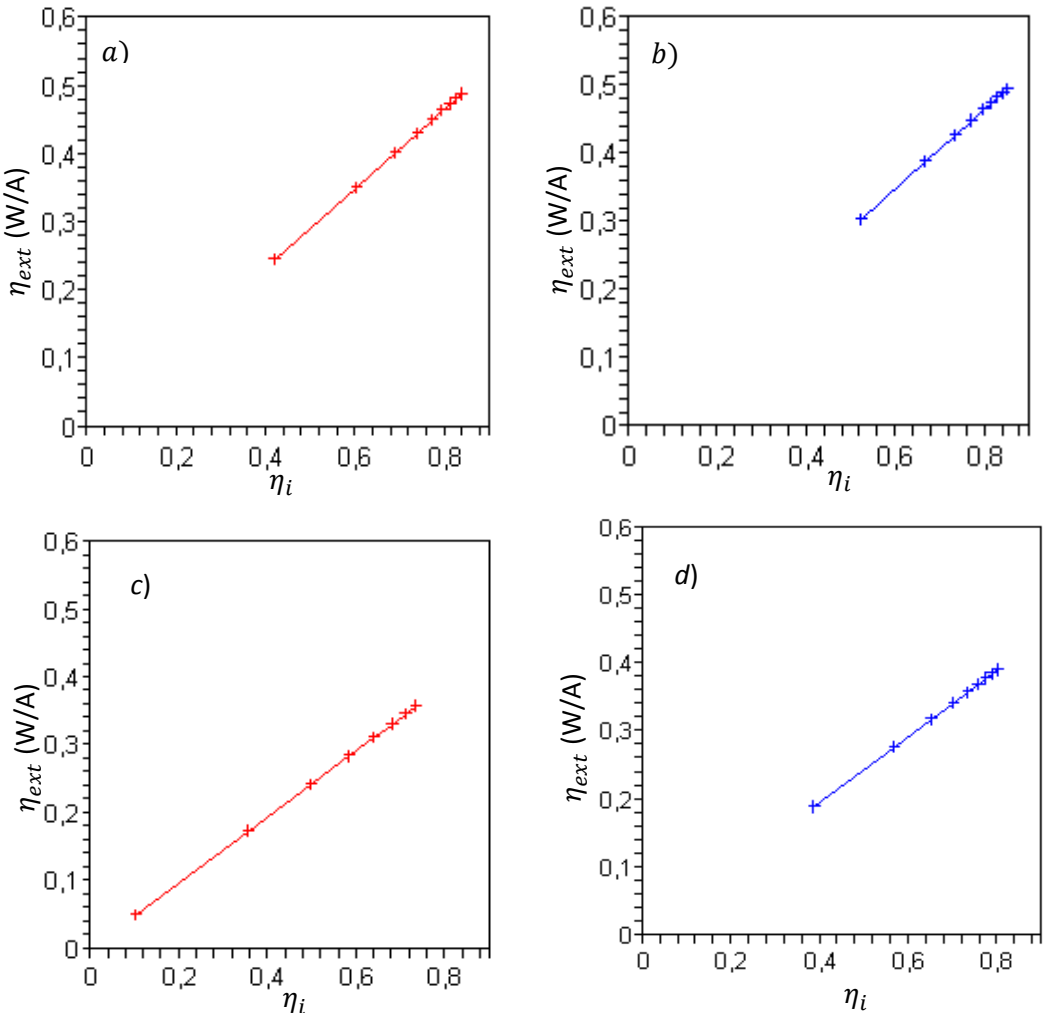

Figure IV.7 : *rendement quantique externe en fonction de rendement quantique interne.*

λ μm	Recombinaison	η_i	η_{ext} W/A
1.3	$R(n_a)$	0.837	0.488
1.3	Sans R_{SRH}	0.850	0.496
1.55	$R(n_a)$	0.733	0.358
1.55	Sans R_{SRH}	0.800	0.390

Tableau IV.5 : *comparaison les rendements quantique interne et rendement quantique externe avec les différentes longueurs d'onde et avec et sans la recombinaison shockley-Raed-Hall.*

Les résultats de rendement quantique interne et externe sont en accord avec les références [9,11].

IV.5.2. Evolution du rendement quantique externe inverse en fonction de la longueur du laser

Il est courant dans la caractérisation des technologies de laser à semi-conducteur de tracer la caractéristique η_{ext}^{-1} en fonction de la longueur de la cavité du laser *L* [9].

En traçant $(1/\eta_{ext})$ en fonction de *L* - figure IV.8-, l'ordonnée à l'origine permet de déterminer le rendement quantique interne (η_i) et la pente donne les pertes internes(α_i).

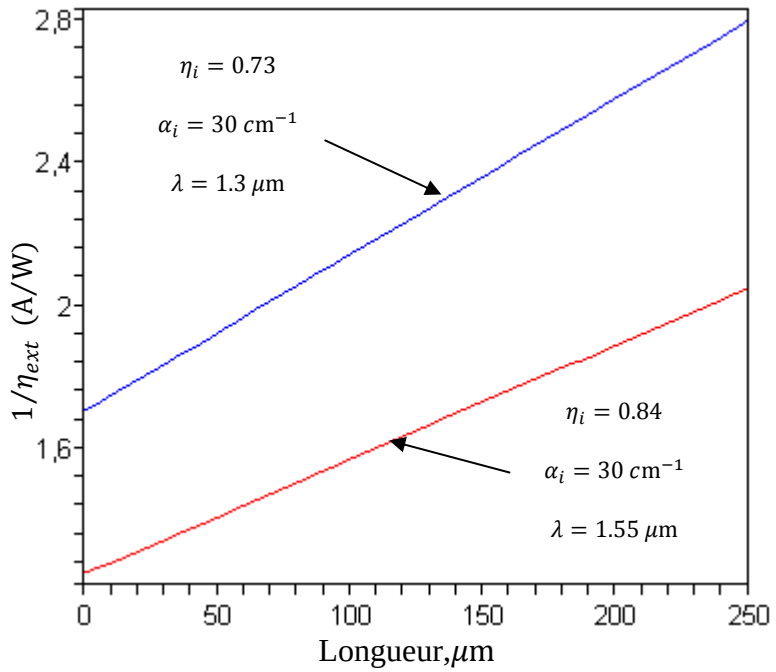

Figure IV.8 : *rendement externe en fonction de la longueur de cavité laser.*

Ces résultats obtenus concordent avec les valeurs publies par [11].

Conclusion générale

Le principal objectif de ce travail était la modélisation et l'analyse du comportement en injection de la densité de courant dans la région active du laser à hétérostructure InGaAsP-InP.

Ce travail a été réalisé a l'aide d'un modèle, originalement proposé par Alain C. [14] et Romain M. [5], permettant une description très complète, tant des propriétés électriques que des propriétés optiques du laser à semi-conducteurs. Les propriétés électriques du laser sont décrites à partir de l'équation de Poisson et l'équation de continuité qui déterminent la distribution des densités de porteurs et des densités de courant dans le dispositif. Les propriétés optiques du laser sont modélisées à l'aide de l'équation d'évolution de la densité de photons qui déterminent la puissance lumineuse émise par laser.

Nous avons un système couplée photons-porteurs, qui suppose une variation relativement lente de la composition du milieu, ce qui conduit à des densités de courant de dérive et de diffusion généralisées. Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus, nous avons choisie deux valeurs de la fraction molaire de gallium **0,28** et **0,42** , autrement dit deux longueurs d'onde respectivement **1.3 µm** et **1.55 µm**.

Nous avons étudié l'influence du facteur d'émission spontanée dans la région de courant de seuil du dispositif laser en fonction de la densité de courant à la température ambiante.

En se limitant au système couplé porteur-photons au régime stationnaire, nous avons obtenu des résultats très intéressants, dans le cas du dispositif laser d'une longueur de **L= 250 µm**, pour un densité de courant **5 K (A/cm^2)**, longueur d'onde **1.3 µm** et sans la $\mathbf{R_{SRH}}$ nous avons obtenu :

- un bon rendement quantique interne de **85%** , un rendement quantique externe de **0.49 W/A** et une densité de porteurs **2.73x10^{18} cm^{-3}.**

- l'approximation à dominance d'émission stimulée nous a permet de négliger la recombinaison spontanée R_{sp}, et nous avons obtenu dans ce cas une puissance émise très élevée de **6.3 mW**.

BIBLIOGRAPHIE

[1] 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.

[2] R. Dändliker, les lasers, principe et fonctionnement, Lausanne, Presses, Polytechniques et universitaires ROMANDES, 1996.

[3] Mario Bertolotti, THE HISTORY OF THE LASER, Roma, IOP publishing Ltd, 2005.

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

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

[6] Luc Dettwiller, Les lasers et leurs applications, Paris, ellipses, 1998.

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

[8] Gilbert G., Alain A. et Claud F., Introduction aux lasers et à l'optique quantique, ellipses, 1997.

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

[10] V. Berger, principes physiques des lasers à semiconducteurs, France, EDP Science 2002.

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

[12] Nicolas Trenado, Modélisation et simulation des composants optoélectroniques à puits quantiques, thèse doctorat, Université de ROUEN, 2002.

[13] John H. Davies, The physics of low-dimensional semiconductors, New York, Cambridge University Press, 1998.

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

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

[16] 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.

[17] Casey H.C. and Panich M.B., Heterostructure Lasers, Academic Press, New York, 1978.

[18] Anderson R.L., Experiments on Ge-GaAs Heterojunctions, Solide Statae Electron, Vol. 5 , pp341-351, 1962.

[19] 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.

[20] 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.

[21] Schuelke R. J.,"Numerical Simulation of Semiconductor Heterostructures", Purdue University, Ph. D. Thesis, 1984.

[22] Lasher G. and Stern F., "Spontaneous of Simulated Recombination Radiation in Semiconductors" Phys. Rev., Vol.133, No. 2, pp. A553-A563,1964.

[23] 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.

[24] 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.

[25] Lasher G. and Stern F, Spontaneous and stimulated recombination radiation in semiconductors, Phys. Rev., Vol. 133, No. 2, pp. A553-A563, 1964.

[26] Chelikowsky J. R. and Cohen M. L., Nonlocal pseudopotentiel calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors , Phys. Rev. B, Vol. 14, No. 2, pp. 556-582, 1976.

[27] Petit G. D and Turner W. J., Refractive Index of InP, J. Appl. Phys., Vol.36, No. 6, p. 2081, 1965.

[28] Curtis F. Gerald, Patrick O. Wheatly, Applied Numerical Analysis, California polytechnic state University,ADDISON-WESLEY PUBLISHING COMPANY, 1994.

[29] Jran Brillet, Manuel MAPLE 9.5, Observatoire de Bourdeaux, Université Bordeaux 1, sciences Technologiques, 2004.

[30] Yi .L, Guo-Peng. W, Yu-Nong. G and Ke-Qian. Z, 1,5μm InGaAsP/InP strained MQW Gain-coupled DFB laser With an improved Periodically Modulated Injection-Caeeier Grating, journal of the Korean physical society, Vol. 34, No. , pp. S101-S103, April 1999.

[31] Jocahim. P, Patrick. A and John E.B, Efficiency Analysis of Quantum Well Lasers using PICS3D, Integrated photonics Resarche conference, santa Barbara, july 1999.

Résumé

L'objectif de ce travail est l'étude des lasers à base d'hétérojonctions de semi-conducteur III-V, plus particulièrement du laser InGaAsP-InP. L'étude détaillée d'un modèle à une dimension, qui se limite au régime stationnaire du laser a été présentée. La simulation par le programme Maple du modèle étudié, a permis d'éclaircir l'influence de quelques paramètres du laser étudié.

Abstract

The goal of this work is the study of lasers using III-V heterojunctions, in particular the InGaAsP-InP laser. The detailed study of one-dimensional model, that limits to the stationary regime of the laser has been presented. Using the simulation by the Maple program, some studied model permitted to explain the influence of some parameters of the studied Laser.

ملخص

يهدف هذا العمل إلى تقديم دراسة نظرية لمبدأ عمل الليزر المتكون من أنصاف اللنواقل III-V و بصفة خاصة الليزر المتكون من InGaAsP-InP .

دراسة مفصلة تخص النظام المستقر لهذا الليزر تعتمد على نموذج أحادي البعد قد تم تقديمها .

استعمال برنامج المحاكاة Maple *لهذا النموذج لتفسير و توضيح أهمية تأثير بعض المكونات الأساسية و الثابتة لهذا الليزر.*