

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOULOUD MAMMERI, TIZI-OUZOU



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET DE L'INFORMATIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Mémoire de fin d'études
Présenté en vue de l'obtention
du Diplôme d'Ingénieur d'Etat en Electronique

Option : Instrumentation

Thème :

***Etude des hétérostructures: applications
pour les lasers à puits quantiques***

Proposé et dirigé par :

Mr : TAZIBT.S

Présenté par :

Mr : OUBAZIZ Kamel

Année universitaire 2008/2009

Soutenu le:19/10/2009

Remerciement

Je tien à remercier :

*Tous d'abord le bon dieu de nous avoir donné le courage
et la patience pour mener à bien ce travail pendant
toute cette longue année.*

*Je tien à remercier vivement mon promoteur
Mr. LAZIBI. S pour sa disponibilité, et son suivi
durant toute la durée du projet.*

*Je remercie les membres du jury pour l'honneur
qu'ils nous font en acceptant de juger ce mémoire
de fin d'études.*

*Enfin, je remercie toutes les personnes ayant
contribué de près ou de loin au bon
accomplissement de mon travail.*

SOMMAIRE

Introduction.....	01
Chapitre I	Les hétérostructures.
I.1. Définition.....	04
a) Travail de sortie.....	04
b) Niveau du vide.....	04
c) Affinité électronique.....	04
I.2. Contact métal/semi-conducteur.....	05
I.2.1. Diagramme des bandes.....	05
I.2.1.a) $\Phi_m = \Phi_s$	05
I.2.1.b) $\Phi_m > \Phi_s$	06
I.2.1.c) $\Phi_m < \Phi_s$	09
I.3. Etats d'interface et leur influence.....	11
I.4. Effet Schottky.....	12
I.5. Mécanismes de transport des porteurs.....	14
a) Emission thermoïnique.....	15
b) Passage par effet tunnel.....	16
c) Emission thermoïnique assisté par effet tunnel.....	16
d) Effet de génération et de recombinaison.....	16
I.6. Contact ohmique.....	16
I.6.1. Résistance de contact.....	17
II. Hétérojonction SC_1/SC_2	
II.1. Définition.....	18
II.2. Diagramme de bande d'énergie.....	19
II.2.1. Diagramme des bandes d'énergie loin de la jonction.....	19
II.2.2. Diagramme énergétique au voisinage de la jonction.....	20
Chapitre II	Interaction rayonnement/semiconducteur
II.1. Double aspects de lumière.....	22

SOMMAIRE

II.2. Quelques rappelles sur le photon.....	22
II.3. Quelques rappelles sur l'électron.....	23
II.4. Interaction photon/électron.....	25
II.5. Les différentes transitions.....	25
II.5.1. Transitions radiatives.....	25
a. Absorption.....	25
b. Emission spontanée.....	26
c. Emission stimulée.....	27
II.5.2. Transitions non radiatives.....	27
- Recombinaison Auger.....	28
- Recombinaison Shockly-Read-Hall.....	28
II.6. Taux de recombinaison et durée de vie de porteurs.....	28
II.7. Rendement radiatif d'un semi-conducteur.....	29

Chapitre III

Les puits quantiques

III.1. Définition.....	31
III.2. Fabrication des puits quantiques.....	31
III.3. Différents types de puits quantiques.....	31
III.3.1. puits quantiques de types I.....	31
III.3.2. puits quantiques de types II.....	32
III.4. Energie et fonction d'onde dans un puit quantique.....	33
III.4.1. Puit de profondeur infinie.....	34
III.4.1. Puit de profondeur finie.....	37
III.4.3. Densité d'état.....	39
III.5. Puits quantiques couplés.....	39
III.6. Multipuits quantiques.....	42
III.7. Influence de champ électrique dans les structures à multipuits quantiques.....	43

SOMMAIRE

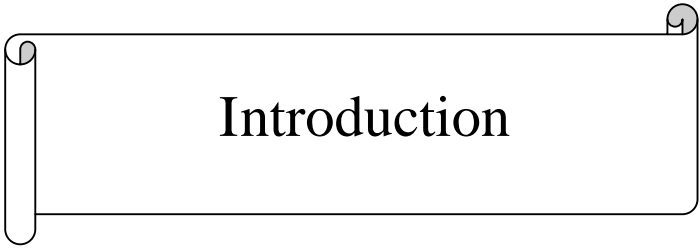
Chapitre IV

Laser à cascade quantique

IV.1. Rappel sur la physique des lasers.....	47
IV.1.1. Histoire de laser.....	47
IV.1.2. Structure d'un laser.....	47
IV.1.3. Quelques types de pompage.....	48
IV.1.4. Principe de fonctionnement d'un laser.....	49
IV.1.5. Durée de vie d'un photon.....	51
IV.2. Laser à cascade quantique (LCQ).....	51
IV.2.1. Description d'un laser à cascade quantique	51
IV.2.2. principe de fonctionnement d'un laser à cascade quantique.....	53
- La zone d'émission.....	54
- La zone de transport	55
IV.2.3. Etude des équations bilan d'un laser à cascade quantique.....	58
a. Description de système étudié.....	58
b. Equations bilan.....	59
c. Expression de la différence de population (N_3-N_2) en régime stationnaire.....	60
d. Expression de l'inversion de population en cavité froide.....	61
e. Expression du gain.....	62
f. Expression des densités de courant de seuil.....	62
IV.2.4- Guide d'onde pour un laser à cascade quantique.....	63
IV .2.4.1 Les pertes optique dans un guide d'onde.....	64
a. les pertes par diffusion.....	64
b. les pertes par absorption.....	64
IV.2.5.Longueur d'onde d'émission	65

Conclusion

Bibliographie



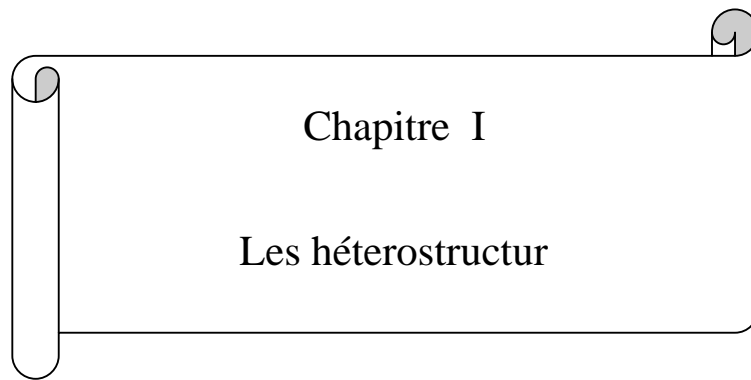
Introduction

Les concepts d'ingénierie quantique appliqués aux hétérostructures à base de semi-conducteurs ont été développés dans les années 1970 – 80. Dès 1971 Kazarinov et Suris proposaient de manipuler le confinement quantique des électrons dans des puits quantiques à base semi-conducteurs pour réaliser un laser intersousbande. Depuis les années 90, les dispositifs optoélectroniques utilisant les transitions intersousbandes ont amplement démontré la puissance et la versatilité des concepts d'ingénierie quantique. L'un des composants phare est le laser à cascade quantique (LCQ) reposant sur l'émission radiative des électrons entre niveaux confinés de structures à puits quantiques. La longueur d'onde d'émission de ces lasers est indépendante de l'énergie de bande interdite du matériau dans lequel la lumière est générée ; la gamme spectrale couverte aujourd'hui par les LCQ s'étend de $3,4\mu\text{m}$ à $24\mu\text{m}$ dans le moyen-IR jusqu'à $\lambda \sim 170\mu\text{m}$ dans la région THz.

Pour atteindre les longueurs d'onde plus courtes, la discontinuité de potentiel entre les matériaux puits et barrière doit être suffisamment grande. Les meilleurs candidats sont les semi-conducteurs ainsi que les nitrures d'éléments III (GaN/AlN) ou encore les II-VI (CdS/ZnSe/BeTe) dont l'élaboration sous forme de couches minces a fait des progrès considérables ces dernières années.

Ce mémoire est composé de quatre chapitres. Le premier chapitre s'intéresse à l'étude des hétérostructures dont le but est d'étudier le comportement des porteurs aux interfaces. Le deuxième chapitre présente les interactions rayonnement semi-conducteur, suivie d'un troisième chapitre qui est consacré à l'étude des puits quantiques qui constituent l'élément de base de notre dispositif. Le quatrième chapitre s'intéresse à l'étude des lasers et, en particulier aux lasers à cascade quantique.

Enfin, on termine cette étude par une conclusion générale.



Chapitre I

Les hétérostructur

I-1. Définition :

I-1.1. Travail de sortie ($q\phi$) :

On appelle “ travail de sortie ” l'énergie qu'il faut donner à un électron situé au niveau fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide avec $v = 0$ figure (I .1).

Le travail de sortie d'un métal est donné par : $q\phi_m = N_v - E_f$ (I .1).

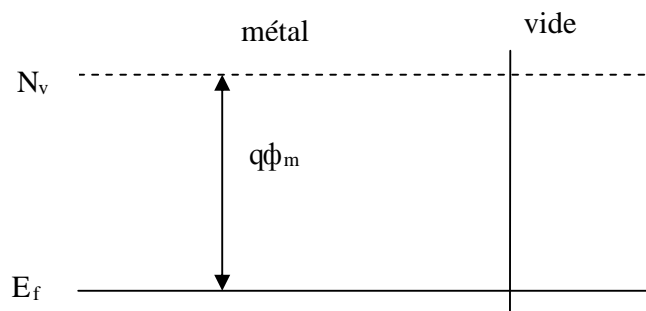


Fig (I.1) : travail de sortie d'un métal. [1]

I-1.2. Niveau du vide (NV) :

Le niveau du vide est l'énergie d'un électron extrait du métal dont la vitesse est nulle, ou l'énergie potentielle d'un électron situé dans le vide au voisinage de la surface du métal.

I-1.3. Affinité électronique ($q\chi$) :

On définit l'affinité électronique d'un semi conducteur comme étant l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide avec $v = 0$ Fig (I .2).

L'affinité électronique d'un semi-conducteur est donnée par :

$$q\chi_s = N_v - E_C \quad (I .2)$$

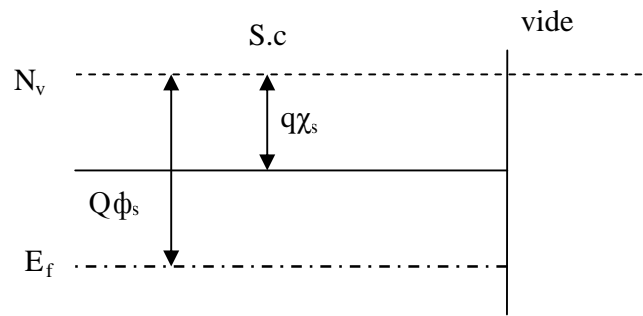


Fig (I .2) : affinité électrique d'un semi-conducteur

I-2. Contact métal - semi-conducteur (M-S) :

Lorsque un métal et un semi - conducteur sont mis en contact, il se développe à l'interface une barrière de potentiel donnée par l'expression :

$$E_b = e\phi_m - e\chi_s \quad (\text{I. 3})$$

où ϕ_m : Travail de sortie de métal

χ_s : Affinité électronique de semi conducteur.

La structure des bandes d'énergie au voisinage de l'interface est conditionnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur.

I-2.1. Diagramme des bandes :

I-2.1.a. Cas où $\phi_m = \phi_s$:

Lorsque les travaux de sortie du métal et celui du semi-conducteur sont égaux, les niveaux de fermi du métal (E_{Fm}) et celui du semi-conducteur (E_{Fs}) s'alignent quand le contact est réalisé. Fig (I.3)

Il apparaît une barrière de potentiel entre le métal et le semi-conducteur exprimée par la relation : $E_b = e\phi_m - e\chi_s$ (I. 4)

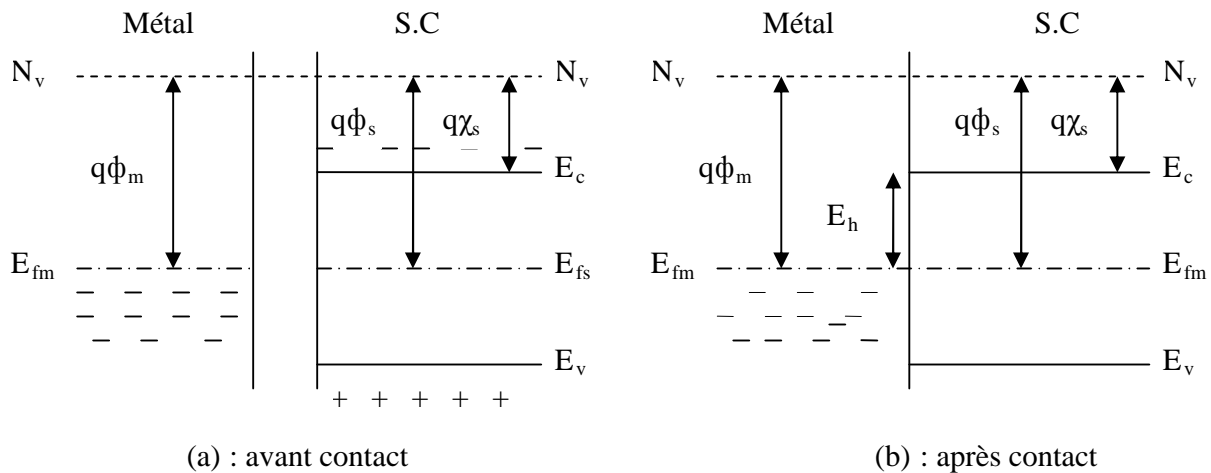


Fig (I. 3) : Contact métal – semi-conducteur avec $\phi_m = \phi_s$ [1]

Dans le semi-conducteur la bande de conduction et la bande de valence restent droites. Le system est dit en régime de “bandes plates”. Les niveaux de fermi étant alignés avant et après contact, l’équilibre thermodynamique est atteint sans échange de porteurs.

I-2.1.b. Cas où $\phi_m > \phi_s$:

Lorsque les deux matériaux sont mis au contact, les électrons libres vont se déplacer de semi-conducteur vers le métal. Ces électrons ne pourront plus y retourner. Le system se stabilise par l’apparition d’une zone de charge d’espace qui rétablit l’équilibre et permet l’alignement des niveaux de fermi.

Le diagramme d’énergie obtenu dans ce cas est différent selon le type de semi-conducteur.

➤ Cas d’un semi-conducteur de type N:

Dans ce cas les électrons qui diffusent de semi-conducteur vers le métal, entraînent la modification des niveaux d’énergie du côté semi-conducteur. Fig (I.4)

Si par contre le métal est porté à un potentiel négatif par rapport au semi-conducteur, la bande de conduction est abaissée, ce qui augmente la barrière de potentiel qui s'oppose à la diffusion des électrons, la structure est donc polarisée en inverse.

La structure métal - semi-conducteur (N) avec $\phi_m > \phi_s$ constitue un contact redresseur. C'est une diode Schottky.

➤ **Cas d'un semi-conducteur dopé de type P :**

Sans polarisation, à l'équilibre thermodynamique, le diagramme énergétique d'une structure métal – semi-conducteur de type P avec $\phi_m > \phi_s$, est illustrée sur la figure (I.5).

Les électrons diffusent du semi-conducteur vers le métal, il apparaît alors une zone de charge d'espace positive de type accumulation du côté semi-conducteur et négative de côté métal. Les différentes bandes d'énergie à savoir la bande de conduction et de valence se courbent vers le haut.

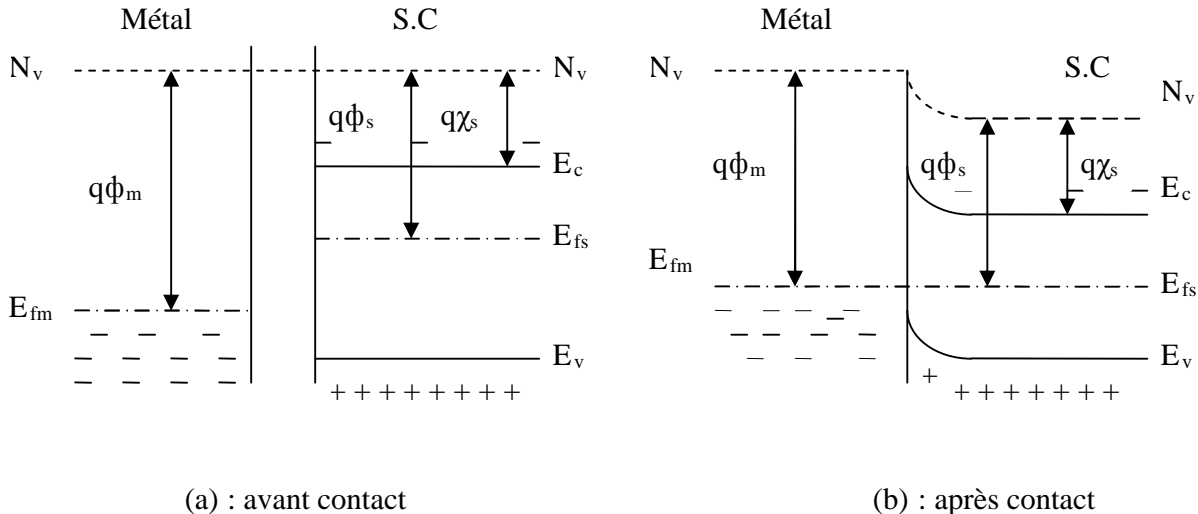


Fig (I. 5) : Contact métal - semi-conducteur (p) avec $\phi_m > \phi_s$ [1]

Au niveau du contact l'arrivée on le départ d'un trou dans le semi-conducteur se compense immédiatement par l'arrivée ou le départ d'un électron dans le métal. Le courant circule librement dans les deux sens, la structure constitue donc un contact ohmique

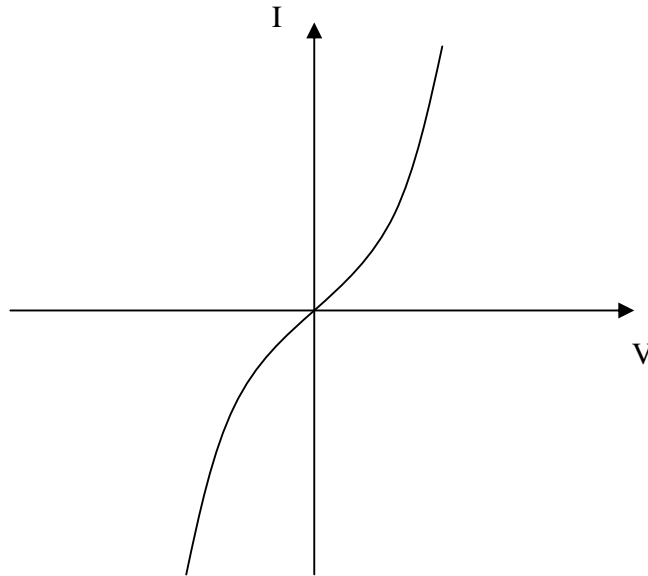


Fig (I. 7) : Caractéristique $I(v)$ de contact ohmique

➤ **Cas d'un semi-conducteur de type P :**

Les électrons diffusent du métal vers le semi-conducteur. Donc le semi-conducteur, les électrons qui viennent du métal se combinent avec les trous créant une zone déplétion due à la présence des ions Na^- qui ne sont plus compensés par les trous. Le system évolue jusqu'à ce que le champ crée arrête la diffusion des électrons. Il apparaît dans le semi-conducteur une zone de charge d'espace négative. Fig (I.7)

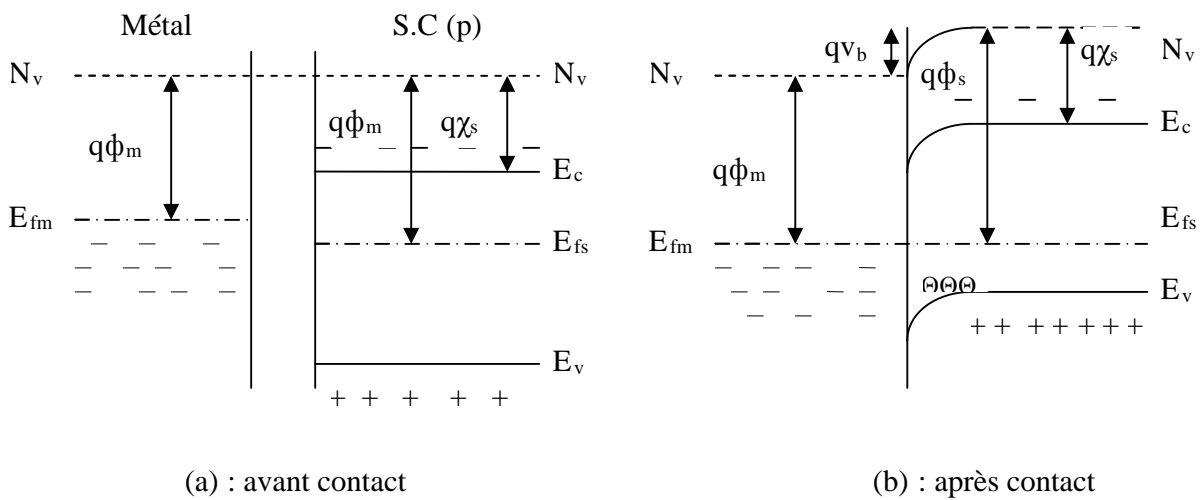


Fig (I. 8) : Contact métal – semi-conducteur (p) avec $\phi_m < \phi_s$ [1]

Si on polarise la structure, la tension de polarisation se localise au niveau de la zone désertée (zce).

Si le métal est à un potentiel positif par rapport au semi-conducteur, les bandes de conduction et de valence. La courbure des bandes augmente et la barrière de potentiel aussi. Le courant ne circule pas. La structure est polarisée en inverse.

Par contre, si le métal est porté à un potentiel négatif par rapport au semi-conducteur, la courbure des bandes diminue, la barrière de potentiel aussi. Les électrons peuvent passer du métal vers le semi-conducteur. Il apparaît un courant, la structure est polarisée en direct.

Dans ce cas, la structure métal - semi-conducteur de type P, avec $\phi_m < \phi_s$, constitue un contact redresseur.

En résumé, un contact métal - semi-conducteur est redresseur ou ohmique suivant la différence des travaux de sortie et le type de semi-conducteur.

- ✓ Si $\phi_m > \phi_s$
 - contact M-Sc (n) est redresseur.
 - contact M-Sc (p) est ohmique.
- ✓ Si $\phi_m < \phi_s$
 - contact M-Sc (n) est ohmique
 - contact M-Sc (p) est redresseur.

I-3. Etats d'interface et leurs influences :

Dans ce cas qui précède nous n'avons considéré le rôle que peuvent jouer les états de surface entre le métal et le semi-conducteur. A la surface du semi-conducteur les états électroniques sont modifiés en raison :

- **De phénomène intrinsèque :**

La rupture de la périodicité de réseau cristallin génère des liaisons pendantes qui entraînent l'existence des états électroniques permis à l'intérieur de la bande interdite.

- **De phénomènes extrinsèques :**

Des impuretés peuvent venir à la surface du semi-conducteur et créer des niveaux d'énergie inexistant dans le volume cristallin. Par exemple, l'atome de l'oxygène entraîne un phénomène d'oxydation sur la surface du semi-conducteur.

La figure (I.8) illustre les états d'interface et leurs influences.

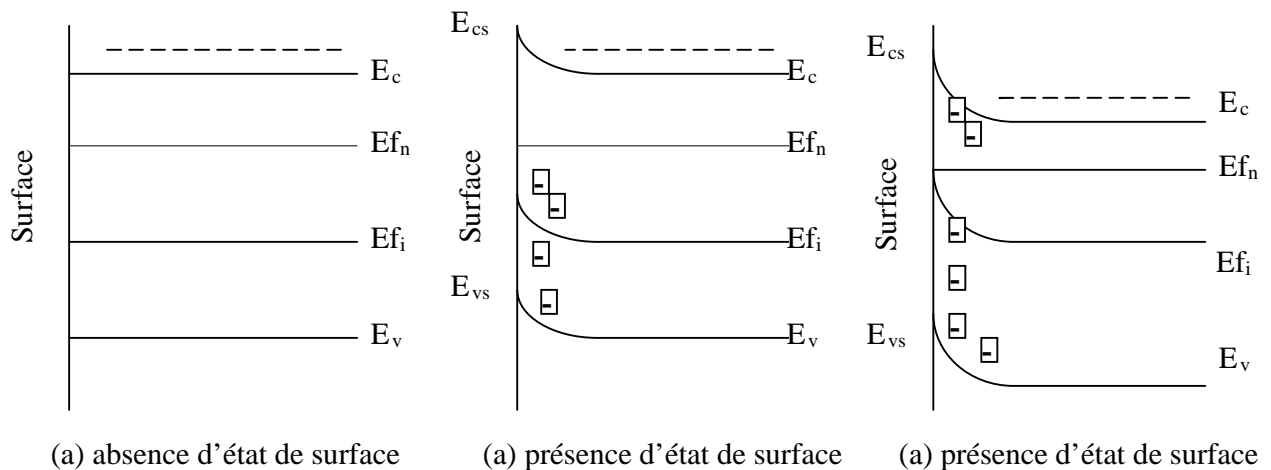


Fig (I. 9) : Influence des états de surface [1]

La figure (I. 8) montre que les états de la surface créent des niveaux accepteurs si les niveaux créés en densité surfacique sont important. Le semi-conducteur qu'est du type N devient de type p au voisinage de la surface.

I-4. Effet Schottky :

Dans ce qui précède nous avons implicitement supposé que l'électron extrait de matériau n'avait plus aucune interaction avec celui-ci. Nous avons négligé le fait que lorsque l'électron est émis par le matériau, il polarise celui-ci.

Il en résulte une force de rétention de l'électron par le matériau : c'est l'effet Schottky.

Lorsque un électron est extrait d'un métal, il induit une charge $+e$ à l'intérieur : charge image. En électrostatique, on montre que les lignes de champ établie entre la

charge et la charge image (+q) espacés de la distance $2x$ sont perpendiculaire à la surface conductrice.

La force de Colomb exercée par le métal sur l'électron dans le vide est :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{(2x)^2} \quad (\text{I.5})$$

Avec ϵ_0 : permittivité du vide.

Le travail nécessaire pour amener l'électron à l'infini depuis sa position x du matériau est donné par :

$$W(x) = \int_x^\infty F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (\text{I.7})$$

L'énergie potentielle d'un électron situé à la distance x de conducteur est égale à l'opposé du travail nécessaire pour l'amener à ce point.

$$W_p(x) = - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (\text{I.8})$$

La barrière de potentiel à la sortie du métal ne passe pas brutalement de $q\phi_m$ à 0 mais

elle est de la forme : $q\phi_m - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$ (I.9)

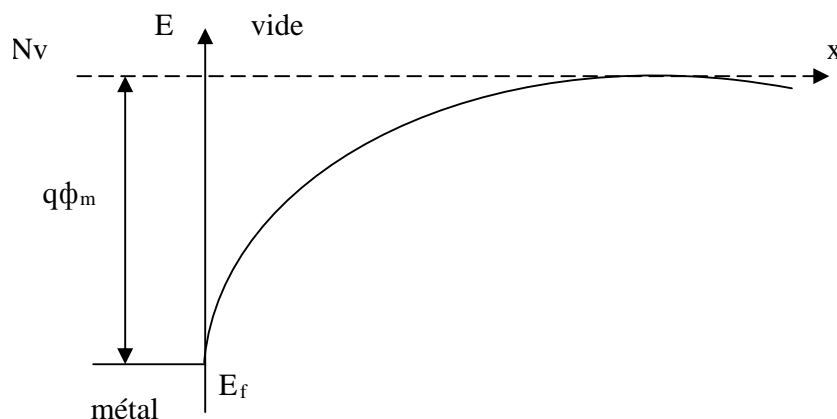


Fig (I. 10) : barrière métal – vide [1]

Supposant qu'il existe un champ électrique $E(x)$ à l'extérieur du métal, ce champ

résulte d'un potentiel extérieur $V(x)$ tel que : $V(x) = - \int_0^x E(x) dx$ (I.10)

Donc l'énergie potentielle d'un électron à la distance x de la surface du métal est :

$$qV(x) = e \phi_m - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - qV(x) \quad (\text{I.11})$$

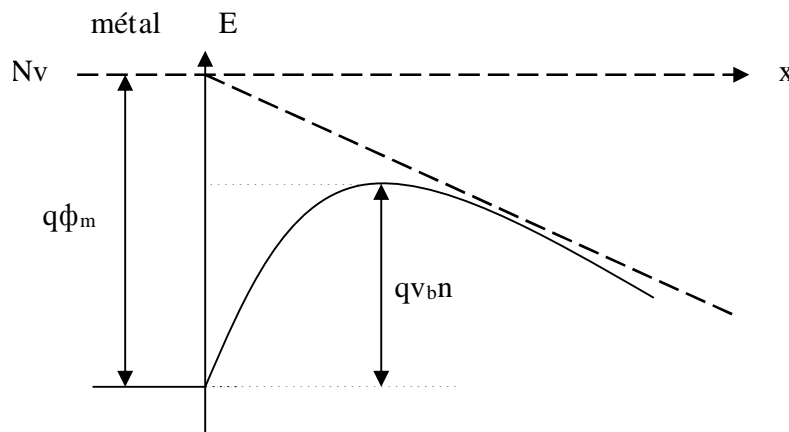
Supposant que $E(x) = -E_0 = \text{cst} \Rightarrow V(x) = E_0 x$.

L'énergie de la barrière en fonction de la distance x de la surface devient :

$$qV_b(x) = e\phi_m - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - E_0 x \quad (\text{I.12})$$

$qV_b(x)$ présente un maximum pour la valeur de x qui annule $\frac{dV_b(x)}{dx}$ (fig I.8)

C'est-à-dire $X_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E_0}}$ et $qV_{bm} = e\phi_m - 2qE_0 X_m$ (I.13)



Avec un champ extérieur $E_0 = 10 \text{ kv/cm}$, la diminution de potentiel est de l'ordre de 10 meV. C'est pour cela que l'on néglige plus souvent l'effet Schottky

I-6. Mécanisme de transport des porteurs :

Dans les contacts métal – semi-conducteur, le courant est dû principalement aux porteurs majoritaires. En réalité il existe au moins quatre mécanismes de transport des porteurs à travers la jonction métal – semi-conducteur qui sont :

a- Emission thermoïonique :

Les porteurs passent par-dessus de la barrière de potentiel. Ce processus prédomine dans le cas où le semi-conducteur est faiblement dopé. Ce courant est donné par :

$$J_{th} = J_{sc} \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (I.14)$$

$$\text{Avec : } J_{sc} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kq}\right)$$

Avec :

n : facteur d'idéalité de la diode Schottky

J_{sc} : densité de courant de saturation

A^* : constant de Richardson ($A.cm^{-2}.k^{-2}$)

ϕ_b : hauteur de la barrière de potentiel

V : tension appliquée en volte

La variation du courant en fonction de V est représentée sur la figure (I.9) [1]

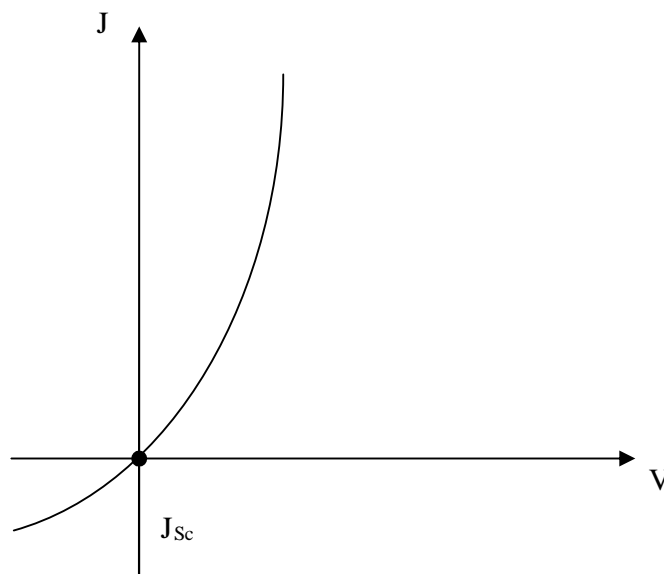
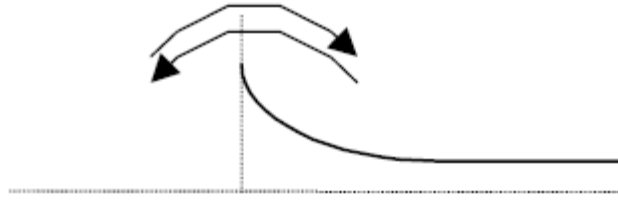


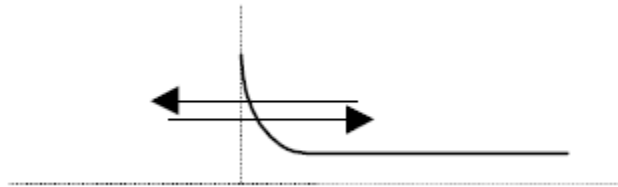
Fig (I. 11) : caractéristique $J(V)$ de la structure M.Sc (n) $\phi_m > \phi_s$



Fig(I.12) : Emission thermoïonique. [2]

b- Passage par effet tunnel :

Les porteurs passent à travers la barrière de potentiel si elle est suffisamment étroite. Ce processus prédomine dans le cas où le semi-conducteur est fortement dopé.



Fig(I.) : Effet tunnel [2]

c- Emission thermoïonique assistée par l'effet tunnel :

Il se résulte de la combinaison de l'effet thermoïonique et de l'effet tunnel. Il concerne les semi-conducteurs ayant un dopage intermédiaire. Dans ce cas, seul les électrons ayant une énergie suffisante peuvent passer par effet tunnel, là où la barrière est suffisamment étroite.

d- Effet de génération ou recombinaison :

Il se résulte de la recombinaison des paires électron - tron à travers de la bande interdite lorsque le semi-conducteur est excité par une source extérieure comme un champ électrique intense ou lors de la présence de centre de recombinaison. Il peut y avoir également génération- recombinaison grâce à des états d'interface.

I-7. Contact ohmique :**I-7.1. Résistance de contact :**

Tout échantillon ou structure semi-conductrice est inévitablement reliée à des lignes métalliques de transport de courant. Il est indispensable que les contacts entre les lignes de transport et le semi-conducteur laissent passer le courant dans les deux sens et présentent des résistances les plus faibles possible. La résistance d'un contact est définie par :

$$R = R_c / S \quad (\text{I.15})$$

Où : R_c : Résistance spécifique du contact ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)

S : Surface du contact (cm^2)

On peut diminuer cette résistance en augmentant la surface du contact S . ce qui accroît considérablement la taille des composants, on opte alors à une réduction de R_c qui s'obtient en surdopant la superficielle de semi-conducteur (appelée couche tampon), là où on veut réaliser le contact. Fig (I.10-a et b)

Les diagrammes énergétiques sont représentés sur les figures (I.10-c et d)

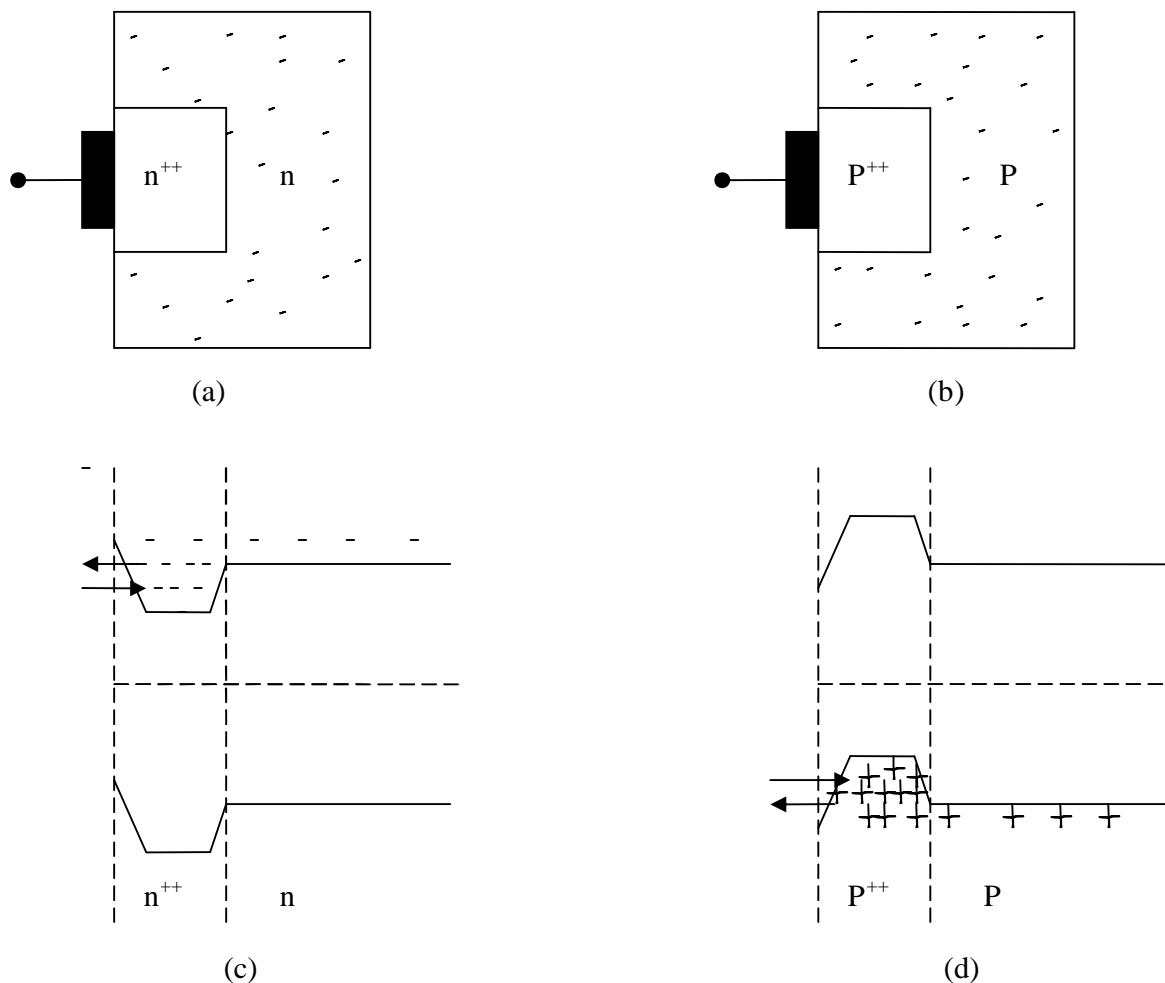


Fig (I. 12) : Réalisation des contact ohmique

➤ **Expression de la résistance critique R_c .**

La qualité d'un contact ohmique est généralement caractérisée par sa résistance spécifique, qui est donnée par l'inverse de la pente de la caractéristique $I(v)$ au voisinage de l'origine :

$$R_c = \left(\frac{\partial v}{\partial J} \right)_{v \rightarrow 0} \quad (\Omega \cdot \text{cm}^2) \quad (\text{I.16})$$

Où :

J : est la densité de courant traversant la résistance et V la tension à ces bornes

Selon la nature du courant dominant dans la structure, on distingue :

1- Le courant est de type thermoïonique (jonction M.s faiblement dopée)

$$R_c = \frac{k}{qA^*T} e^{\frac{q\phi_b}{kT}} \quad (\text{I.17})$$

2- Le courant est dû à l'effet tunnel (structure Ms fortement dopée)

$$R_c \approx \exp \left[\frac{c_2 \phi_b}{\sqrt{N_D}} \right] \quad (\text{I.18})$$

Où : $C_2 = 2\sqrt{\varepsilon \cdot m^*} / t$

La relation (I.18) montre que la résistance R_c dépend du dopage est varie exponentiellement avec (ϕ_b / \sqrt{N}) .

II Les hétérojonctions SC_1/SC_2

II-1 Définition

Une hétérojonction est une jonction formée avec deux semi-conducteurs différents. Quand ils sont de même type (N ou P), l'hétérojonction est dite isotype, dans le cas contraire, elle est dite anisotype.

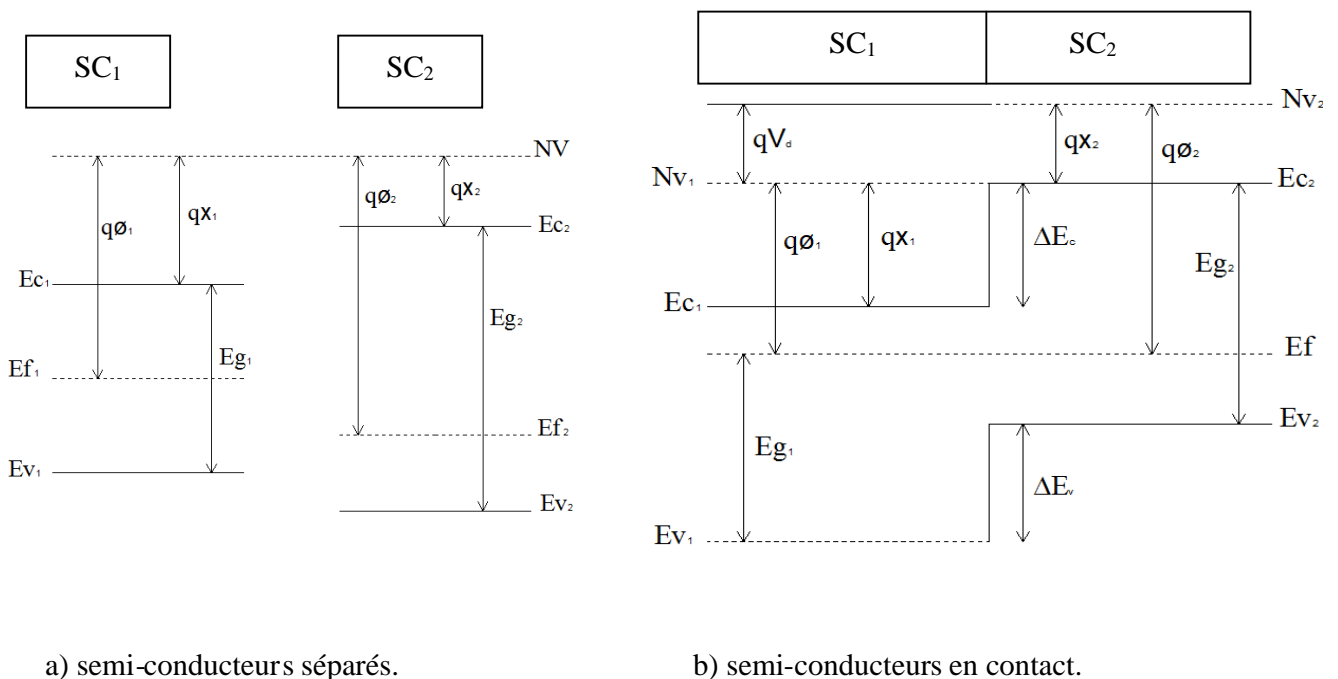
Pour obtenir une hétérojonction on fait croître une couche d'un semi-conducteur 2 sur un semi-conducteur 1. Cette opération demande que les deux semi-conducteurs choisis possèdent les paramètres cristallins voisins et des coefficients de dilatation thermique proches

II-2 Diagramme de bande d'énergie

Considérons deux semi-conducteurs différents caractérisés par les affinités électroniques $q\chi_1$ et $q\chi_2$, les travaux de sorties $q\Phi_1$ et $q\Phi_2$, les gaps E_{g1} et E_{g2} et les distances bande de conduction-niveau de fermi $q\Phi_{F1}$ et $q\Phi_{F2}$ qui traduisent les dopages respectifs des semi-conducteurs.

II-2-1 Diagramme des bandes d'énergie loin de la jonction

Considérons dans ce cas, l'affinité électronique $q\chi_1$ du semi-conducteur 1 est supérieure à celle de $q\chi_2$ du semi-conducteur 2 mais E_{g1} est inférieur à E_{g2} . les diagrammes énergétiques pour les deux semi-conducteurs sont représentés sur la figure (II.1.a). Lorsqu'ils sont séparés, la distribution des électrons dans chacun d'eux est indépendante de l'autre et les positions du niveau de fermi ne sont pas alignées.



Fig(II.1) : Diagrammes énergétiques.[1]

Les diagrammes d'énergie des deux semi-conducteurs isolés sont illustrés sur la figure (II.1.a). Par rapport au niveau de vide (NV) on a :

$$\Delta E_v = q(\chi_1 - \chi_2) \dots\dots\dots(\text{II.1}).$$

$$\Delta E_v = (Eg_1 - Eg_2) - \Delta E_c \dots\dots\dots(\text{II.2}).$$

La différence d'énergie entre l'électron dans le vide au voisinage de semi-conducteur 1 et l'électron dans le vide au voisinage du semi-conducteur 2 est :

$$NV_2 - NV_1 = q(\phi_2 - \phi_1) \dots\dots\dots(\text{II.3}).$$

La différence de potentiel entre les deux semi-conducteurs fig(II.1.b), c'est-à-dire la tension V_d est :

$$V_d = \phi_1 - \phi_2 \dots\dots\dots(\text{II.4}).$$

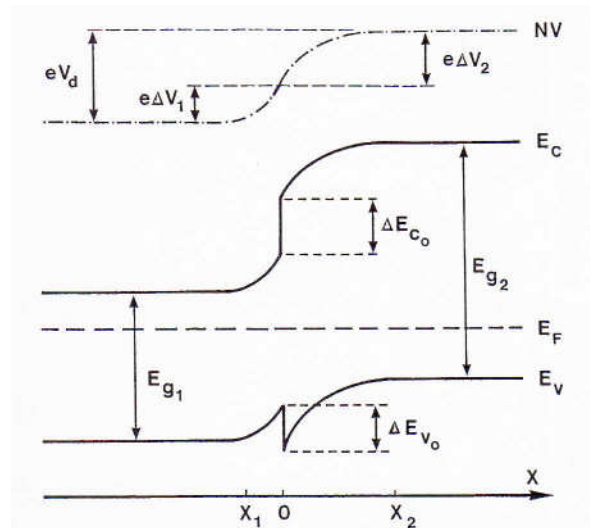
II-2-2 Diagramme énergétique au voisinage de la jonction

Lorsque on rapproche les deux semi-conducteurs jusqu'à l'établissement d'une hétérojonction, ils échangent des porteurs. Cet échange s'effectue au niveau de l'interface et fait apparaître une charge d'espace à laquelle est associée une barrière de potentiel (tension de diffusion V_d) qui arrête la diffusion des porteurs et définit l'état d'équilibre.

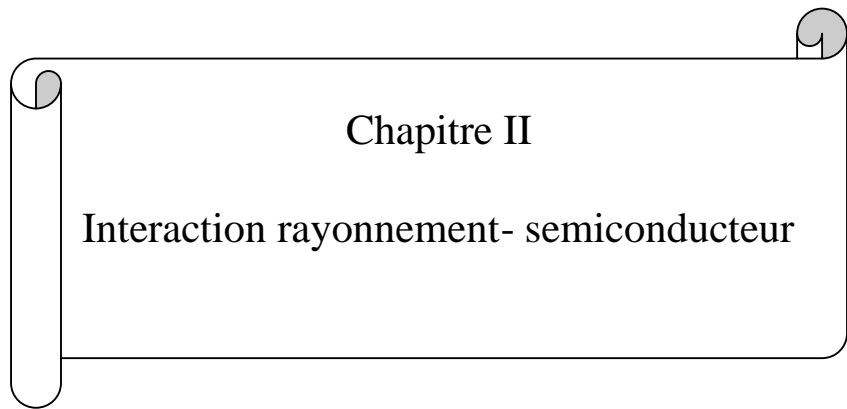
A cause de la différence des travaux de sortie, les électrons diffusent du semi-conducteur à plus faible travail de sortie vers le semi-conducteur à plus fort travail de sortie. Cette diffusion entraîne l'apparition d'un ZCE dans le semi-conducteur à faible travail de sortie.

La figure(II.2) illustre les bandes d'énergie quand les électrons de semi-conducteur 1 ont diffusé dans le semi-conducteur 2 et que les trous ont transféré dans l'autre sens jusqu'à ce que les niveau de Fermi soient alignés. Une charge d'espace négative apparaît dans le semi-conducteur 1 et une charge d'espace positive dans le semi-conducteur 2. Pour la bande de valence, à gauche de l'interface, il se forme une dépression et à droite un pic. La courbure des bandes indique l'existence d'un potentiel de diffusion de chaque côté de la jonction

$$V_d = V_{d1} + V_{d2} \dots\dots\dots(\text{II.5}).$$



Fig(II.2) : Diagramme d'énergie au voisinage de l'interface. [1]



Chapitre II
Interaction rayonnement- semiconducteur

Dans cette partie, on donne un aperçu général sur les interactions entre la lumière (photons) et les électrons du matériau semi-conducteur. Ce qui va nous permettre de comprendre les raisons pour lesquelles de tels composants émettent ou absorbent de la lumière.

II-1. Double aspect de la lumière :

De tous les résultats de la mécanique quantique, on s'intéresse uniquement dans la contribution à la révolution de la physique des composants à semi-conducteur, il s'agit bien évidemment de la dualité "onde - corpuscule" qui s'annonce comme suit :

"Comme les photons peuvent avoir un comportement ondulatoire et corpusculaire, toute la matière a des propriétés ondulatoire et corpusculaire"

Donc à chaque particule matérielle d'énergie E et de quantité de mouvement P , on associe une onde de fréquence $\nu = E/h$ et de longueur d'onde $\lambda = h/p = h/mv$

II-2. Quelques rappels sur le photon :

Un photon est une particule élémentaire (quantum) de la lumière dont la masse est nulle. Dans le vide, un photon est caractérisé par son énergie $E = h\nu$. cette expression peut s'écrire en fonction de la longueur d'onde :

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{II.1})$$

$$E(\text{eV}) = \frac{1,24}{\lambda(\mu\text{m})}$$

Avec : h : constante de planck ($h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.S)

c : la célérité ($C = 3 \cdot 10^8$ m/s)

λ : la longueur d'onde.

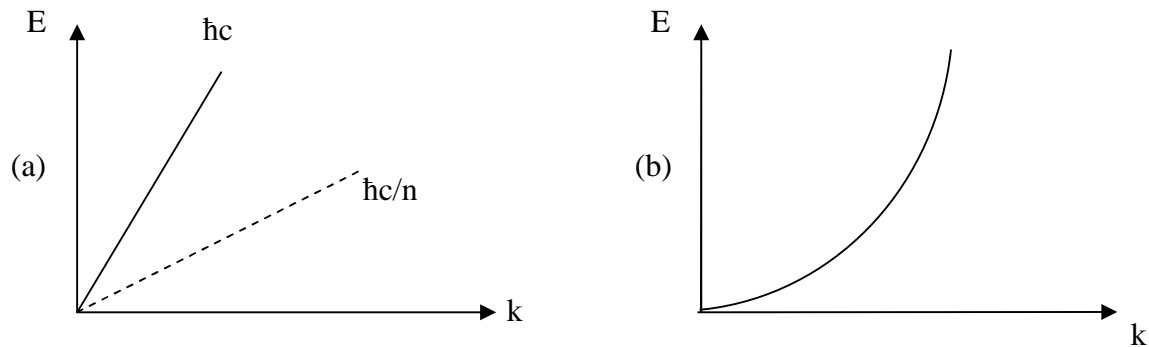


Figure (II. 1) : (a) relation de dispersion de photon dans le vide et dans la matière.
(b) relation de dispersion de l'électron dans le vide. [1]

Dans un milieu matériel isotrope et homogène, caractérisé une unique indice optique n ,

la vitesse de phase vaut : $v_\varphi = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}$ il en découle que : $E = h\nu = \hbar\omega = \frac{\hbar c}{n} k$.

D'où la variation de l'énergie de photon dans le vide et dans la matière en fonction de vecteur d'onde k représenté sur la figure (II.1.a).

II-3. Quelques rappels sur l'électron :

L'énergie électrique d'un électron dans le vide vaut :

$$E = \hbar^2 k^2 / 2m_e \quad \text{avec } m_e : \text{masse de l'électron.}$$

Dans un semi-conducteur l'électron subit des interactions avec les atomes du réseau cristallin, la loi de la variation de l'énergie en fonction de vecteur d'onde k est plus complexe (existence de bande permise et interdite). Mais la théorie des bandes nous permet d'assimiler localement la bande de conduction au voisinage des minima à une parabole donnée par : $E = E_c + \hbar^2 k^2 / 2m_e^*$ (II. 4)

Avec : m_e^* : masse effective de l'électron qui nous permet de rendre compte de l'interaction de l'électron avec le réseau cristallin (tout se passe comme dans le vide avec une masse de l'électron corrigée).

On distingue deux grands types de semi-conducteur selon la répartition géométrique des bandes de valence et de conduction en fonction de vecteur d'onde.

a- Semi-conducteur à gap direct :

Le minimum de la bande conduction et le maximum de la bande de valence sont à la même valeur k (généralement $k=0$) C'est par exemple le cas de GaAs Fig (II.2.a).

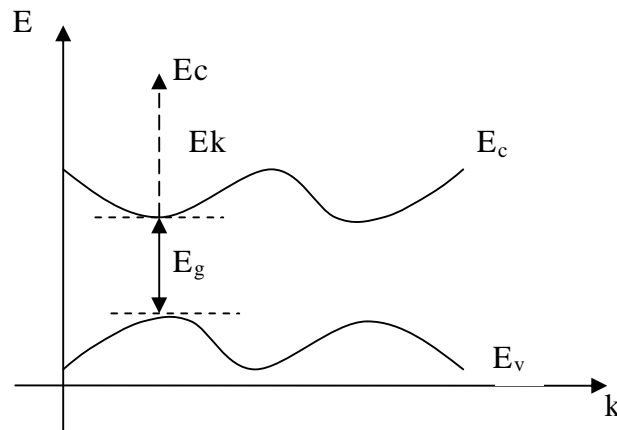


Fig (II .2.a) : semi-conducteur à gap direct.[1]

b- Semi-conducteur à gap indirect :

Le minimum de la bande de conduction n'est pas en face au maximum de la bande de valence. C'est le cas de Si. Fig (II.2.b)

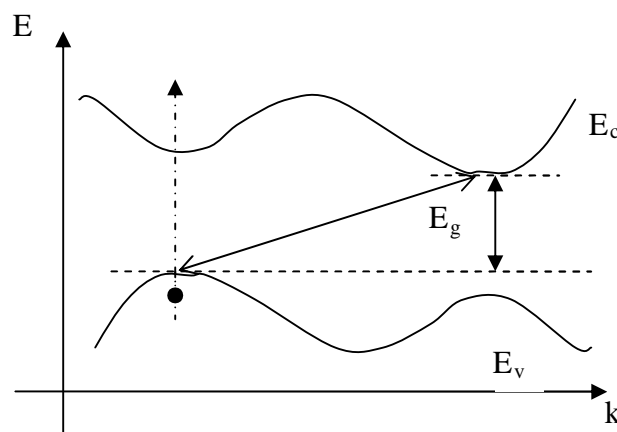


Fig (II.2.b) : semi-conducteur à gap indirect.[1]

II-4. Interaction photon / électron :

L'interaction entre un photon et un électron peut être assimilée à un choc élastique. La quantité de mouvement \vec{p} et l'énergie cinétique \vec{E} sont conservées.

Donc :

$$E_f - E_i = \pm h\nu \quad (\text{II. 4})$$

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \pm \vec{k}_{ph} \quad (\text{II. 5})$$

Le signe \pm est en fonction de l'absorption ou l'émission d'un photon.

On tenant compte des ordres de grandeurs, on conclut que :

$$|\vec{k}_{electron}| \gg |\vec{k}_{photon}| \quad (\text{II. 6})$$

L'équation (II. 5) devient alors :

$$\vec{k}_f = \vec{k}_i \quad (\text{II. 7})$$

L'absorption ou l'émission d'un photon s'effectue donc à vecteur d'onde constant.

Dans ce cas on dit que les transitions (optique) sont verticales dans l'espace des \vec{k} .

Dans le cas où le vecteur d'onde n'est pas conservé, les transitions sont obliques et non radiatives, c'est-à-dire ne mettent pas en jeu des photons.

II-5. Les différentes transitions :

On peut classer les transitions en deux catégories ; les transitions radiatives, qui mettent en jeu un ou plusieurs photons et des transitions non radiatives.

II-5.1. Transitions radiatives :

Nous allons voir les différents processus d'absorption ou d'émission des photons dans un semi-conducteur. On distingue trois grands processus radiatifs :

a- L'absorption :

Lorsque un semi-conducteur est soumis à une onde lumineuse, il absorbe un photon. Pour que ce processus d'absorption soit efficace, l'énergie $h\nu$ du photon doit au minimum être égale au gap du S.c .

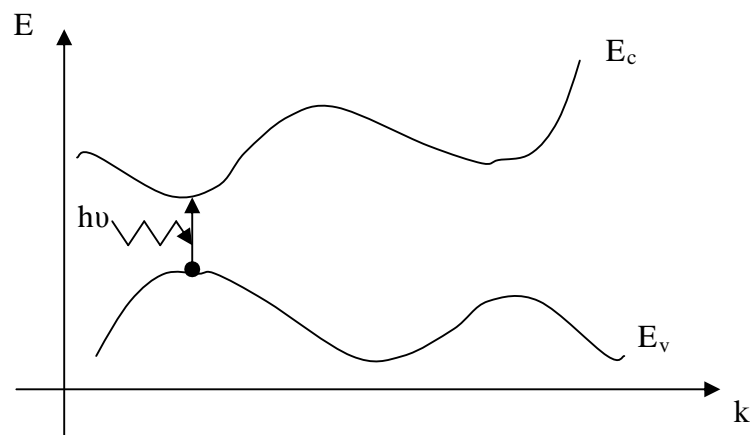


Fig (II.3.a) : processus d'absorption (gap direct) [1]

b- Emission spontanée :

Les états électroniques existés ne sont pas stables. Un électron de la bande de conduction peut retomber spontanément sur un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon. Ce processus est mis à profit dans les émetteurs du rayonnement tel que les diodes électroluminescentes.

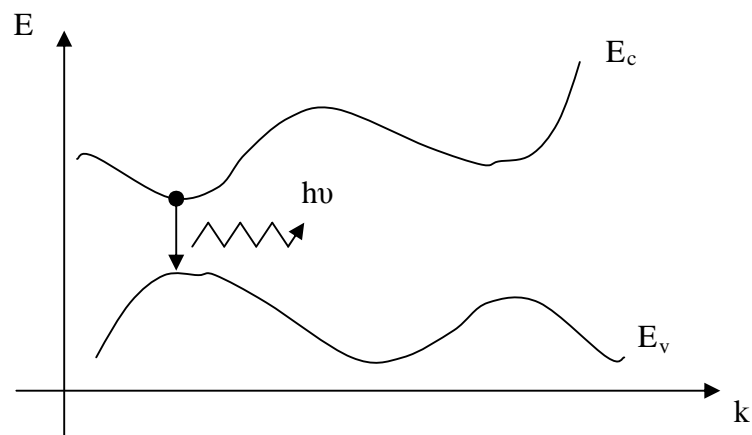


Fig (II.3.b) : mécanisme d'émission spontanée [1]

c- Emission stimulée ou induite :

Un photon présent dans le semi-conducteur peut induire la transition d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon qui a les mêmes caractéristiques que le photon incident. C'est ce processus qui nous intéresse car il est mis à profit dans les lasers à semi-conducteur.

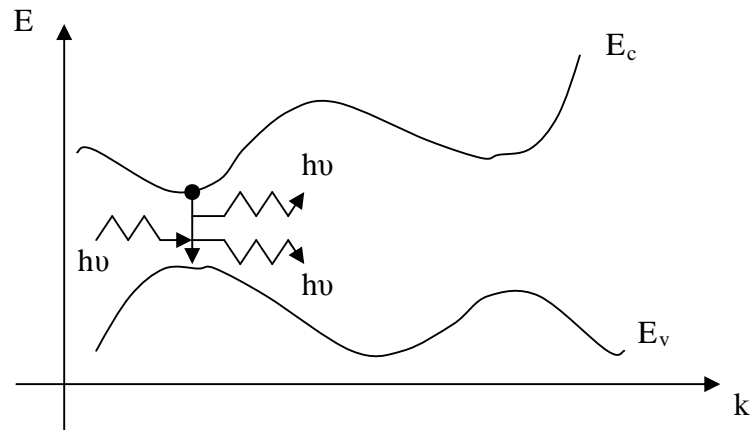


Fig (II.3.c) : Mécanisme d'émission stimulée (gap direct). [1]

Le processus de l'émission stimulée est à la base du fonctionnement des lasers à semi-conducteur. Afin que cette émission existe, il faut l'on ait, en régime permanent, une densité des porteurs dans un état excité plus importante que la densité des porteurs dans un état stable (sinon l'absorption des photons devient prédominant par rapport à l'émission stimulée) cette condition porte le nom "d'inversion de population" nous verrons plus tard comment réaliser cette condition.

II-5.2 : Transitions non radiatives :

Il existe plusieurs transitions "non radiatives" dans lesquelles les énergies absorbées lors de la génération d'une paire électron - trou ou dissipé par recombinaison, sont échangées finalement sous forme de phonons (quanta de vibration de réseau cristallin) en d'autre terme de chaleur. Les transitions les plus courantes sont :

➤ **Recombinaison Auger :**

Le mécanisme de recombinaison Auger est un processus de recombinaison bande à bande. Dans ce processus, l'énergie libérée par la recombinaison d'une paire électron - trou n'est émise sous forme d'un photon, mais elle est transmise à un autre porteur qui de cette façon est transféré à un niveau d'énergie plus élevé de la bande de conduction

➤ **Recombinaison shockley-read-hall (SHR) :**

Divers défauts dans le semi-conducteur sont à l'origine de la présence des niveaux profonds dans la bande interdite, et ces niveaux agissent comme des pièges pour les porteurs ou comme des centres de recombinaison non radiative. L'efficacité de ce processus dépend de la densité des niveaux profonds.

II-6. taux de recombinaison et durée de vie :

Chaque transition est caractérisée par un taux de recombinaison et une durée de vie associées aux porteurs concernés : le taux global d'émission radiative, noté R_r est donné par :

$$R_r = R_{sp} + g \quad (\text{II. 8})$$

Avec : R_{sp} est le taux d'émission spontanée dont l'expression est donnée par :

$$R_{sp} = \frac{\text{Variation des porteurs minoritaires}}{\text{Durée de vie radiative}} \quad (\text{II. 9})$$

Dans un semi-conducteur de type p : $R_{sp} = \frac{\Delta n}{\tau_r}$

La durée de vie radiative τ_r est liée à la densité des porteurs majoritaires par :

$$\frac{1}{\tau_r} = BP$$

Où : B : est le coefficient de la recombinaison radiative.

g : est le taux d'émission stimulée, ce taux est la différence entre le taux d'émission stimulée et le taux d'absorption .

Si $g > 0$: il y a amplification de rayonnement.

$g < 0$: le milieu absorbe le rayonnement.

Ce taux est proportionnel à la densité N_{ph} de photon incident $g = \tau_{st} \cdot N_{ph}$.

En ce qui concerne les transition non radiative, On peut également définir un taux de recombinaison global note R_{nr} . Ce taux est la somme de deux termes :

- un terme dû à une recombinaison Auger, dont la durée de vie est inversement proportionnel au carré des densités des porteurs.

$$\tau_A = \frac{\Delta n}{C_n p n^2 + C_p n p^2} \quad (\text{II. 10})$$

Où : C_n et C_p sont respectivement les coefficients de recombinaison Auger des trous et des électrons ($\text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$).

Un terme constant A_{nr} dû aux autres processus de recombinaison.

Dans un semi-conducteur de type P, le taux de recombinaison non radiative vaut :

$$R_{nr} = \frac{n}{\tau_{nr}} \quad (\text{II. 11})$$

$$\text{Avec : } \frac{1}{\tau_{nr}} = A_{nr} + C_{Auger} n^2 \quad (\text{II. 12})$$

Dans un dispositif émetteur, on a intérêt à favoriser le processus radiatif par rapport au processus non radiatif.

Les processus radiatifs et non radiatifs intervenant simultanément, on peut donc définir une durée de vie globale τ relié à un taux de recombinaison globale

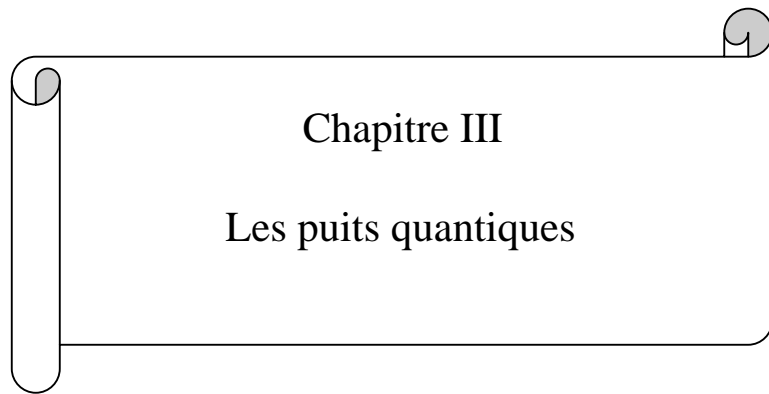
$$R = R_r + R_{nr}$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (\text{II. 13})$$

II.7 Rendement radiatif d'un semi conducteur :

On défini le rendement radiatif η d'un semi-conducteur par le rapport de taux de recombinaison radiatif et le taux de recombinaison global d'émission.

$$\eta = \frac{R_r}{R} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_r + \tau_{nr}}$$



Chapitre III
Les puits quantiques

III-1 Définition

Les puits quantiques sont des empilements de couches cristallines alternées, pouvant être aussi mince que quelques monocouches atomiques, de semi-conducteur de composition chimique différentes.

III-2 Fabrication des puits quantiques

La fabrication des puits quantiques dans un semi-conducteur se fait à l'aide des techniques croissances. Ces dernières sont basées sur l'épitaxie. Le procédé de l'épitaxie consiste à déposer des atomes d'une espèce chimique sur un cristal préexistant dont le paramètre de maille ou paramètre de cristallin est proche. Les deux techniques les plus courantes sont l'épitaxie par jet moléculaire ou (MBE Molecular Beam Epitaxy) et la MOCVD (Métal Organique Chemical Vapor Disposition).

III-3 Différents types de puits quantiques

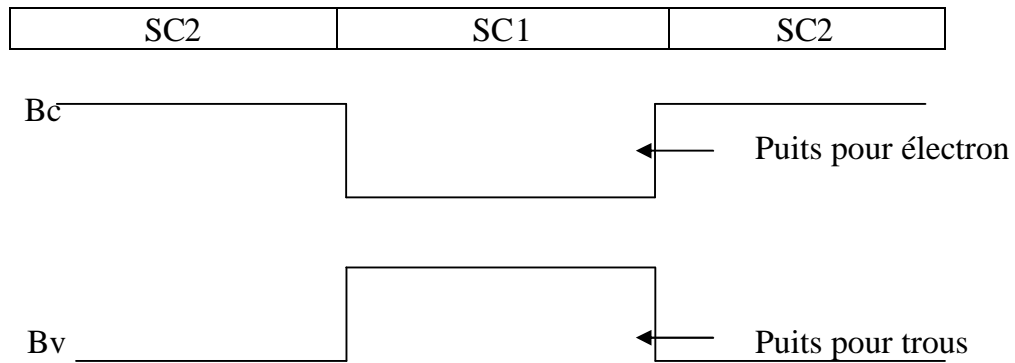
Considérons une hétérostructure constitué d'une couche de semi-conducteur SC_1 prise entre deux couches de semi-conducteur SC_2 , tel que $E_{g1} < E_{g2}$. La différence de gap ΔE_g est distribuée entre les bandes de la conduction et de valence de deux manière différentes suivant la différence les affinités électroniques des deux semi-conducteurs par conséquent on distingue deux types de puits quantiques qui présentent des propriétés différentes :

III-3-1 puits quantique de type I

Le diagramme énergétique de la structure des bandes d'un puits quantique de type I est représenté sur la figure (III.1). Dans ce cas, les extrema des bandes de valence et de conduction sont situés dans le même matériau, c'est-à-dire dans le même région de l'espèce. Si les porteurs sont injectés dans la structure, ces

porteurs seront confinés dans le puits de potentiel que constituent les extrema des bandes.

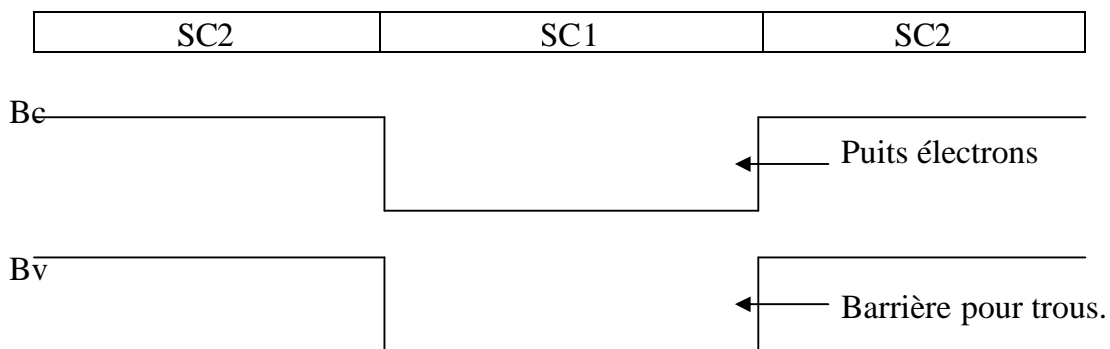
Dans ce type d'hétérostructure les recombinaisons sont importantes.



Fig(III-4) : Configuration des bandes de conduction et de valence dans un puits.

III-3-2 puits quantique de Type II

Le diagramme énergétique d'un puits quantique de type II est représenté sur la figure (III.2). Dans ce cas, les extrema des bandes sont spécialement séparés. Si des porteurs sont injectés dans cette structure, ils seront spécialement séparés et leur recombinaisons seront moins importantes.



Fig(III-2) : configuration des bandes de conduction et de valence dans puits quantique de type II. [1]

III-4 Energies et fonctions d'onde dans un puits quantique

Un puits quantique est constitué d'une couche d'épaisseur nanométrique comprise entre deux couches de matériau barrière. Pour le confinement des porteurs le matériau constituant le puits à une bande interdite inférieure à celle du matériau barrière.

Dans une approche de masse effective, on décrit la fonction d'onde électronique comme le produit de la fonction enveloppe et de la fonction de Bloche.

$$\Psi(r) = \varepsilon(z).e^{i(k_x x + k_y y)} \varphi(r) \dots\dots\dots(III.1). [1]$$

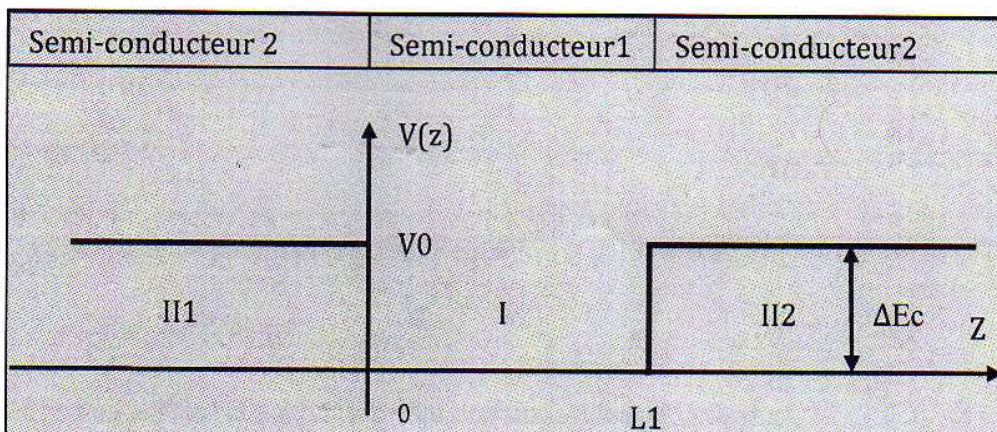
ou : $\varphi(r)$: est la fonction Bloch

$\varepsilon(z)$: Fonction enveloppe qui décrit la qualification de mouvement suivant « z ».

Si on prend en considération l'approximation de la masse effective, le mouvement suivant « z » est donné par l'équation de Schrödinger.

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \cdot \frac{d^2 \varepsilon(z)}{dz^2} + (E - V(z))\varepsilon(z) = 0 \dots\dots\dots(III.2). [1]$$

Avec : $V(z)$: c'est l'énergie de puits carré a une dimension, définie, on prenant origine des énergies le bas de la bande de conduction de SC₁. fig(III.3)



Fig(III.3) : potentiel de confinement

$$V(z) \Delta E_c \quad \text{pour : } z < 0 \text{ et } z > L_1 \dots\dots\dots(\text{III.3}).$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour : } 0 < z < L_1 \dots\dots\dots(\text{III.4}).$$

Les valeurs de l'énergie « E » décrivant la quantification des états électroniques dans la direction perpendiculaire à la structure.

Dans le plan de la structure le mouvement des électrons n'est pas affecté. Il en résulte une structure de sous bande d'énergie avec une quantification discrète

suisant K_z et une variation pseudo-continue suivante $K_{//} = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$.

L'énergie total d'un électron s'écrit :

$$E(K) = E_c + E + \frac{\hbar^2 K_{//}^2}{2m_c} \dots\dots\dots(\text{III.5}). [1]$$

Les énergies « E » des minima des différentes sous bandes sont évidemment fonction de la profondeur et de la langue de puits de potentiel.

III-4-1 puits de profondeur infinie

Un puits de profondeur infinie donne naissance à une infinité d'état. Si ΔE_c est très important, on peut supposer en première opposition que les électrons sont infinies dans l'espace $0 < z < L_1$ pour des murs de potentiel de hauteur infinie. Le potentiel s'écrit alors :

$$V(z) = \infty \quad \text{pour } z < 0 \text{ et } z > L_1 \dots\dots\dots(\text{III.6}).$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour } 0 < z < L_1 \dots\dots\dots(\text{III.7}).$$

Les conditions aux limites, définissent les constantes d'intégration de l'équation(III.2), sont par conséquence :

$$\varepsilon(z = 0) = 0$$

$$\varepsilon(z = L_2) = 0$$

Dans le puits de potentiel $V(z) = 0$, l'équation (III.2) s'écrit :

$$\frac{d^2 \xi(z)}{dz^2} + K^2 \cdot \varepsilon(z) = 0 \dots\dots\dots(\text{III.8}).$$

Avec : $K = \sqrt{2m_e \cdot E} / \hbar$

Les solutions de cette équation sont des sinusoides de la forme :

$$\varepsilon(z) = A \sin(Kz + \varphi) \dots\dots\dots(\text{III.9})$$

Les conditions aux limites permettent d'écrire :

$$\varepsilon(z = 0) = 0 \quad \text{donc : } \varphi = 0$$

$$\varepsilon(z = L_2) = 0 \quad \text{donc : } K = n\pi/L_1$$

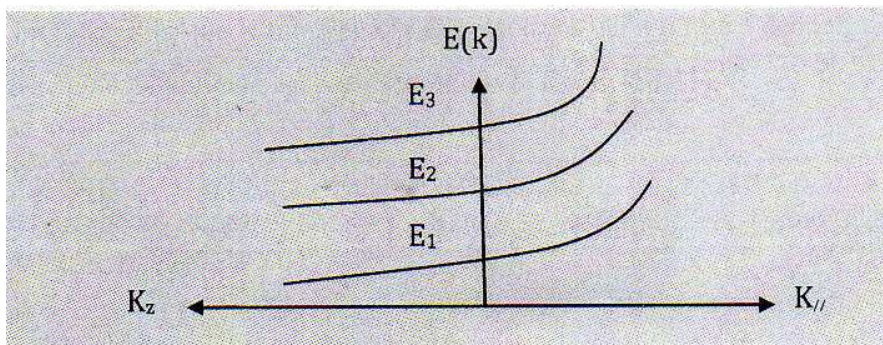
Compte tenu de la différence de K, l'énergie E est donnée par :

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}, \text{ soit } E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L_1^2} \dots\dots\dots(\text{III.10}).$$

L'énergie totale des électrons dans le puits de potentiel s'écrit donc :

$$E(K) = E_c + n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L_1^2} + \frac{K_{//}^2 \hbar^2}{2m_e} \dots\dots\dots(\text{III.11}).$$

Les énergies des minima des différentes sous bande de conduction varient comme « n² », avec « n » entier, les courbes de dispersion sont représentées sur la figure (III.4). la quantification des niveaux varie comme $\frac{1}{L_1^2}$. C'est -à- dire en raison inverse de carrée de la largeur du puits.



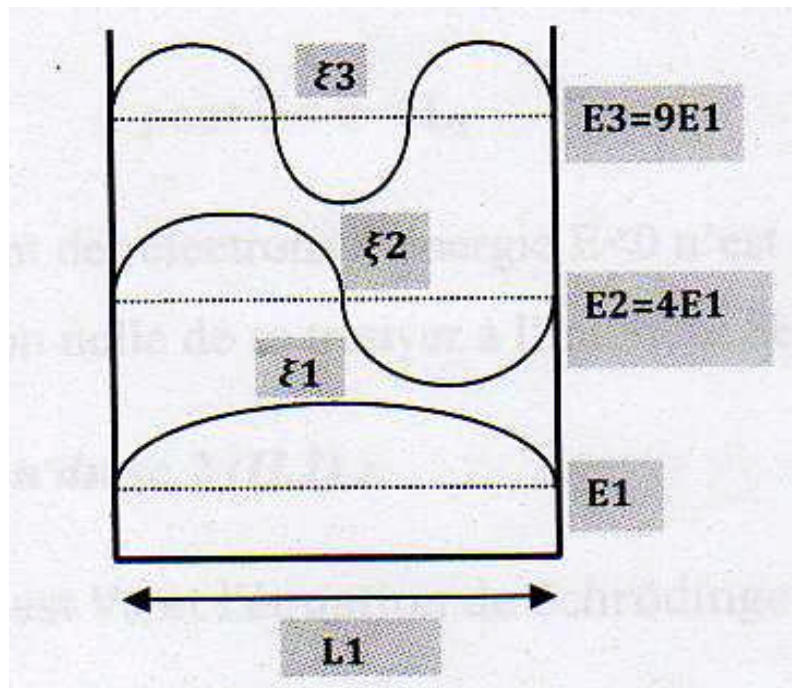
Fig(III.4) : structure des sous bandes d'énergie dans un puits de profondeur infini.

Il est évident que l'approximation du puits infini est d'autant moins justifiée que « n » est grand, et que « m_e » et « L₁ » sont petits.

Dans la mesure où φ = 0 et K = nπ/L₁, les fonctions d'ondes des électrons s'expriment de la façon suivante et sont solution de l'équation de Schrödinger :

$$\varepsilon_n(z) = \left(\frac{2}{L_1}\right)^{\frac{1}{2}} \sin\left(\pi n \frac{z}{L_1}\right) \dots\dots\dots(\text{III.12})$$

Ces fonctions d'ondes sont représentées sur la figure (III.5) pour les états « n=1,2 et 3 ».



Fig(III.5) : fonctions d'ondes dans un puits de potentiel infini. [1]

III-4-2 Puits de profondeur finie

Dans le cas d'un puits de profondeur infinie, le nombre d'états est limité. Ces fonctions d'ondes correspondantes sont des sinusoides dans les puits et des exponentielles o l'extérieur de celui-ci (dans les barrières).

Si on prenant $\Delta E_c = V_0$ la profondeur de puits de potentiel s'écrit :

$$V(z) = V_0 \quad \text{pour } z < 0 \text{ et } z > L_1 \dots \dots \dots \text{(III.13).}$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour } 0 < z < L_1 \dots \dots \dots \text{(III.14).}$$

Les électrons dont l'énergie $E < V_0$ ont une probabilité non nul de se trouver à l'intérieur du puits. Le potentiel carré délimite trois régions.

- **région II, $z < 0$**

Le potentiel est V_0 , l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\frac{d^2 \xi(z)}{dz^2} + \frac{2m_2}{\hbar^2} \cdot (E - V_0) \cdot \xi(z) = 0 \dots \dots \dots \text{(III.15).}$$

où : m_2 représente la masse effective des électrons dans de semi-conducteur SC_2 .

En posant $K_2 = \frac{\sqrt{2m_2(V_0 - E)}}{\hbar}$, l'équation (III.15) devient :

$$\frac{d^2 \xi(z)}{dz^2} - K_2^2 \cdot \xi(z) = 0 \dots \dots \dots \text{(III.16).}$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$\xi_{II}(z) = A e^{K_2 z} \dots \dots \dots \text{(III.17).}$$

- **région I $0 < z < L_1$**

Le potentiel est nul, l'équation (III.2) s'écrit :

$$\frac{d^2 \varepsilon(z)}{dz^2} + \frac{2m_1}{\hbar^2} E \cdot \varepsilon(z) = 0 \dots \dots \dots \text{(III.18).}$$

où m_1 représente la masse effective des électrons dans le semi-conducteur SC_1 .

En posant $K_1 = \sqrt{\frac{2m_1 E}{\hbar^2}}$ l'équation (III.18) s'écrit :

$$\frac{d^2 \varepsilon(z)}{dz^2} + K_1^2 \cdot \varepsilon(z) = 0 \dots \dots \dots \text{(III.19).}$$

La solution de cette équation est de la forme :

$$\varepsilon_I(z) = B \sin(K_1 z + \varphi) \dots \dots \dots (III.20).$$

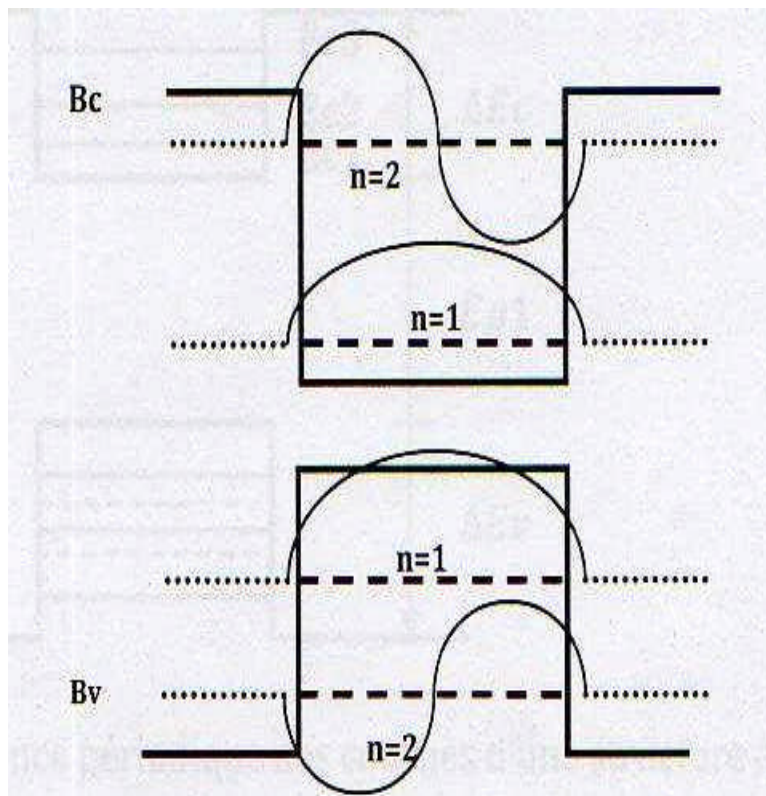
• **région II₂ z > L₁**

Le potentiel est à nouveau V₀, compte tenu de la condition $\varepsilon_{II_2}(z \rightarrow \infty) = 0$, la fonction d'onde s'écrit :

$$\varepsilon_{II_2}(z) = C \cdot e^{-K_2 z} \dots \dots \dots (III.21).$$

Notons que la structure de sous bande résultant de la différence ΔE_c des bandes de conduction existe de la même manière dans le puits de potentiel résultant de la différence ΔE_v des bande de valence.

Les niveaux d'énergie et la fonction d'onde sont représentés sur la figure (III.6).



Fig(III.6) : Niveaux d'énergie et fonctions d'ondes dans un puits de Profondeur finie. [1]

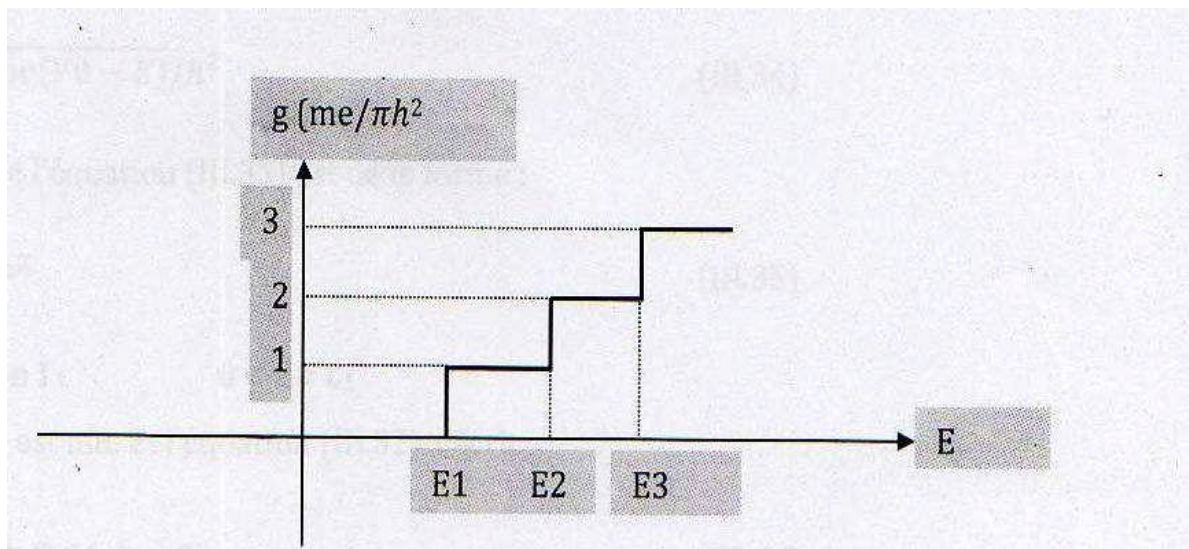
III.4.3. Densité d'état :

La densité d'état représente le nombre d'états permis par unité de volume. Dans un matériau à deux dimensions, la densité d'état s'écrit comme une série de fonction en marche d'escalier :

$$P^{2D}(E) = \frac{m_e}{\pi h^2} \cdot \sum_i H(E - E_i) \dots \dots \dots (III.22).$$

où : $H(E - E_i)$ est la fonction d'Heaviside.

La courbe représentant la densité d'état est représentée sur la figure(III.7).



Fig(III.7) : Densité d'état dans le matériau à 2D.

III.5 : Puits quantiques couplés

Considérons la structure du type SC2-SC1-SC2-SC1-SC2, représenté sur la figure (III.7). Les bandes de conduction des couches SC1 constituent des puits de potentiel de profondeur ΔE_c et de largeur L_1 , considérons pour simplifier l'étude, La première sous bande de conduction. La figure (III.7.b), représente, pour chacun des puits, l'énergie du bas de la première sous bande et la fonction d'onde des électrons dans leur mouvement suivant z . En l'absence de couplage ces fonctions

d'ondes sont données par les expressions (III.20 ,21 et 22) que l'on écrira, suivant les régions de l'espace, sous la forme suivante [1] :

$$z < z_1 \quad \xi_1(z) = Ae^{K_2(z-z_1)} \dots\dots\dots \text{(III.23).}$$

$$z < z < z_1 + L_1 \quad \xi_1(z) = B \sin(K_1(z - z_1) + \varphi) \dots\dots\dots \text{(III.24).}$$

$$z_1 + L_1 < z \quad \xi_1(z) = Ce^{-k_2(z-z_1)} \dots\dots\dots \text{(III.25).}$$

$$z < z_2 \quad \xi_2(z) = Ae^{K_2(z-z_2)} \dots\dots\dots \text{(III.26).}$$

$$z < z < z_2 + L_1 \quad \xi_2(z) = B \sin(K_1(z - z_2) + \varphi) \dots\dots\dots$$

(III.27).

$$z_2 + L_1 < z \quad \xi_2(z) = Ce^{-k_2(z-z_2)} \dots\dots\dots \text{(III.28).}$$

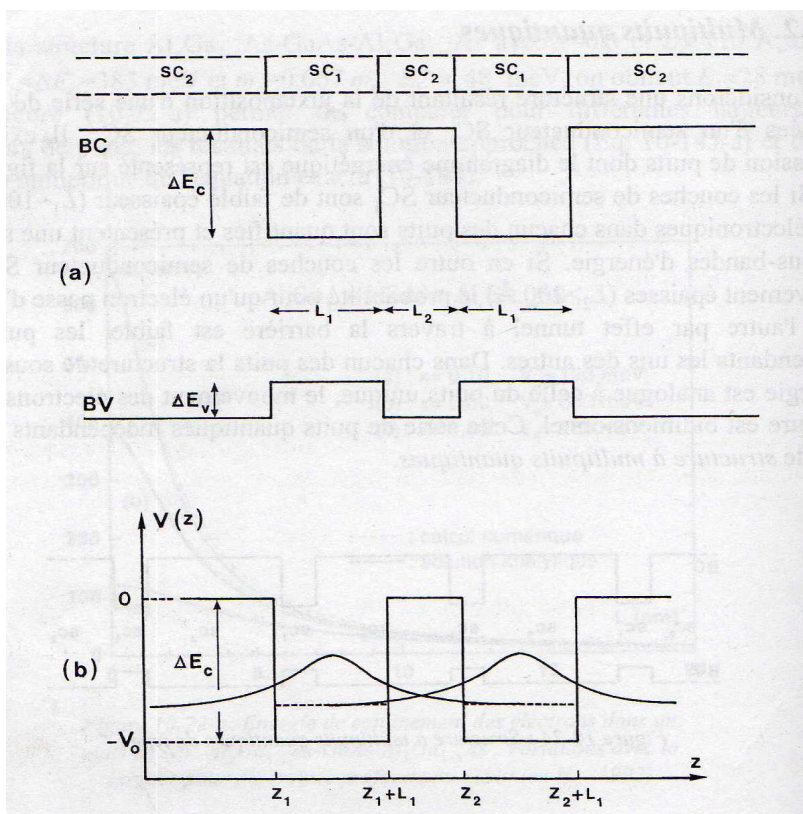
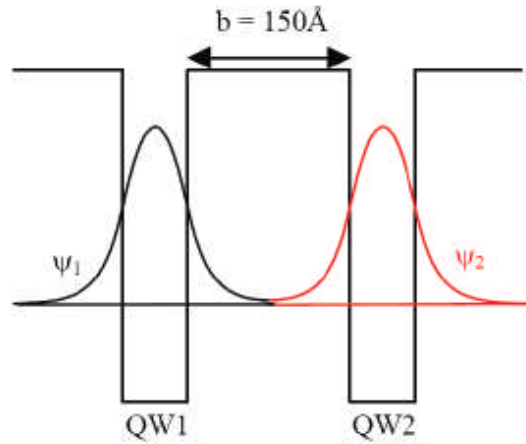


Figure (III.8): puits quantiques couplés [1]

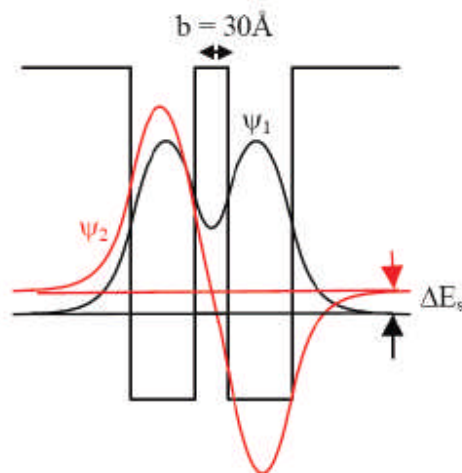
Si l'épaisseur L₂ du semi-conducteur SC₂ est grand, les fonctions d'ondes associées à chacun des puits, qui décroissent exponentiellement à l'extérieur du

puits (dans la barrière), sont nulles dans la région de l'espace occupé par l'autre puits. Les deux puits sont alors indépendants.



Fig(III.9) : Deux puits quantiques séparés par une barrière épaisse [7]

Si L_2 diminue, $\xi_1(z)$ est alors différent de zéro en $z < z_2$, la probabilité de présence de l'électron associé au puits 1, en $z < z_2$ est non nulle; cet électron voit le puit 2. la réciproque est vraie pour l'électron associé au puits 2. les états électroniques du puits 1 et du puits 2 sont couplés par effet tunnel.

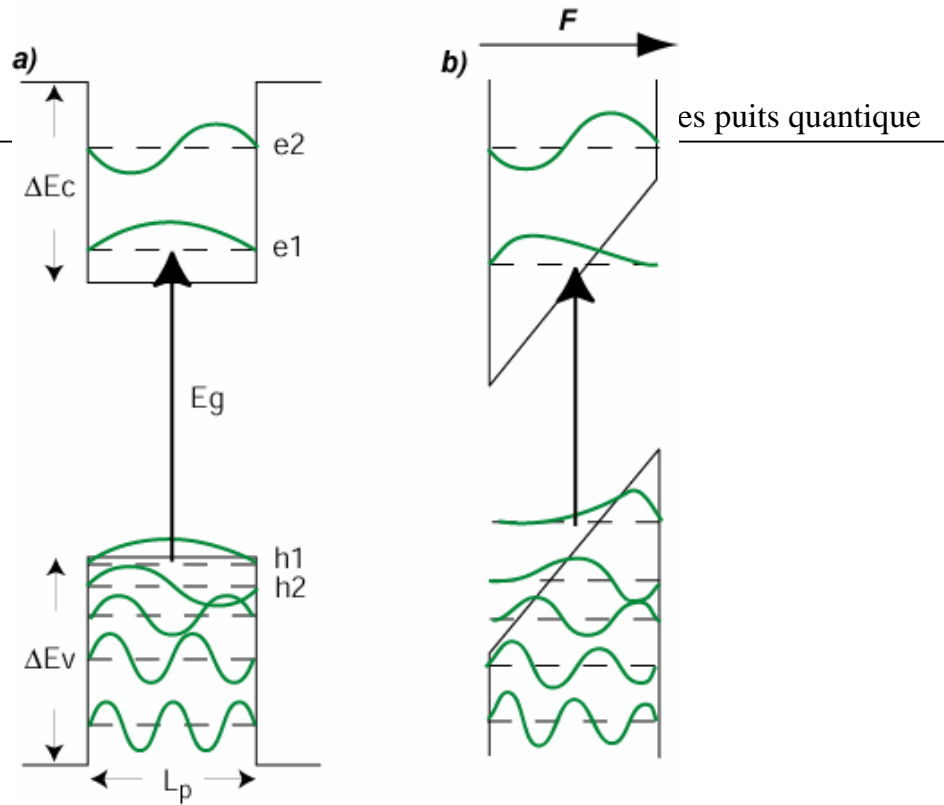


Fig(III.10) : Deux puits quantiques séparés par une barrière mince [7]

Si le puits de potentiel est étroit (faible largeur L_2), il s'y produit une quantification des niveaux d'énergie associées à des fonctions d'ondes dans la direction (z) et donnent un spectre discret de sous bande d'énergie bidimensionnelle. Les états discrets et autorisés pouvant être pris par les électrons et les trous sont déterminées en résolvant l'équation de Schrödinger et en s'assurant de la continuité de la fonction d'onde (fonction propre) et sa dérivée à l'interface (conditions aux limites). Les niveaux d'énergie sont déterminés en considérant le modèle de puits de potentiel de profondeur finie.

III-7 influence du champ électrique dans les structures à puits quantique

L'effet du champ interne sur l'énergie des transitions interbandes des puits quantiques est connu sous le nom « d'effet Stark quantique confiné », la présence d'une polarisation dans les différentes parties d'une hétérostructure induit la présence d'un champ électrique. Ce gradient de potentiel a pour effet d'incliner les bandes de conduction et de valence dans le puits quantique (figIII.12). Cette inclinaison de bande dans le puits va avoir pour effet de modifier la position des niveaux confinés. Plus précisément les énergies de transition dans un puits en présence d'un champ électrique sont diminuées par rapport au cas d'un puits de forme carré sans champ.



Fig(III.12) : Etat en bande de conduction et en bande de valence pour puits quantique sans champ (a) et avec un champ dans la direction de croissance (b). [3]

L'influence du champ interne sur la position des niveaux d'énergie n'est pas le même pour les puits minces ($L_p < 1\text{mm}$) et les puits épais ($L_p > 2\text{mm}$). La figure (III.13) illustre le profil de la bande de conduction dans les deux cas pour le puits de 1mm, il y a seulement deux niveaux confinés en bande de conduction, dont « e_2 » est très proche de la barrière. Le niveau fondamental « e_1 » se trouve en dehors du potentiel triangulaire et sa position est peu sensible à la valeur du champ interne. Le confinement est donc déterminé principalement par la largeur du puits, la position de deuxième niveau « e_2 », va dépendre fortement de la discontinuité en bande de conduction. Nous voyons qu'en réduisant la largeur du puits le premier niveau va être de plus en plus confiné alors que « e_2 » est verrouillé dans la barrière.

Pour le puits épais (de 2nm), les deux premiers niveaux sont confinés par le potentiel triangulaire. La position et l'écart entre ces niveaux sont déterminés exclusivement par la valeur du champ.

En conclusion, nous remarquons que le champ interne joue un rôle très important sur les énergies des transitions inter bande (via effet Stark confiné) et inter sous bandes dans les puits épais ($L_p > 2\text{nm}$). Pour les puits plus fins, l'énergie de la transition « $e_2 - e_1$ » est moins sensible à la valeur du champ mais plus sensible à la discontinuité en bande de conduction.

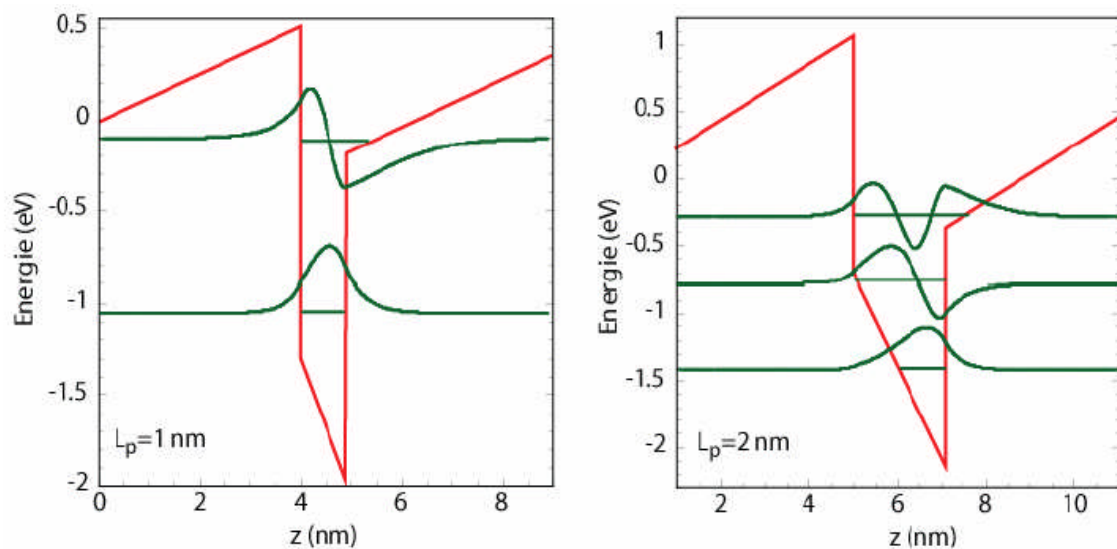
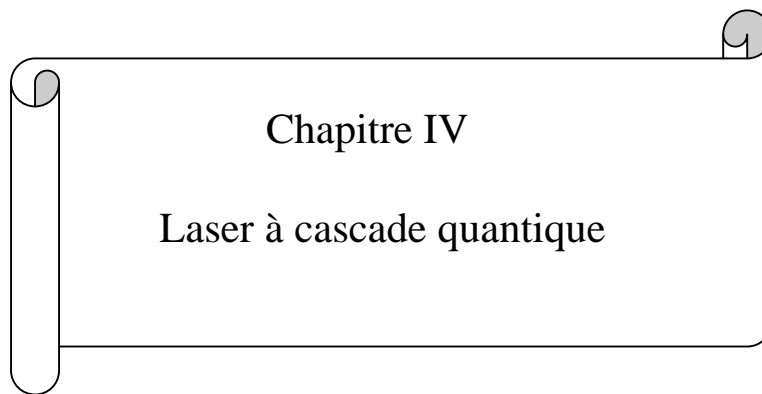


Fig (III-13). Profil de la bande de conduction d'un puits de 1 nm (gauche) et 2 nm (droite).



Chapitre IV

Laser à cascade quantique

IV-1 rappels sur la physique des lasers

IV-1-1 historique de laser

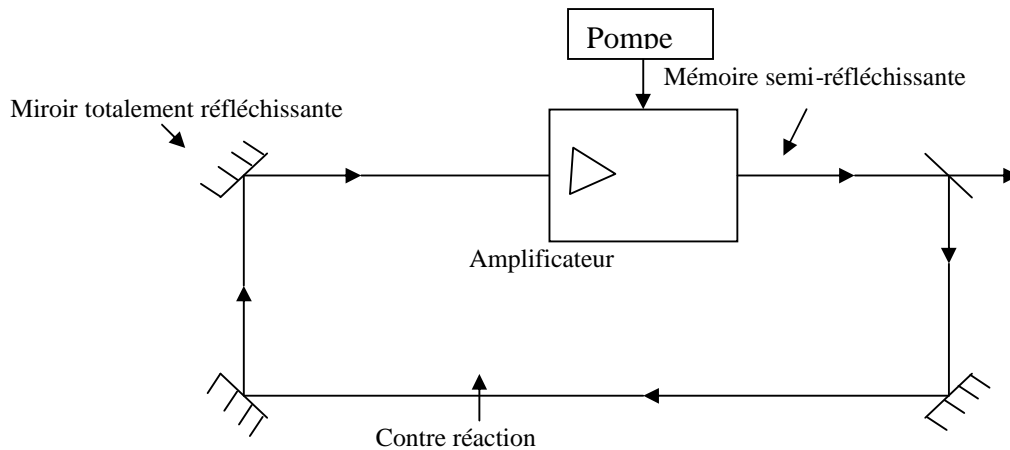
Historiquement l'aventure de laser commence en 1917 quand Einstein découvre l'existence de processus d'émission stimulée, c'est-à-dire l'émission d'un photon commandé par un autre photon. En 1951 Weber et Townes aux états unis, et en 1954 Basov et Prokhorov en union soviétique, proposent d'utiliser l'émission stimulée pour amplifier les hyperfréquences(MASER). Le premier laser fut construit en juillet 1960 par Maiman à la Hughes Aircraft company : c'est le laser à Rubis. Dès lors, de nombreuses recherches se développent et les différents type de laser, solide, à gaz sont réalisés. En ce qui concerne le laser à semi-conducteur, dès 1958, Airgrain émet l'hypothèse de l'utilisation des semi-conducteurs pour obtenir un effet laser, le premier laser est réalisé avec de l'arseniure de Gallium (Ga As) en 1962 .

IV-1-2 Structure d'un laser :

Tout laser est constitué de trois éléments: un milieu amplificateur, une cavité résonante et une source de pompage . La figure (IV-1) représente le schéma synoptique d'un laser.

-Milieu amplificateur : est un milieu optiquement actif qui transforme en photons l'énergie injectée par le pompage et dans laquelle il y a du gain (émission stimulée)

-Cavité résonante : permet la rétroaction d'une partie de ces photons sur le milieu qui les a émis



Fig(IV.1) : Schéma synoptique d'un laser

L'effet laser se produit lorsque, d'un part, l'émission stimulée devient prépondérante par rapport à l'émission spontanée (inversion de population) et, d'autre part, le gain dans le milieu amplificateur devient supérieur aux pertes optiques dans la cavité (pertes par propagation et pertes par réflexion sur les miroirs).

IV-1-3 Quelques types de pompage :

Dans le cas d'un laser solide ou d'un laser à semi-conducteur, il existe trois types de pompage :

- **Le pompage optique :**

Le matériau laser est pompé par une excitation optique : soit un flash lumineux très intense soit un autre laser de longueur d'onde plus courte appelé « laser de pompe ».

- **Le pompage par injection électrique :**

C'est la technique standard utilisée dans les diodes laser. L'excitation se fait par un courant électrique circulant entre des régions dopées « n » et « p » de la diode laser.

- **Le pompage électrique :**

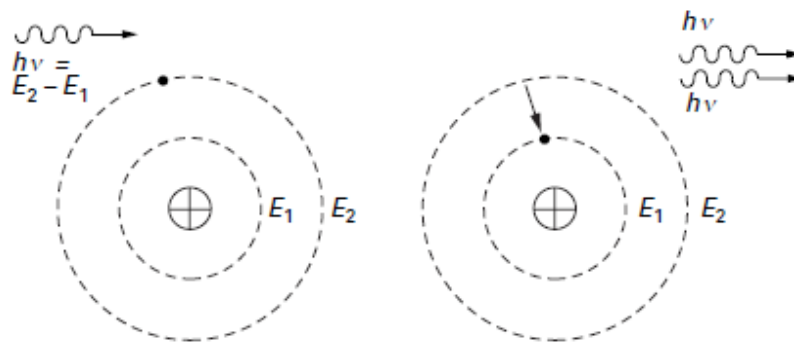
Dans ce type de pompage, le milieu actif est excité par un faisceau d'électrons accélérés sous une tension de l'ordre d'une dizaine de kilovolts.

IV-1-4 Principe de fonctionnement d'un laser

Un laser est un amplificateur de lumière faisant appel à l'émission stimulée (ou induite)

➤ **Emission stimulée :**

Lorsque un atome à l'état excité « E_2 » interagit avec un photon incident d'énergie « $h\nu$ », et si cette énergie correspond à une différence de niveau intrinsèque « E_1-E_2 » de valeur identique, la particule active retourne au niveau « E_1 » en émettant un nouveau photon qui exactement les mêmes fréquences, phase et direction que le photon incident. C'est ce qu'on appelle l'émission stimulée (voir Fig IV.2). Dans un laser, cela se fait à grande échelle, sur un très grand nombre d'atomes identiques.

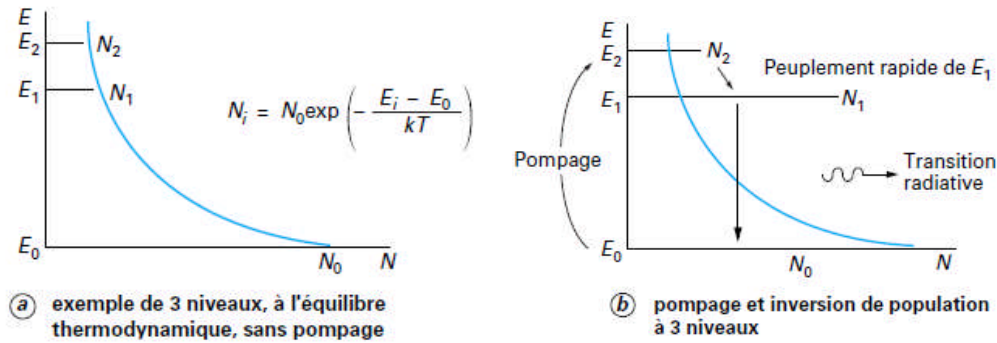


Fig(IV.2) :Processus d'émission stimulée [8]

➤ **Inversion de population :**

Pour obtenir un effet d'émission stimulée sur un grand nombre d'atomes, il faut fournir de l'énergie au milieu matériel afin que ses atomes soient pour la plupart dans un niveau excité « E_2 » que dans leur niveau fondamental « E_1 ». L'idéal étant de maintenir la condition « $N_2 > N_1$ » (N_1 est la population d'atomes sur E_1 et N_2 est la population d'atomes sur le niveau excité E_2) afin

de disposer d'une réserve permanente la particule active excités susceptibles d'émettre : cette condition constitue une inversion de population (figure IV.3).



Fig(VI.3) : Principe d'inversion de population. [8]

➤ L'effet laser :

L'inversion de population étant réalisée, regardons ce qui se passe lorsque l'un des la particule active émet un photon de fréquence $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ 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. C'est 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.

➤ Un milieu actif, une cavité et deux miroirs (cavité résonante) :

Pour obtenir un effet laser efficace, on place le milieu optiquement actif - c'est-à-dire les atomes qui subissent l'inversion de population et l'émission stimulée- dans une cavité entre deux miroirs disposés face à face. Ainsi chaque photon fait plusieurs allers et retours, d'où un nombre plus important d'émission induites par lui. Il reste à aménager une ouverture pour qu'une partie de rayonnement

s'échappe de la cavité, formant ainsi le rayon laser. Pour ce faire, il suffit qu'un des deux miroirs soit partiellement réfléchissant.

IV-1-5 Durée de vie des photons

On associe ce paramètre au temps qu'il faut à un photon pour traverser la cavité résonante, soit :

$$t_1 = \frac{L}{c} \dots\dots\dots(IV.1).$$

Où : c : représente la vitesse du photon.

L : la longueur de la cavité.

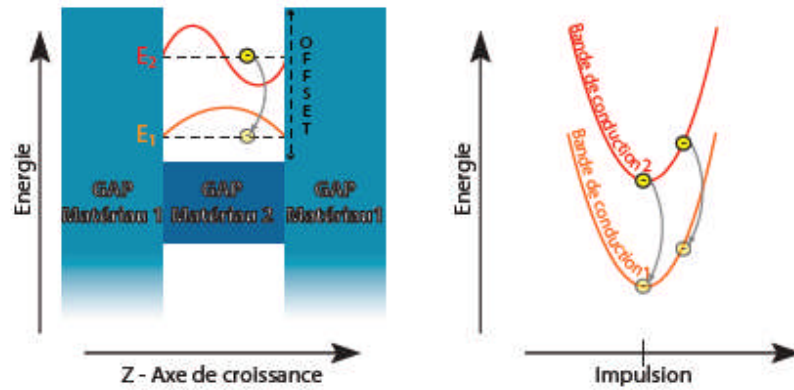
Si « R » le coefficient de réflexion des miroirs, la durée de vie du photon est donnée par :

$$T_1 = \left(\frac{t_1}{1-R} \right) = \frac{L}{c \cdot (1-R)} \dots\dots\dots(IV.2).$$

IV-2 Laser à cascade quantique

IV-2-1 description de laser à cascade quantique

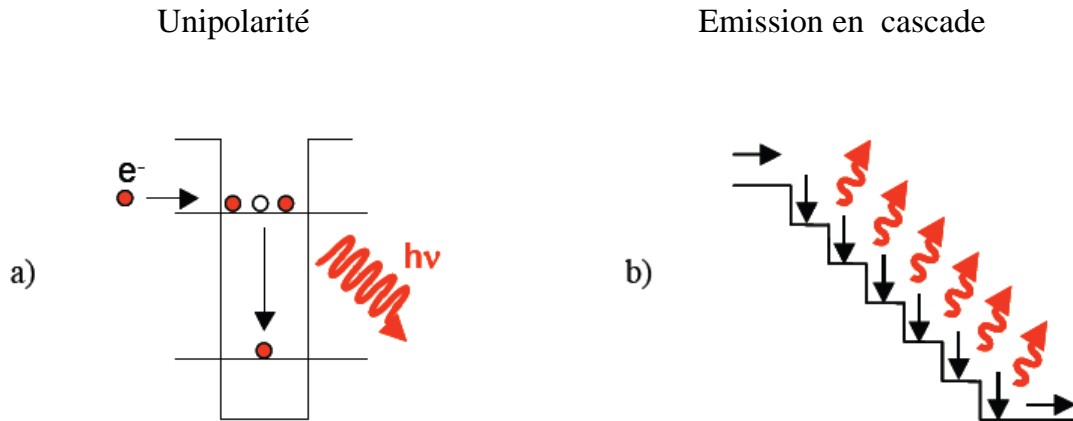
Laser à cascade quantique est un dispositif unipolaire. Il met en jeu un seul type de porteur de charge, circule sur toute la structure. Il exploite non pas les transitions inter-bande mais les transitions électronique entre sous bandes résultant de la quantification de la bande de conduction dans une heterosructure. Les transitions intersousbandes ont comme propriété d'être plus rapides que les transitions interbandes. La raison principale tient à la durée de vie très courte des électrons dans les sous-bandes excitées, car ceux-ci communiquent très rapidement leur énergie au cristal en émettant des phonons.



Fig(IV.4) : Transition intersubbande

Le pompage de leur zone active est électrique et leur structure est alors conçue pour amener les porteurs dans la sous bande excitée de la transition radiative. En suite, la zone active de ce laser est composée de « N » zones d'émission juxtaposées qui, sous polarisation, s'alignent entre elle de telle sorte qu'un électron peut, après désexcitation radiative, passer dans la prochaine zone émissive : le porteur est ainsi utilisé plusieurs fois pour émettre en cascade « N » photon.

La longueur d'onde d'émission du laser n'est pas déterminée par la gap des matériaux semi-conducteurs, comme pour les lasers interbandes, mais par une astucieuse ingénierie quantique des niveaux électronique dans les puits quantiques.



Fig(IV.5) : principe de base du fonctionnement de laser à cascade quantique. [6]

- a. l'émission de lumière est issue d'une transition inter sous bande et la zone émissive est pompée électroniquement.
- b. Plusieurs zones émissives sont juxtaposées et sous polarisation, un porteur est utilisé plusieurs fois pour mettre en cascade des photons.

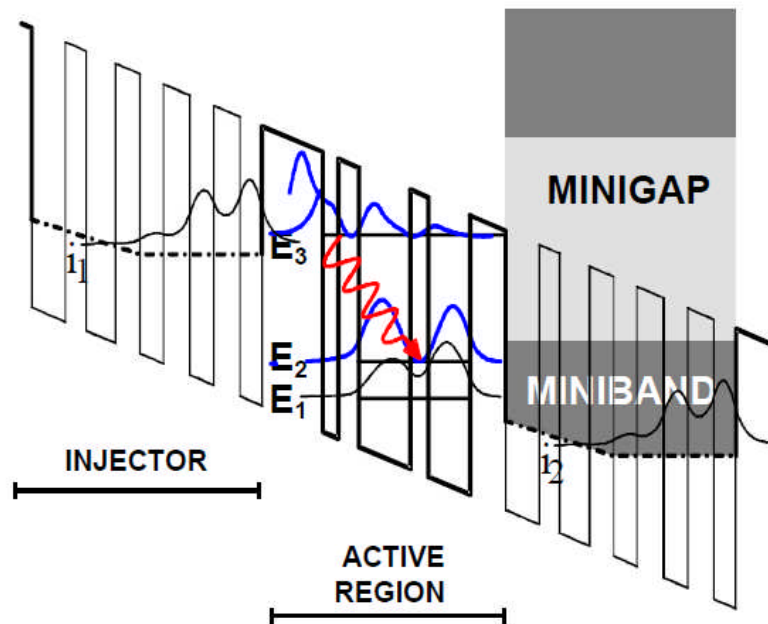
IV-2-2 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement du laser à cascade quantique (LCQ) est illustré sur la figure(IV.5) qui présente le diagramme énergétique du minimum de la bande de conduction de la structure sous polarisation. La structure est périodique et répété « N » fois, chaque période peut être subdivisé en deux zones :

- une zone d'émission, où a lieu la transition intersubbande radiative du laser, également appelée zone active.
- Une zone de transport, appelée zone d'injec

a. La zone d'émission

La zone d'émission est constituée typiquement de trois ou quatre puits quantique couplés, auxquels sont associés des sous bandes d'énergie au sein de la bande de conduction fig(IV.6). La transition entre les niveaux E_3 et E_2 étant radiative par contre la transition entre les niveaux E_2 et E_1 est non radiative.



Fig(IV.6) : Profil de la bande du conduction d'un laser à cascade quantique sous l'application d'un champ électrique. [7]

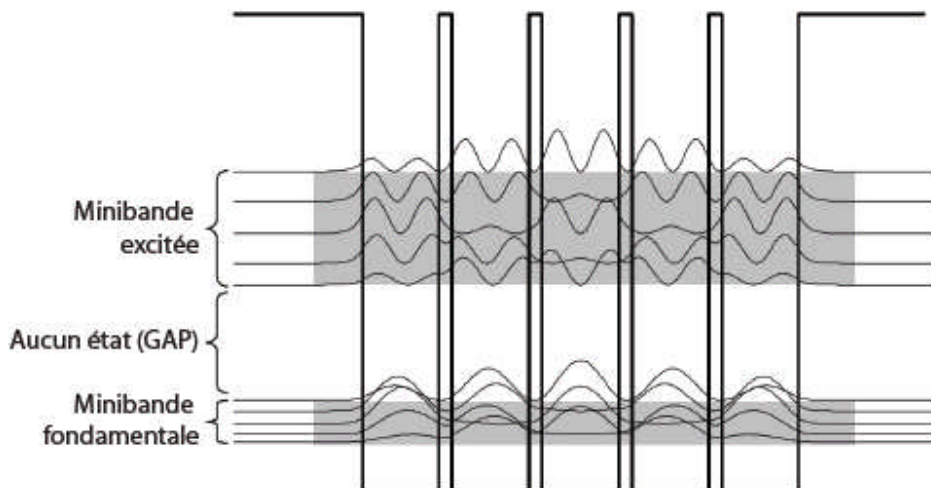
L'inversion de population est réalisée entre les sous bandes excitées « $n=3$ » et « $n=2$ ». La sous bande trois est peuplée par injection tunnel depuis la zone de transport, la sous bande « 2 » est ensuite dépeuplé vers la soubande 1 via des transitions non radiatives qui sont favorisées par la résonance entre l'énergie de la transition E_{21} et l'énergie du phonon LO (longitudinal optique) du matériau puits. Finalement, l'état E_1 est dépeuplé par effet tunnel via un superréseau qui permet le transport et l'injection des porteurs vers la région active suivante.

Dans ce système, les injecteurs sont conçus à la fois pour assurer la conduction des électrons entre deux régions actives, mais aussi pour confiner les porteurs dans l'état E_3 de la zone active et leur interdire de fuir dans le continuum d'énergie de la bande de conduction. L'empilement de plusieurs périodes de la structure permet de maximiser le recouvrement du mode optique guidé avec la zone de gain

L'amplification optique résulte de transition radiative entre les sous bandes « 3 » et « 2 ». Le motif est répété un certain nombre de fois dans la structure, un même électron injecté à l'entrée peut créer plusieurs photons en cascade, le rendement quantique peut de ce fait être supérieur à 1.

b. La zone de transport

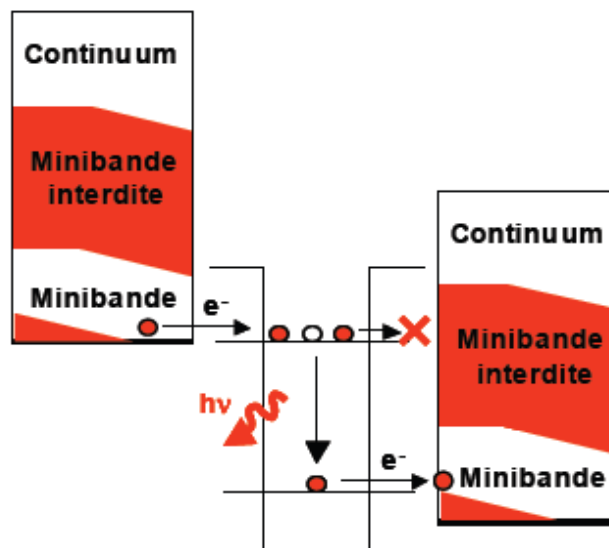
La zone d'injection est constituée d'un empilement de couches qui forme un super-réseau. L'ensemble des fonctions d'onde des différents puits quantiques forme au sein de la bande de conduction un continuum appelé minibande. Sur la figure (IV.7) les deux minibandes sont séparées entre elles par un mini gap (ou mini bande interdit). En jouant sur l'épaisseur des puits et barrière constituant le super-réseau, on modifie la position et la taille de ces mini-bandes).



Fig(IV.7) : Formation des minibandes et des mini-gap. [7]

La figure (IV.8) présente schématiquement la position relative des mini-bandes de deux zones de transport consécutives de fonctionnement. On peut extraire de ce schéma les principales fonctions de la zone de transport qui garantit :

- le transport des électrons vers la sous bande excitée de la zone d'émission.
- Le blocage par mini-bande interdite du transport des électrons de la sous bande excitée vers le continuum, obligent les électrons à se désexciter par la transition intersousbande.
- L'extraction des porteurs désexcités de la sous bande fondamentale vers la zone d'émission suivante :

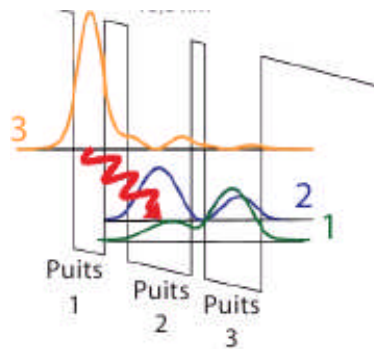


Fig(IV.8) : Position relative des mini-bandes de deux zones de transport consécutives sous polarisation de fonctionnement. [6]

On note l'existence de deux types de transition dans la structure à puits quantiques couplées:

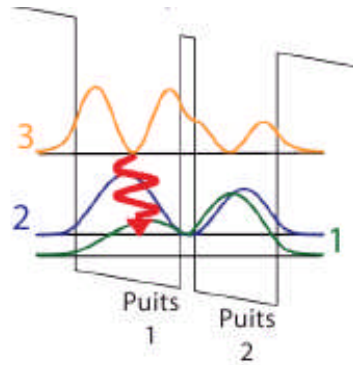
Transition diagonale: Lors d'une transition diagonale (indirecte), l'électron émet

un photon en passant du niveau 3 fortement localisé dans le premier puits au niveau 2 localisé dans le second puits par effet tunnel. Le deuxième et le troisième puits sont choisis de façon à accorder la transition 2 vers 1 en résonance avec un phonon optique longitudinal. La longueur d'onde d'émission du photon émis lors de la relaxation de l'électron du niveau 3 vers le niveau 2 dépend donc uniquement de la largeur du premier puits. Le très faible recouvrement spatial entre les niveaux 3 et 2 réduit la force d'oscillateur de la transition optique associée.



Fig(IV.9) : Transition diagonal, l'électron passe par effet tunnel du premier puits au deuxième puits. [7]

Transition verticale (directe): Sont le plus souvent réalisées à partir de deux puits quantiques, comme dans le cas de la figure(). Dans les sousbandes 2 et 3, les électrons sont principalement localisés dans le premier puits. L'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde associées à ces états est grande, on parle alors de transition verticale.



Fig(IV.10) : Transition vertical [7]

IV-2-3 Equations bilan d’un laser à cascade quantique

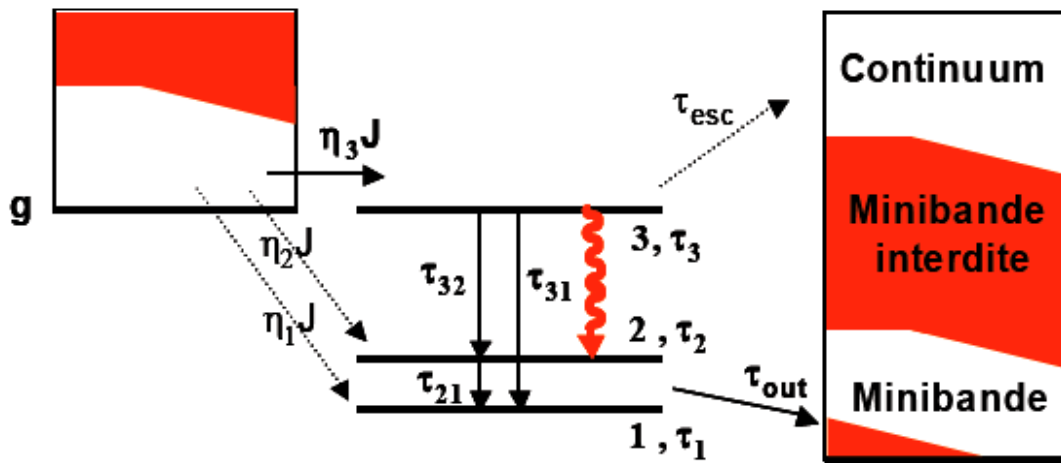
a- Description de système étudié

On considère une zone d’émission à 3 sous bandes, la transition intersousbande « 3-2 » est radiative. La figure (IV.9) schématise les différentes interactions mise en jeu dans une période. Sur ce schéma, « J » est la densité de courant, « η_3 » est l’efficacité d’injection de courant dans la sousbande « 3 », « τ_i » est la durée de vie des électrons avec $i=1,2,3$. τ_{ij}^{-1} est le taux d’interaction électron-photon par laquelle un électron de la sousbande « i » se désexcite vers la sousbande « j », τ_{esc}^{-1} est le taux d’échappement des électrons vers le continuum, τ_{out}^{-1} est le taux d’extraction (d’injection) des électrons dans la mini-bande de la zone de transport suivante. On considère que les électrons sont injectés sur le niveau « 3 » qui est le niveau le plus élevé, avec une efficacité de 100%. La durée de vie totale de ce niveau « τ_3 » s’exprime [6] :

$$\tau^{-1} = \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1} + \tau_{esc}^{-1} \dots\dots\dots(IV.3)$$

Pour le niveau « 2 » on a :

$$\tau_2^{-1} = \tau_{21}^{-1} + \tau_{out}^{-1} \dots\dots\dots(IV.4)$$



Fig(IV.11) : processus de relaxation électronique en jeu dans un laser à cascade quantique. [6]

b- Equations bilan

On pose « N_2 » et « N_3 » les densité surfaciques de porteurs dans les sous bandes 2 et 3 respectivement et « s » la densité surfacique de photons dans une période de longueur « L_p ». Les équations d'évolution des populations sont [6]:

$$\dot{N}_3 = \frac{J}{q} - \frac{N_3}{\tau_3} - \frac{c}{n} \sigma_p \Gamma_p \cdot S (N_3 - N_2) \dots\dots\dots(IV.5)$$

$$\dot{N}_2 = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_2} + \frac{c}{n} \sigma_p \Gamma_p \cdot S (N_3 - N_2) \dots\dots\dots(IV.6)$$

$$\dot{S} = \frac{c}{n} (\sigma_p \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2) - \alpha) \cdot S + \beta \frac{N_3}{\tau_{spont}} \dots\dots\dots(IV.7)$$

Où « Γ_p » est le recouvrement du mode optique avec une période, « α » correspond aux pertes totales subies par le mode oscillant avec $\alpha = \alpha_{wg} + \alpha_m$, où α_{wg} sont les pertes de guide optique et α_m sont les pertes miroirs, pertes subies à chaque aller-retour au niveau des facettes du laser et définies pour une cavité de longueur L pour $\alpha_m = \frac{1}{2L} \cdot \ln(R_1 \cdot R_2)$, où R_1 et R_2 sont des coefficients de réflexion des facettes du laser, cS/n est le flux linéique des photons, « σ » est la section efficace optique linéique pour une période, β est la fraction d'émission spontanée émise dans le mode laser. Ce terme sera négligé par la suite car le taux d'émission spontanée est nettement plus faible que le taux d'émission stimulée.

c- Expression de la différence de population (N_3-N_2) en régime stationnaire

On se place en régime stationnaire : $\dot{N}_3 = \dot{N}_2 = 0$; reprenant les équations (IV.5) ET (IV.6) on obtient :

$$N_3 = \tau_3 \left(\frac{J}{q} - \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) \dots\dots\dots (IV.8)$$

$$N_2 = \tau_2 \left(\frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) \dots\dots\dots (IV.9)$$

En reprenant l'expression de « N_3 » de l'équation (IV.8) :

$$N_2 = \tau_2 \left(\frac{\tau_3}{\tau_{32}} \left(\frac{J}{q} - \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \right) \dots\dots\dots (IV.10)$$

La différence entre les équations (IV.8) et (IV.10) permet d'écrire :

$$N_3 - N_2 = \frac{J}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] - \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot (N_3 - N_2) \cdot \left[\tau_2 + \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \dots\dots(\text{IV}.11)$$

Par la suite, la différence de population « $N_3 - N_2$ » dans une période devient :

$$N_3 - N_2 = \frac{\frac{J}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right]}{1 + \frac{c}{n} \sigma \cdot \Gamma_p \cdot S \cdot \left[\tau_2 + \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right]} \dots\dots\dots(\text{IV}.12)$$

d- Expression de l'inversion de population en cavité froide

la cavité dite froide dans un régime de fonctionnement dans le quel aucun photon n'est généré ($s=0$). Dans ce cas, en reprenant l'équation (IV.12), on obtient :

$$N_3 - N_2 = \frac{J}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] \dots\dots\dots(\text{IV}.13)$$

La différence entre les populations des sous bande 3 et 2 en cavité froide, donnée par l'expression (IV.13), augmente donc linéairement avec la densité de courant injecté dans le laser.

On voit que la condition d'inversion de population se ramène à :

$$N_3 - N_2 > 0 \Rightarrow \tau_{32} > \tau_2 \dots\dots\dots \text{IV}.14)$$

e- Expression du gain

On considère dans un premier temps un laser constitué d'une seule période. L'oscillation laser est atteinte lorsque le gain modale du laser à une période « p », $G_m^{(p)} = \sigma \cdot \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2)$ égalise complètement les pertes totales :

$$\sigma \cdot \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2) = \alpha \dots\dots\dots(\text{IV.15})$$

Dans le cas d'une zone active constituée de N_p périodes, l'oscillation laser se produit quand :

$$G_m = \sum_{p=1}^{N_p} G_m^{(p)} = \sigma \sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p \cdot (N_3 - N_2)_p = \alpha \dots\dots\dots(\text{IV.16})$$

- Expression des densités de courant de seuil

Le seuil d'oscillation du laser est atteint lorsque $G_m = \alpha$ du système, en reprenant l'équation (IV.16) :

$$G_m = \sigma \cdot \sum_{p=1}^{N_p} \Gamma_p \cdot \frac{J}{q} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_{32}} \right) \right] = g \cdot \Gamma \cdot J = \alpha \dots\dots\dots(\text{IV.17})$$

Où « g » est le coefficient de gain du laser à cascade quantique.

La densité de courant de seuil d'un laser à cascade quantique s'écrit alors :

$$J_{th} = \frac{\alpha}{g\Gamma} \dots\dots\dots(\text{IV.18})$$

IV.2.4- Guide d'onde pour un laser à cascade quantique

Un guide d'onde permet d'acheminer une onde d'un point à un autre de l'espace. Dans la direction guidée, perpendiculaire à la direction de propagation, les dimensions de l'onde guidée sont finies : on dit qu'elle est confinée. Un guide permet donc de concentrer et propager l'énergie transportée par une onde. Les fibres optiques, largement répandues dans le domaine des télécommunications pour le transport d'informations constituent une bonne illustration du guidage de la lumière. D'une manière générale, un guide est constitué d'une zone centrale appelée coeur, dans lequel le mode guidé est confiné, et d'une zone externe appelée gaine (Figure IV-12). D'un point de vue géométrique, une onde peut se propager dans le guide en restant concentrée dans son coeur grâce aux réflexions totales internes qu'elle subit aux interfaces coeur/gaine. Une condition nécessaire au guidage est donc que l'indice de réfraction n_0 du matériau constituant le coeur soit supérieur à l'indice n_1 de la gaine.

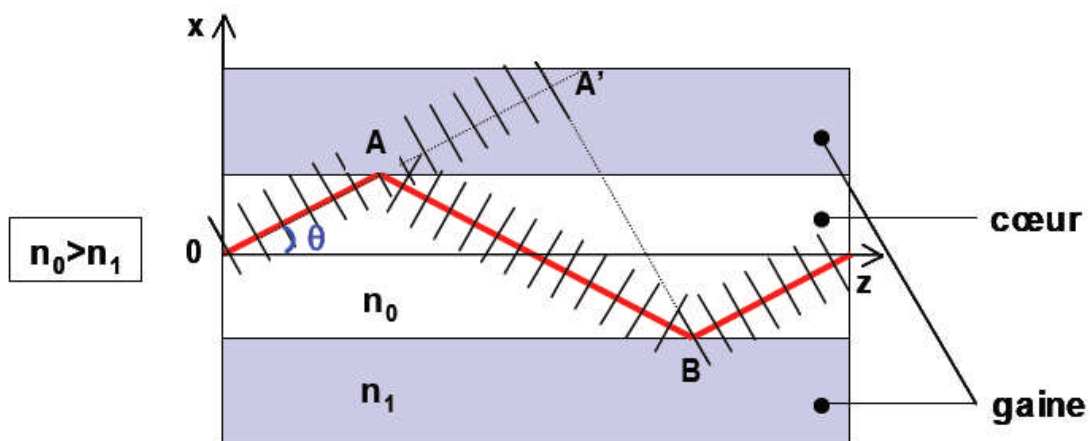


Figure IV-12: Principe du guide d'onde : l'onde (en rouge) se réfléchit aux interfaces coeur/gaine par réflexion totale interne. [6]

Le guide d'onde a une importance primordiale dans les lasers semi-conducteurs : il permet de confiner la lumière dans la zone de gain et donc d'augmenter les interactions lumière/matière. L'amplification de la lumière émise peut alors dépasser les pertes subies dans le dispositif (pertes miroirs, absorption des porteurs libres, diffusions, ...) et donner ainsi naissance à une oscillation laser. Par un choix judicieux de la composition et de l'épaisseur des matériaux du guide, on peut diminuer ses pertes et augmenter le recouvrement de la lumière avec la région active : ceci constitue l'un des enjeux de l'optimisation des guides d'onde dans les diodes lasers, permettant l'amélioration du rendement de conversion électron-photon et la diminution de la densité de courant de seuil.

IV .2.4.1 Les pertes optique dans un guide d'onde :

La lumière qui se propage dans le guide subit des pertes optiques de plusieurs types :

a. **les pertes par diffusion** : la lumière est diffusée par les défauts présents dans le guide d'onde : ces défauts proviennent essentiellement de la qualité des couches constituant le guide, de la rugosité des interfaces entre chaque matériau et de la qualité des gravures chimiques effectuées pour la conception du dispositif. La réduction de ce type de pertes passe par une maîtrise technologique des procédés de réalisation des guides et des structures optoélectroniques.

b. **les pertes par absorption** : la lumière est absorbée par les matériaux constituant le guide, via divers mécanismes physiques: absorption interbande, absorption à deux photons, absorption par porteurs libres, .. etc

Dans le moyen infrarouge, les pertes par absorption prédominent sur les pertes par diffusion et proviennent principalement de l'absorption par porteurs libres.

-les pertes dues à l'absorption par porteurs libres :

Dans un laser à cascade quantique (LCQ), les pertes intrinsèques proviennent essentiellement de l'absorption par porteurs libres.

L'absorption par porteurs libres est un mécanisme intrabande par lequel les porteurs absorbent des photons à travers différents mécanismes de diffusion (interaction électron-phonon acoustique, impuretés du matériau,...). La Figure (IV-13) représente schématiquement ce phénomène pour un électron au sein d'une bande de conduction.

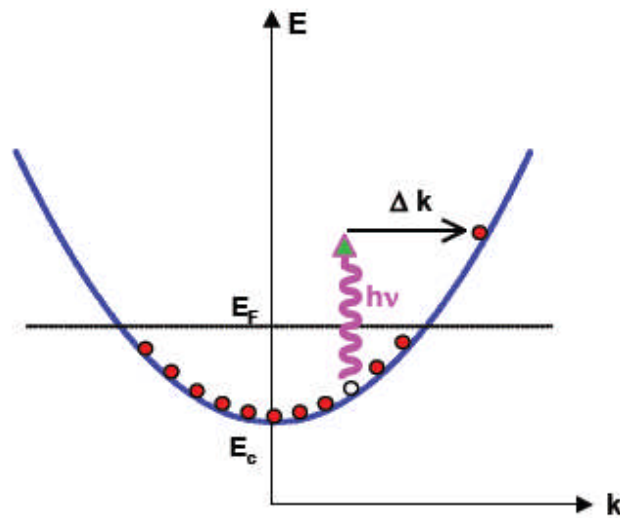
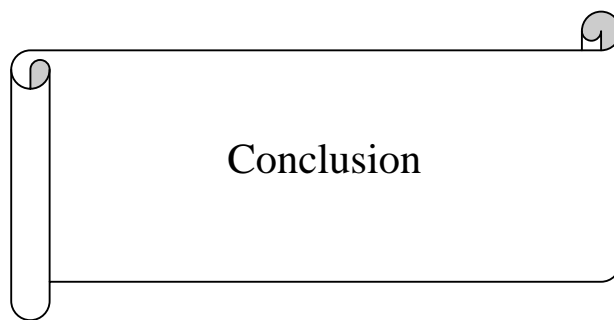


Figure IV-13: Principe de l'absorption par porteurs libres : il s'agit d'une transition intrabande ($\Delta k \neq 0$) assistée par diffusion avec des impuretés, des phonons

IV-2-5 Longueur d'onde d'émission

A basse température le laser à une densité de courant seuil de l'onde de 1500A/cm² et émet en régime pulsé une puissance supérieure à 8 MW à une longueur d'onde $\lambda = 4.2\mu\text{m}$.

Ce type de laser fonctionne actuellement à la température ambiante avec des longueurs d'onde d'émission de l'ordre de 11 μm . l'intérêt de ce principe réside essentiellement dans la possibilité d'obtenir de grandes longueurs d'onde d'émission sans avoir recours à des matériaux à petit gap, qui sont d'une part sensible à la température et d'autre par difficiles à fabriquer. Ajoutons que la longueur d'onde peut facilement être maîtrisée, les profondeurs et les largeurs des puits et des barrières.

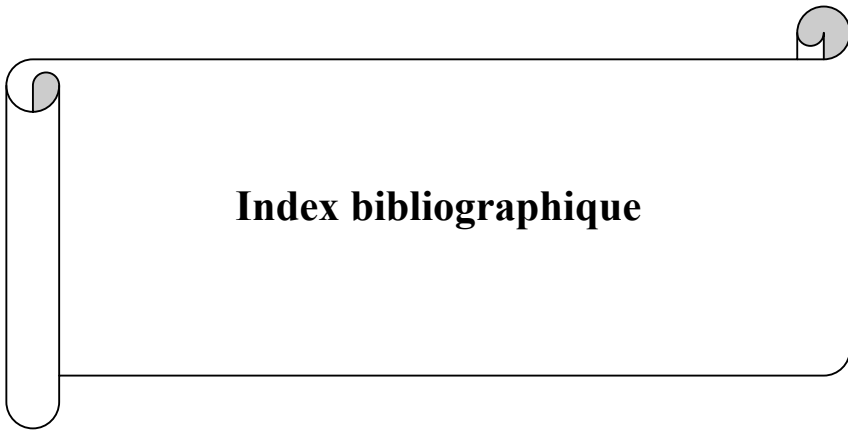


CONCLUSION

Le laser à cascade quantique est l'un des dispositifs les plus performants en optoélectronique. Il est parmi les lasers qui émettent dans le moyen et lointain infrarouge, ce qui nous permettons l'application de ces lasers dans les domaines de détection (sécurité, militaire... etc) et de spectroscopie (médecine). Mais les lasers à cascade quantique sont difficile à fabriquer, car elles nécessitent de maîtriser les techniques d'épitaxies et l'ingénierie quantique. D'où elles sont des dispositifs qui coutent très chère.

Comparativement aux autres diodes lasers, les lasers à cascade quantique permettent d'atteindre des puissances de sortie supérieurs au watts et un fonctionnement continue à des températures ambiante avec des densités de courant très faible.

Améliorer les performances d'un laser à cascade quantique revient à augmenter la température maximale du fonctionnement, minimiser les pertes dans la cavité et diminuer la densité du courant seuil.



Index bibliographique

Index bibliographique

- [1] Henry Mathieu, Physique des semi-conducteurs et des composants
Électroniques, Dound 5 édition
- [2] Thèse doctorat, CONTRIBUTION A L'ETUDE ET A L'OPTIMISATION DE
COMPOSANTS OPTOELECTRONIQUES réalisé par Vincent MAGNIN à
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE
- [3] Thèse doctorat : Puits et boîtes quantiques de GaN/AlN pour les
Applications en optoélectronique à $\lambda \approx 1,55 \mu\text{m}$, réalisé par Ana HELMAN à
L'UNIVERSITE DE PARIS XI UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY
- [4] Thèse doctorat : ÉTUDE DE COMPOSANTS ABSORBANTS SATURABLES
À SEMI-CONDUCTEURS À MULTI-PUITS QUANTIQUES DOPÉS AU FER
POUR LA RÉGÉNÉRATION DE SIGNAUX OPTIQUES À TRÈS HAUTS
DÉBITS D'INFORMATION, réalisé par Élodie LE CREN à l'Université de Rennes I
- [5] Thèse doctorat- Physique des transitions intersousbandes des hétérostructures
de GaN/AlN pour l'optoélectronique à $\lambda = 1,3 - 1,55 \mu\text{m}$, réalisé par Maria
TCHERNYCHEVA à l'UNIVERSITE PARIS SUD XI UFR SCIENTIFIQUE
D'ORSAY
- [6] Thèse doctorat : Amélioration des performances des Lasers à Cascade
Quantique : Etude du confinement optique et des propriétés thermiques, réalisé
par Jean-Yves BENGLOAN à l'université de Paris XI
- [7] Thèse doctorat : Lasers à cascade quantique à plasmons de surface et leurs
applications aux cristaux photoniques, réalisé par Michaël Bahriz à l'Université Paris
Sud - UFR scientifique d'Orsay
- [8] Techniques d'ingénieurs, physique du laser, référence AF 3 270