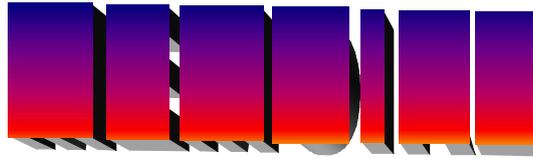


REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

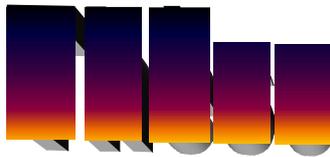
UNIVERSITE DE MOULOU D MAMERI DE TIZI-OUZOU

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



De fin d'étude
En vue d'obtention du diplôme
D'ingénieur d'Etat en électronique

Option : instrumentation



*Étude d'une diode laser à
puits quantiques*

PROMOTION 2008

Proposé par :

M^r : TAZIBT Slimane

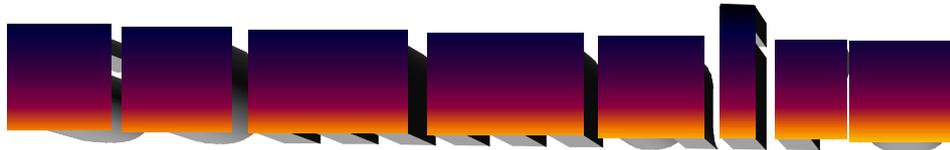
Réalisé par:

M^r : SAIFI Ahcene

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma gratitude à Monsieur S. TAZIBT pour l'aide et les conseils précieux qu'il n'a cessé de me prodiguer.

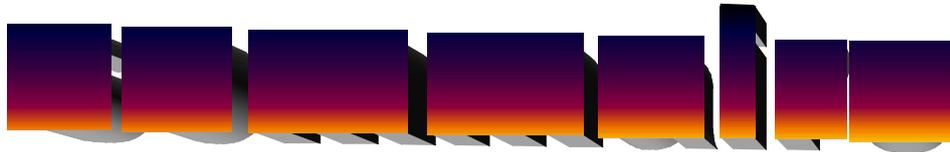
Je tiens également à remercier Messieurs les membres du jury d'avoir bien jugé ce travail et tous les enseignants qui ont contribué à ma formation ainsi que tous mes amis et les membres de la famille.



<i>Introduction générale</i>	01
------------------------------------	----

Chapitre I : les hétérostructures.

I.1.) Notions essentielles liés aux hétérostructures.....	04
a) Niveau du vide.....	04
b) Travail de sortie.....	05
c) Affinité électronique.....	06
I.2) Le contact métal / semi-conducteur.....	06
I.2.1) Diagramme des bandes.....	06
I.2.1.a) $\phi_m = \phi_s$	07
I.2.1.b) $\phi_m > \phi_s$	09
I.2.1.c) $\phi_m < \phi_s$	11
I.3) États d'interface et leur influence.....	11
I.4) Effet schottky.....	12
I.5) Diode schottky.....	14
I.5.1) Champ et potentiel.....	14
I.5.2) Capacité de la structure.....	15
I.6) Mécanismes de transport de charges.....	15
I.6.1) Courant thermo-ionique.....	16
I.6.2) Courant de diffusion.....	17
I.6.3) Courant tunnel	17
I.6.4) Combinaison des deux courants.....	17
I.7) Contact ohmique.....	18
I.7.1) Résistance de contact.....	18
I.7.2) Réalisation de contact ohmique.....	18
I.7.3) Résistance carrée.....	19
I.7.4) Détermination de la résistance de contact.....	20
II) Les hétérojonctions sc_1 / sc_2	20
II.1) Étude d'une jonction à l'équilibre.....	21
II.1.1) Diagramme des bandes d'énergie.....	21
a) Diagramme loin de la jonction.....	22



Chapitre III

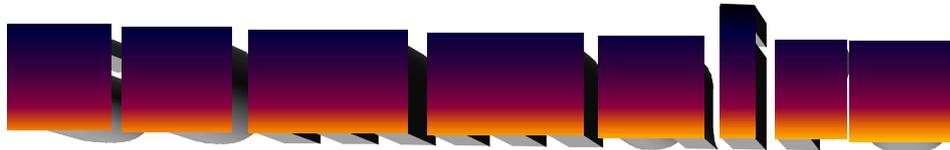
Les puits quantiques.

III.1) Définition et fabrication des puits quantiques.....	45
III.1.1) Définition d'un puits.....	45
III.1.2) Niveaux d'énergie.....	45
III.1.3) Fabrication des puits quantiques dans les s-c.....	46
III.2) Les différents types de puits quantiques.....	47
III.2.1) Puits quantique de type I.....	47
III.2.2) Puits quantique de type II.....	49
III.2.3) Puits quantique de type I à dopage sélectif.....	50
III.3) Spectre d'énergie.....	50
III.3.1) Puits de profodeur infinie.....	51
III.3.2) Puits de profodeur finie.....	54
III.4) description des structures à multiples puits quantique.....	57
III.5) puits quantiques couplés.....	59
III.5) Superréseaux.....	59

CHAPITRE IV

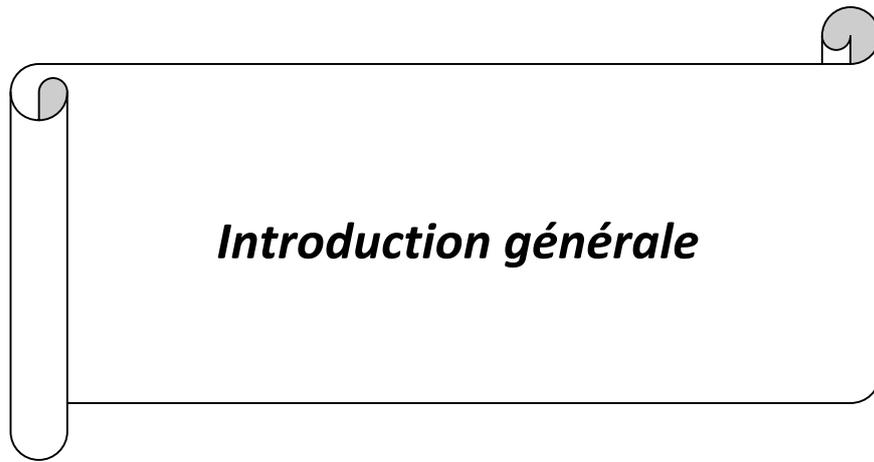
Diode laser à puits quantiques.

IV.1) Rappels sur la physique des lasers.....	61
IV.1.1) Historique de laser.....	61
IV.1.2) Anatomie d'un laser.....	61
IV.1.3) conditions d'observation d'un effet laser.....	63
IV.1.4) Principe de fonctionnement d'un laser.....	63
IV.1.5) Inversion de population.....	64
IV.2) Paramètres des lasers.....	66
IV.2.1) Les équations du laser.....	66
IV.2.2) Cavité résonante.....	68
IV.2.3) Calcul de la cavité résonante.....	69
IV.2.4) Séparation des longueurs d'onde.....	70
IV.2.5) Durée de vie d'un photon.....	71
IV.2.6) Gain.....	71
IV.3) Structure des diodes laser et leur évolution.....	73
IV.3.1) Diode laser à homojonction.....	73



IV.3.2) Diode laser à double hétérojonction	74
IV.4) Diode laser à puits quantiques	75
IV.4.1) Description d'une diode laser à puits quantique.....	76
IV.4.2) Guide optique.....	77
IV.4.3) Effets géométriques – Facteur de confinement	78
IV.4.4) Les effets quantiques.....	79
a) Gain.....	79
b) Longueur d'onde d'émission.....	80
c) Sensibilité a la température	80
IV.5) Application des lasers à puits quantiques (lecteur de disque optique).....	81
Conclusion générale	83
Bibliographie	86

Introduction générale



Introduction générale

Durant cette dernière décennie, les lasers à semi conducteurs, se sont imposés dans le domaine des lasers et deviennent des éléments clés dans un nombre croissant d'applications. Principalement dans la communication par fibre optique et dans le stockage de données. Ils sont aussi permis le développement de lasers de puissance, très utilisé pour pomper d'autres matériaux lasers (Nd : Yag, Nd : verre.....). A plus petite échelle, ils sont apparus dans la détection de trace de gaz, et dans le contrôle de l'environnement. Ce succès provient de leur compacité, du leur faible coût de production et de large bande spectrale accessible.

Ces lasers peuvent être fabriqués par différentes techniques : l'épithaxie par jet moléculaires (EJM) et l'épithaxie en phase vapeur aux organométalliques (EVPOM).

Au cours de ces cinq dernières années, l'étude des diodes lasers à semi-conducteurs a fait l'objet d'un nombre de travaux croissant qui se sont traduits par la définition de nouvelles structures et la mise au point de nouveaux processus technologiques.

D'énormes progrès ont, par suite, étaient accomplis en ce qui concerne les performances de ces dispositifs : faible densité de courant de seuil, faibles dimensions latérales permettant un fonctionnement en régime continu, et/ou monomode, grande fréquence de modulation. Il est prévalé que ces évolutions continueront à s'appuyer sur les diodes lasers a double hétéro structure dont les propriétés se sont révélées. Cependant, les nouvelles techniques d'épithaxie (MBE et MOCVD) ouvrent la voie à un nouveau type de structures : les diodes lasers à puits quantiques.

Dans ce mémoire, on a choisit d'étudier une diode laser à puits quantiques dont l'application de cette diode sera le stockage de l'information sur les disques optiques (CD, DVD).

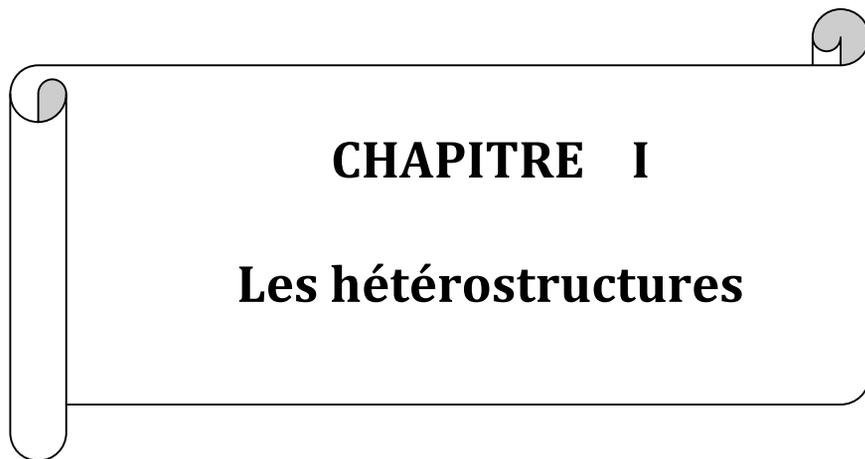
Le premier chapitre sera consacré à l'étude des hétéro-structures de base qui est limitées essentiellement à deux types, à savoir :

- **La structure métal-semi-conducteur**
- **La structure semi-conducteur-semi-conducteur**

La mise en évidence de caractère quantique du composant fait l'objet des chapitres 2 et 3 qui présentent respectivement et d'une manière simplifiée : l'interaction rayonnement-semi-conducteur et l'étude des puits quantiques qui constituent un élément de base de notre dispositif.

Le dernier chapitre s'intéresse à l'étude détaillée de la diode laser à puits quantiques qui sera suivie d'un exemple d'application très important de ces diodes : le stockage de l'information sur les disques optiques.

Enfin, on termine cette étude par une conclusion générale.



Les composants optoélectroniques modernes faisant appel à des structures complexes de couches minces de matériaux différents, nous devons définir les grandeurs physiques qui, dans ces hétérostructures, permettent de caractériser le comportement des électrons aux interfaces.

Ce chapitre passe en revue les propriétés des hétérostructures de base qui sont respectivement, le contact métal-semi-conducteur et l'hétérojonction entre deux semi-conducteurs différents, ces propriétés sont mis à profit dans la réalisation des différents types de composants tels que les diodes lasers à semi-conducteurs. Pour faire cette étude, quelques notions essentielles liées aux hétéro-structures s'imposent pour la bonne compréhension de tout ce qui va suivre.

I.1-Notions essentielles liés aux hétéro-structures :

Lorsque on étudie une jonction PN classique, on associe deux quasi niveaux de Fermi aux deux semi-conducteurs (N et P). Chaque pseudo niveau de Fermi est référencié par rapport à la bande de valence ou à la bande de conduction. Lors de l'étude d'un contact métal-semi conducteur il est difficile de référencier le niveau de Fermi de métal. Lors de l'étude de l'association de deux semi conducteurs, les gaps sont différents, il est donc peu commode de référencer par rapport a la bande de conduction et a la bande de valence. Il est donc courant de référencer les bandes d'énergie par rapport au niveau de vide.

a- Niveau de vide (NV) :

Le niveau de vide est défini comme étant l'énergie d'un électron extrait du corps et sans vitesse initiale. C'est l'énergie potentielle de l'électron dans le vide au voisinage du corps étudié.

b- Le travail de sortie (e_{ϕ}) :

On appelle travail de sortie (work function) l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide NV.

C'est une constante physique du métal considéré.

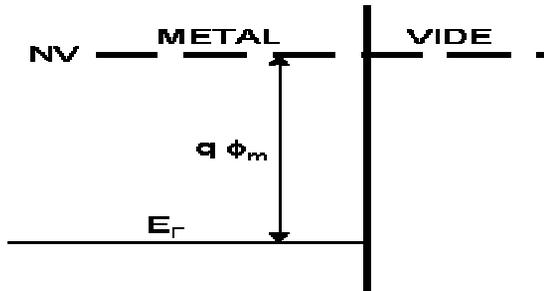


Fig. (I.1) : Travail de sortie du métal.

Le travail de sortie d'un métal est donné par :

$$e_{\phi_m} = N_V - E_F \quad (I.1)$$

Le tableau suivant donne quelques travaux de sortie des différents métaux.

Métaux à faible travail de sortie							Métaux à fort travail de sortie								
matériau	Li	Na	K	Rb	Cs	Fr	matériau	Cr	Fe	Ni	Al	Cu	Ag	Au	Pt
e_{ϕ_m} (eV)	2.3	2.3	2.2	2.2	1.8	1.8	e_{ϕ_m} (eV)	4.6	4.4	4.4	4.3	4.4	4.3	4.8	5.3

Tableau 1 : quelques travaux des différents matériaux.

c- Affinité électronique e_{χ_s} :

On définit l'affinité électronique (électron affinity) 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.

$$e_{\phi_s} = N_V - E_C \quad (I.2)$$

Cette grandeur est une constante physique du semi-conducteur.

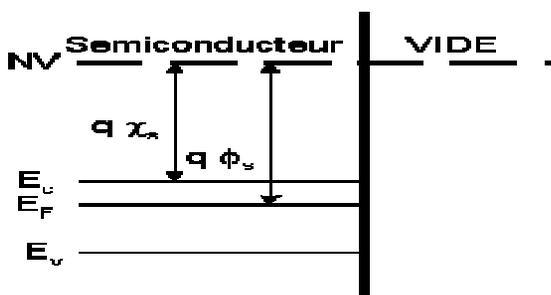


Fig. (I.2) : affinité électronique de semi-conducteur

<i>Affinité électronique</i>						
<i>matériau</i>	<i>Si</i>	<i>Ge</i>	<i>GaP</i>	<i>GaAs</i>	<i>GaSb</i>	<i>SiO₂</i>
<i>$e\chi_s$ (eV)</i>	<i>4.01</i>	<i>4.13</i>	<i>4.3</i>	<i>4.07</i>	<i>4.06</i>	<i>1.1</i>

Tableau 2 : affinité électronique de quelques semi-conducteurs.

I.2- Le contact métal--semi-conducteur :

Ce contact est aussi appelé jonction(ou contact) Schottky. Tout composant électronique qu'il soit relié à un générateur (de tension ou de courant) ou inséré dans un circuit, nécessite des contacts métalliques réalisés par une soudure entre un métal(le fil électrique) et semi-conducteur (composant). Ce contact permet la circulation des électrons du circuit externe vers le semi-conducteur et réciproquement.

En outre, nous verrons que sous certaines conditions, la jonction Schottky peut être redresseuse c'est-à-dire qu'elle peut jouer le rôle d'une diode qui a des propriétés très intéressantes. Ces diodes sont largement utilisées en optoélectronique.

I.2.1- Diagramme des bandes :

Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont au contact, il existe, à l'interface, une barrière de potentiel donnée par l'expression :

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

Où: $e\phi_m$ Travail de sortie de métal.

et $e\chi_s$ Affinité électronique de semi-conducteur.

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

I.2.1.a- $\phi_m = \phi_s$

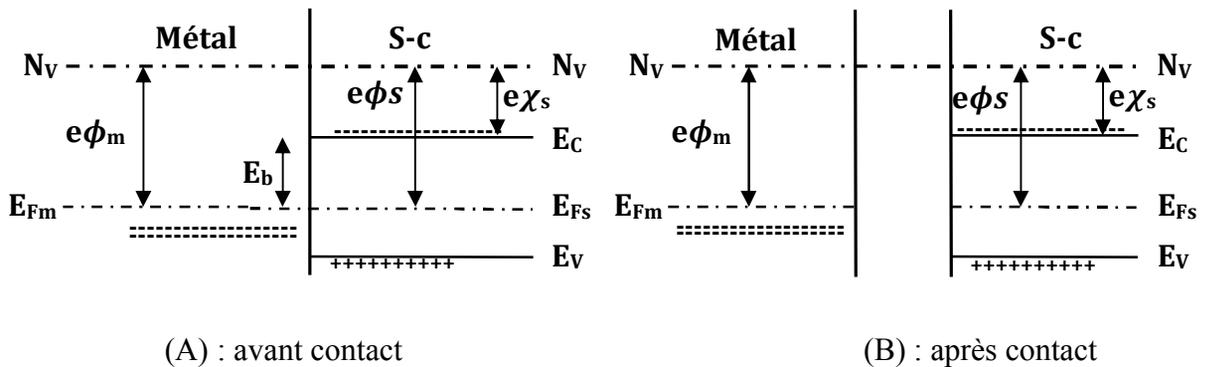
Dans le cas où $\phi_m = \phi_s$ les niveaux de Fermi du métal E_{FM} et celui du semi-conducteur E_{FS} sont alignés en l'absence de contact car leur distance au niveau de vide est la même (fig I.3.a).

Lorsque le contact est réalisé, les niveaux de Fermi du métal E_{FM} et celui du semi-conducteur E_{FS} étant alignés, l'équilibre thermodynamique peut se réaliser sans échange de porteurs (électrons).

La densité des électrons dans le semi-conducteur reste constante et les bandes de conduction et de valence restent plates. C'est ce que l'on appelle le régime de bandes plates (flat-band).

La barrière présentée aux électrons qui veulent transiter du métal vers le semi-conducteur est donnée par :

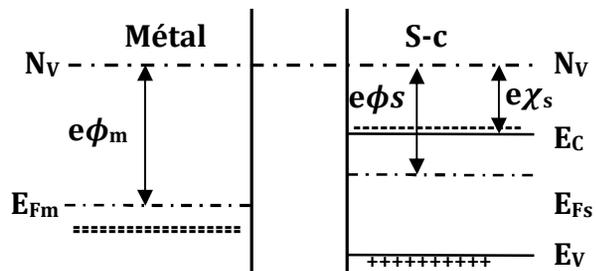
$$E_b = e\phi_m - e\phi_s \quad (I.4)$$



Fig(I.3) : contact métal-semi-conducteur(n) avec $\phi_m = \phi_s$

I.2.1.b- $\phi_m > \phi_s$:

Le diagramme énergétique est représenté sur la figure (I.4). Lorsque les deux matériaux sont mis au contact les électrons passent du semi semi-conducteur vers le métal. Le système se stabilise à un régime d'équilibre défini par l'alignement des niveaux de fermi. Le diagramme énergétique résultant est différent suivant le type du semi-conducteur.

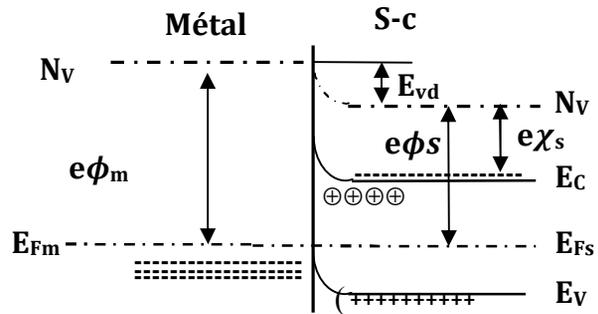


(A) : avant contact

(Fig. I.4) : contact métal-semi-conducteur(n) avec $\phi_m > \phi_s$

➤ Semi-conducteur de type n :

Dans le cas de contact métal-semi-conducteur avec $\phi_m > \phi_s$ et le semi-conducteur est de type n, les électrons qui passent du semi-conducteur vers le métal, entraînent des modifications énergétiques dans chacun des matériaux (fig I.4.B).



B) : après contact avec s-c de type n.

- Dans le semi-conducteur : une zone de déplétion se crée, les ions donneurs N_d^+ ne sont plus compensés par les électrons, il apparaît donc une zone de charges positive. La population électronique est plus grande au voisinage de l'interface que dans la région neutre du semi-conducteur le niveau de Fermi étant horizontal, il en résulte une courbure des bandes vers le haut.
- Dans le métal, par contre, c'est une zone d'accumulation d'électrons qui se développe, prenant place à sa surface, emplacement prévisible vu la forte densité électronique d'états dans le métal ($\cong 10^{22} \text{cm}^{-3}$).

A cette double charge d'espace sont associées un champ électrique et une tension de diffusion v_d responsable de la mise en équilibre de la structure.

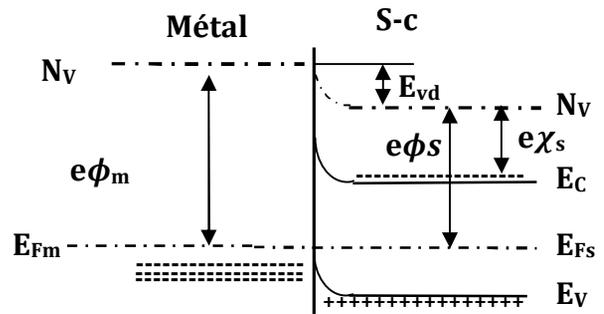
Si on polarise la structure par une tension semi-conducteur-métal négative, la bande de conduction de semi-conducteur s'élève d' E_{vd} , donc la courbure diminue. L'équilibre est rompu et les électrons diffusent du s-c vers le métal et créent ainsi un courant i du métal vers le semi-conducteur. Si on augmente encore la tension de polarisation on atteint le régime de bandes plates lorsque $V = V_d$.

Si on polarise la structure avec une tension V positive la bande de conduction de semi-conducteur est abaissée ce qui augmente la barrière qui s'opposait à la diffusion des électrons, la structure est donc polarisée en inverse.

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

➤ Semi-conducteur de type p :

A l'équilibre thermodynamique, le diagramme énergétique d'une structure M - S-C(p) avec $\phi_m > \phi_s$ est donné sur la figure (I.4.c). Une zone de charge d'espace (positive) est développée dans le semi-conducteur de type accumulation, ce qui s'explique par le fait que la courbure des bandes vers le haut fait que la distance niveau de fermi-bande de valence diminue à mesure que l'on s'éloigne de l'interface, d'où une accumulation des trous à l'interface.



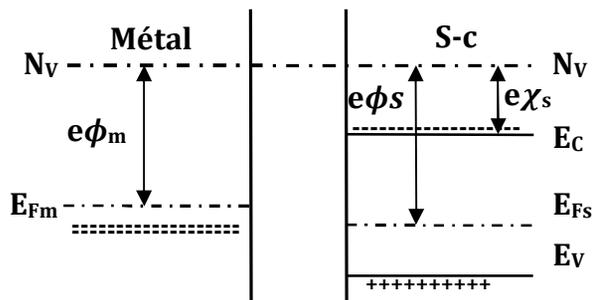
C): après contact avec s-c de type p.

Lorsqu'on polarise cette structure, la tension est distribuée dans tout le semi-conducteur. Au niveau de l'interface, l'arrivée ou le départ d'un trou dans le semi-conducteur est immédiatement compensée par l'arrivée ou le départ d'un électron dans le métal. L'équilibre est donc pratiquement instantané, le courant circule librement dans les deux sens.

Le contact métal-semi-conducteur (p) avec $\phi_m > \phi_s$ est ohmique.

I.2.1.C- $\phi_m < \phi_s$:

Avant le contact le diagramme énergétique est représenté sur la figure (I.5).



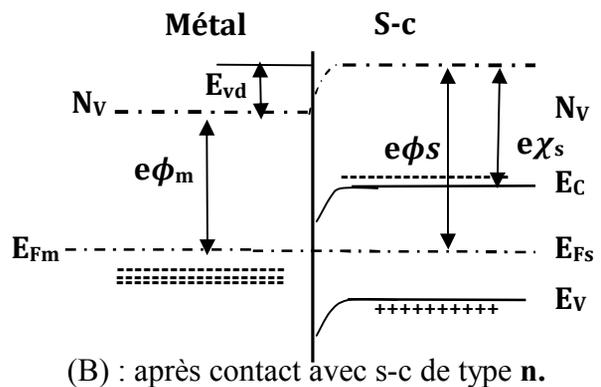
(A) : avant contact

(Fig. I.5) : contact métal-semi-conducteur(n) avec $\phi_m < \phi_s$

Lorsque les deux matériaux sont mis au contact, les électrons sortent du métal pour aller au semi-conducteur, le système évolue jusqu'à l'alignement des niveaux de Fermi. Le diagramme énergétique est différent suivant le type de semi-conducteur.

➤ **Semi-conducteur de type n :**

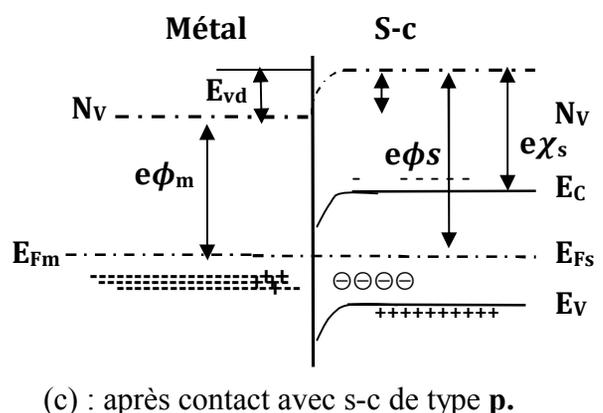
Les électrons qui passent du métal vers le semi-conducteur font apparaître dans le métal un déficit d'électrons, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure des bandes vers le bas. Fig (1.5.b).



Si on polarise la structure, la tension de polarisation est distribuée dans tout le semi-conducteur et donc tout électron qui arrive à l'interface dans le semi-conducteur passe librement dans le métal et vice-versa le contact est ohmique.

➤ **Semi-conducteur de type p :**

Les électrons passent du métal vers le semi-conducteur, les électrons qui viennent du métal se recombinent avec les trous créant ainsi une zone de déplétion due à la présence des ions N_a^- qui ne sont plus compensées par les trous et il apparaît une zone de charge d'espace dans le semi-conducteur. Le système évolue jusqu'au moment où le champ électrique et la tension de diffusion résultante arrêtent la diffusion des électrons figure (1.5.C).



La barrière de potentiel à l'interface est donnée par :

$$E_b = E_g - e\phi_m - e\phi_s \quad (I.5)$$

Si on polarise la structure, la tension de polarisation se localise au niveau de la zone de déplétion.

Si la tension de polarisation est négative, les bandes de conduction et de valence s'élèvent, la courbure des bandes augmente et donc la barrière de potentiel, le courant ne circule pas et la structure est polarisée en inverse.

Si la tension de polarisation est positive, la courbure des bandes est abaissée, la barrière de potentiel diminue et le courant circule librement : c'est un contact redresseur.

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

- $\phi_m > \phi_s$ - *contact M-SC(n) est redresseur.*
 - *contact M-SC(p) est ohmique.*
- $\phi_m < \phi_s$ - *contact M-SC(n) est ohmique.*
 - *contact M-SC(p) est redresseur.*

I.3- États d'interface et leur influence :

Dans ce qui précède nous avons ignoré la présence éventuelle des états d'interface, en pratique la surface provoque généralement des modifications des états électroniques par :

- Des Phénomènes intrinsèques :

La rupture de la périodicité de réseau cristallin génère des liaisons pendantes, il en résulte des états électroniques différents de ceux existants à l'intérieur du s-c.

- Des Phénomènes extrinsèques :

Des atomes étrangers peuvent venir à la surface de s-c et créent des niveaux d'énergie inexistant dans le volume cristallin. Ce sont des molécules des solvants utilisés dans les traitements de surface et surtout des atomes d'oxygène de l'air provoqués par l'oxydation de la surface de matériau considéré.

La figure(I.6) illustre les états d'interface et leur influence.

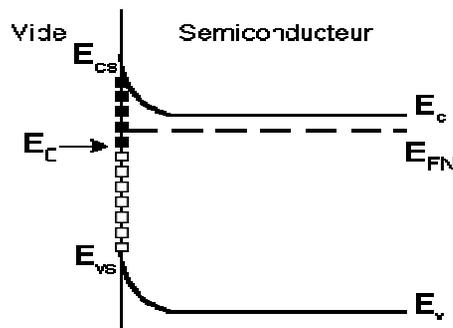


Fig (I.6) : états d'interface.

Ces états d'énergie appelés états de surface (surface state ou interface state), sont situés dans la bande interdite et sont généralement régulièrement distribués entre E_V et E_C .

Ces états sont caractérisés par un niveau de neutralité E_0 (neutral level) tel que si tous les états situés au dessus sont occupés par des électrons et tous les états au dessous sont vides. Donc la surface est électriquement neutre.

Expérimentalement, le niveau E_0 se trouve aux environs d' $E_g/3$ pour la plupart des semi-conducteurs.

Les états de surface vides situés au dessus de E_0 seront chargés positivement et donc considérés comme des atomes donneurs ionisés et les états situés en dessous de E_0 seront chargés négativement et considérés comme des atomes accepteurs ionisés.

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.

Lorsqu'un électron est extrait d'un métal, il induit une charge $+q$ à l'intérieur : charge image. En électrostatique, on montre que les lignes de champ établies entre la charge ($-q$) et la charge image ($+q$) espacées de la distance $2x$ sont perpendiculaires à la surface conductrice (fig I.7).

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

$$F = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{(2x)^2} \quad (I.6)$$

Avec ϵ_0 : permittivité du vide.

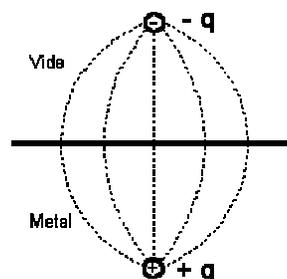


Fig (I.7) : charge image et lignes du champ.

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

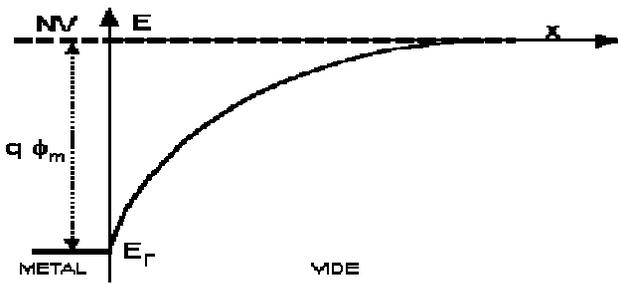
$$\int_x^\infty F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (I.7)$$

L'énergie potentielle de l'électron situé à la distance x du conducteur = - travail nécessaire pour l'amener à ce point :

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

L'énergie de la barrière de potentiel à la sortie du métal ne passe pas brutalement de $q\phi_m$ à 0 mais à la forme :

$$q_{Vb} = e\phi_m - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (I.9)$$



Supposons qu'il existe un champ électrique $E(x)$ à l'extérieur du métal, il découle d'un potentiel extérieur tel que

$$V(x) = - \int_0^x E(x) dx \quad (I.10)$$

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

Si $E(x) = - E_0 = \text{cste}$: $V(x) = E_0 x$

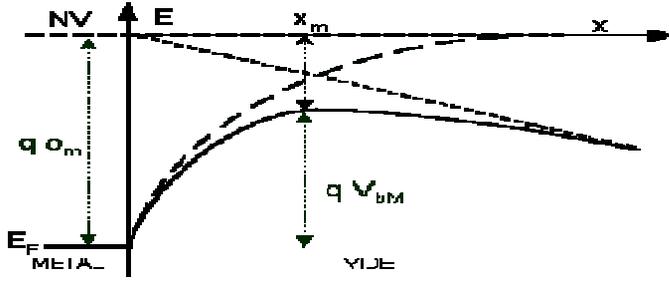
L'énergie de la barrière en fonction de la distance x à la surface devient :

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

$q_{Vb}(x)$ Présente un maximum pour $X_m = \sqrt{\frac{q}{16\pi\epsilon_0 E_0}}$

Et elle vaut à cet endroit :

$$q_{VbM} = e\phi_m - 2qE_0 x_M \quad (I.11)$$



Avec un champ électrique $E_0 = 10 \text{ kV/cm}$, la diminution de la barrière de potentiel est de l'ordre de 10 meV , c'est pour cela que l'on néglige très souvent l'effet Schottky.

I.5- Diode Schottky :

I.5.1- Champ et potentiel :

Considérons la structure métal – semi-conducteur de type n avec $\phi_m > \phi_s$ (fig I.8.a). En négligeant la densité d'états d'interface.

Dans la zone de charge d'espace de semi-conducteur, la distribution du potentiel, le champ électrique et la largeur de la ZCE sont données respectivement par (fig I.8).

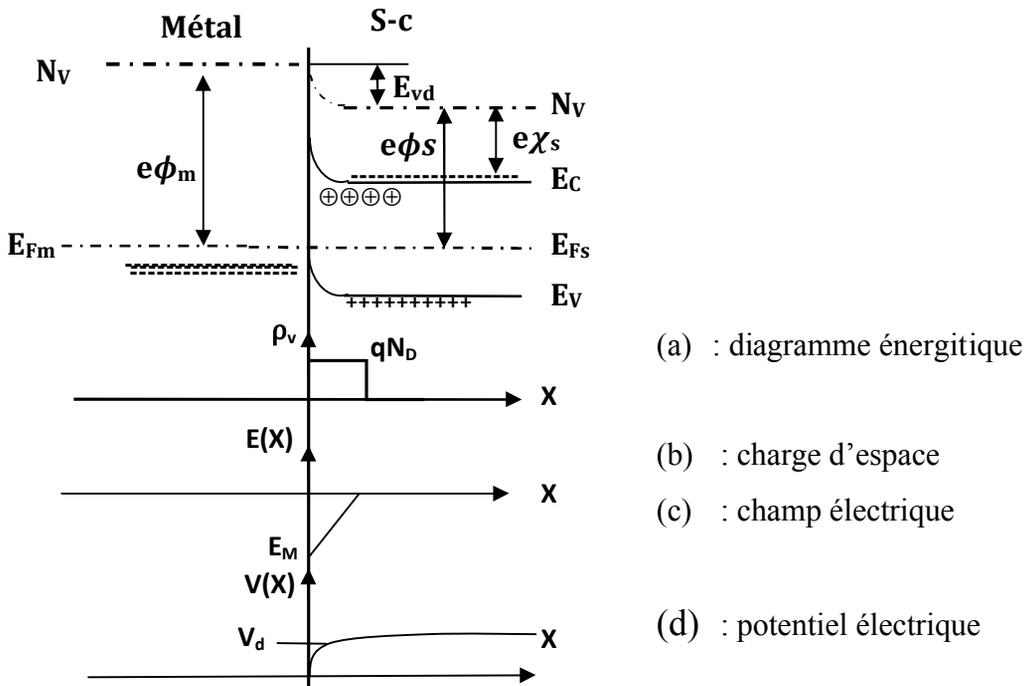


Fig (I.8) : diode Schottky à l'équilibre thermodynamique

$$V(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} - wx \right) \quad (I.12)$$

$$E(x) = \frac{eN_d}{\epsilon_s} (x - w) \quad (I.13)$$

$$V_d = V(x = w) - V(x = 0) = \frac{eNd}{2\varepsilon_s} w^2 \quad (\text{I.14})$$

De l'équation(I.12), on peut tirer la tension de diffusion qui correspond à la différence de potentiel entre la surface du semi-conducteur et son volume.

L'expression de la largeur de la ZCE s'écrit :

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_s}{eNd} V_d \right)^{1/2} \quad (\text{I.15})$$

I.5.2- Capacité de la structure :

Si la structure est polarisée en direct ($V_m - V_s > 0$), la barrière de potentiel devient $V_d - V$ et la largeur de la ZCE s'écrit :

$$w = \left[\frac{2\varepsilon_s}{eNd} (V_d - V) \right]^{1/2} \quad (\text{I.16})$$

La capacité est donnée par :

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left(\frac{\varepsilon_s eNd}{2} \right)^{1/2} (V_d - V)^{-1/2} = \frac{\varepsilon_s}{w} \quad (\text{I.17})$$

Elle est équivalente à un condensateur plan d'épaisseur W .

I.6- Mécanismes de transport de charges :

Ils existent cinq mécanismes du transport du courant dans une structure M-S.

1°- Passage par-dessus de la barrière par des électrons chauds, du semi-conducteur vers le métal. Deux cas de figure peuvent se présenter :

- a- Modèle thermoïonique pour les semi-conducteurs à grande mobilité.
- b- Modèle de diffusion pour les semi-conducteurs à faible mobilité.

2°- Passage des électrons à travers la barrière par effet tunnel.

3°- Génération –recombinaison dans la ZCE en direct, ça correspond à une recombinaison d'un électron venant du semi-conducteur avec un trou venant du métal.

4°- Injection de porteurs minoritaires : recombinaison d'un trou du métal avec un électron du s-c dans la zone neutre du semi-conducteur.

5°- Courant de recombinaison sur les états d'interface : un électron du s-c est piégé sur un centre recombinant vacant, puis il y a passage dans le métal par effet tunnel, ce qui revient à une capture d'un trou du métal.

I.6.1- Courant thermoïonique :

Ce courant est dû au passage des électrons au dessus de la barrière de potentiel. Il est donné par :

$$J_T = J_{se} \left[\text{EXP}\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (\text{I.18})$$

$$\text{Avec : } J_{se} = A^* T^2 \text{EXP}\left(\frac{-e\phi_b}{KT}\right) \quad (\text{I.19})$$

Avec :

n : facteur d'idéalité de la diode Schottky

J_{se} : densité du courant de saturation.

A^* : constante de Richardson ($\text{A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$).

ϕ_b : hauteur de la barrière de potentiel.

V : tension appliquée en volt.

En fonction de la vitesse des porteurs à l'interface, le courant de saturation s'écrit :

$$J_{se} = qN_c v_e \text{EXP}\left(\frac{-e\phi_b}{KT}\right) \quad (\text{I.20})$$

$$v_e = \left(\frac{KT}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \quad (\text{I.21})$$

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

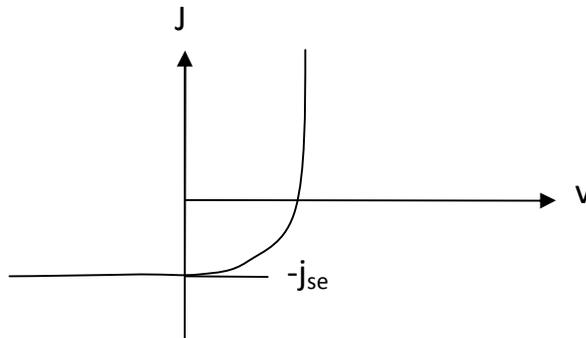


Fig (I.9) : caractéristique $J(V)$ de la structure M-Sc(n), $\phi_m > \phi_s$

Dans le cas de la structure M-Sc(p) avec $\phi_m < \phi_s$, le courant est dû aux trous, la caractéristique est la même que dans le cas précédent en changeant le signe de J et de V . le sens passant correspond à une tension métal- semi-conducteur négative.

I.6.2- Courant de diffusion :

Le calcul consiste à résoudre l'équation de diffusion des porteurs dans la ZCE du semi-conducteur en tenant compte de la présence d'un gradient de concentration et d'un champ électrique, le courant d'électrons s'écrit :

$$J = J_{sd} \left[\exp\left(\frac{eV}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (I.22)$$

$$J_{sd} = q N_c v_d \exp\left(\frac{-e\phi_b}{KT}\right) \quad (I.23)$$

Avec :

$v_d = \mu_n E_s$: vitesse des porteurs à l'interface.

μ_n : mobilité des porteurs.

E_s : champ électrique à l'interface.

I.6.3- Courant tunnel :

D'après la mécanique classique, pour traverser une barrière de potentiel de hauteur V , une particule de charge q doit normalement acquérir une énergie égale ou supérieure à qV . Or, on constate que certaines particules arrivent à franchir cette barrière sans que leur énergie le justifie. Tout ce passe comme si les particules, au lieu de sauter par-dessus de la barrière, s'engouffraient dans une sorte de tunnel creusé sous celle-ci.

Le phénomène trouve son explication dans la mécanique ondulatoire qui prévoit une probabilité de franchissement non nulle pour les particules lorsque l'épaisseur de la barrière est très faible (quelques dizaines d'ångströms), condition nécessaire mais pas suffisante, car il faut surcroît que les niveaux d'énergie équivalentes soient disponibles de chaque côté de la barrière de potentiel. Ceci se résume en disant que l'effet tunnel est transition à énergie constante, effectué par une particule d'un état plein d'une bande à un état vide d'une autre bande située de l'autre côté de la jonction.

Lorsque la barrière M-Sc est étroite (semi-conducteur très dopé). La densité de ce courant est donnée par :

$$J_n = e n v_t P_t \quad (I.24)$$

Avec P_t : probabilité d'effet tunnel.

I.6.4- Combinaison des deux courants :

Les expressions des deux courants, thermique et de diffusion, sont similaires ; le courant varie proportionnellement à $\exp\left(\frac{-eV_d}{KT} - 1\right)$. En explicitant $\exp\left(\frac{-e\phi_b}{KT}\right)$ en fonction de $\exp\left(\frac{-eV_d}{KT}\right)$ dans les équations (I.18) et (I.21), les courants de saturation J_{se} et J_{sd} sont de la

forme $J=nqv$ ou $n=Nd \text{ EXP} \left(\frac{-eVd}{KT} \right)$ représente le nombre de porteurs à l'interface et v la vitesse des porteurs.

Les deux courants sont en série ; la densité du courant totale J est donnée par :

$$J=eN_c v \text{ EXP} \left(\frac{-e\phi_b}{KT} \right) \left[\text{EXP} \left(\frac{-eVd}{nKT} - 1 \right) \right] = J_s \left[\text{EXP} \left(\frac{eV}{nKT} - 1 \right) \right]$$

Avec $v = \frac{vdve}{vd+ve}$

ve : vitesse des électrons.

vd : vitesse des trous.

Pour $vd \ll ve \Rightarrow v = vd$: le courant de la structure est conditionné par la diffusion des porteurs.

Pour $vd \gg ve \Rightarrow v = ve$: le courant est celui résultant de l'émission thermique à l'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 du 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 :

$$R=R_c/S \tag{I.25}$$

Avec : $R_c =$ résistance spécifique du contact ($\Omega \cdot \text{cm}^2$) (contact resistance).

$S =$ surface du contact.

On peut diminuer cette résistance en augmentant la surface du contact, mais cela se fait au détriment de la taille des composants donc à la densité d'intégration.

I.7.2- Réalisation de Contact ohmique :

Un contact ohmique sur un SC'N' est théoriquement réalisable avec un métal de travail de sortie inférieur à celui du semi-conducteur. Malheureusement cette situation idéale est rarement réalisée. En pratique, on diminue la résistance du contact en surdopant superficiellement la région où l'on veut réaliser le contact : on réalise une couche tampon dégénérée (de 10^{19} à 10^{20} cm^{-3}).

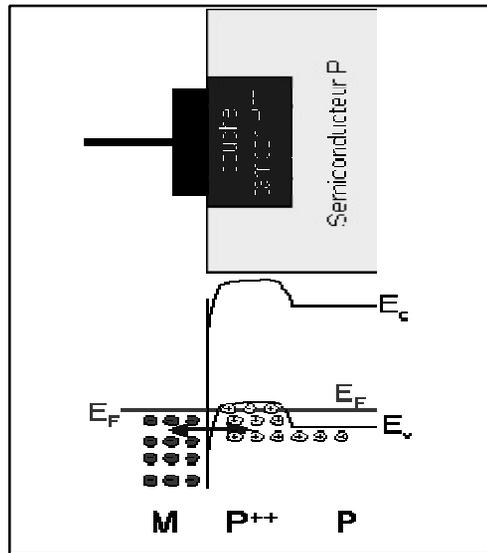


Fig (I.10) : Contact ohmique sur semi-conducteur de type(N) et(p).

La ZCE de la barrière ainsi formée entre la couche tampon et le métal du contact est tellement fine que les porteurs peuvent la traverser par effet tunnel. Le contact n'est plus redresseur et la caractéristique $I(V)$ est symétrique.

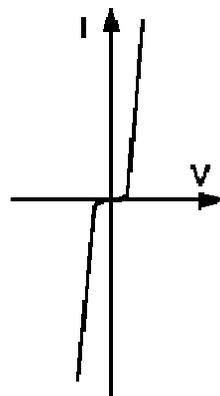


Fig (I.11) : Caractéristique $I(V)$ d'un contact ohmique.

I.7.3- Résistance carrée.

On définit la résistivité d'un matériau massif par la relation :

$$\rho = (q n \mu_n)^{-1} \text{ pour un SC (n) et } \rho = (q p \mu_p)^{-1} \text{ pour un semi-conducteur (p).}$$

Pour une épitaxie constituée d'une zone active (semi-conducteur dopé d'épaisseur faible ($e =$ quelques μm) sur un substrat semi-isolant, on définit la résistance carrée par la résistance mesurée entre deux contacts parfaits larges de 1cm et distants de 1 cm.

Si la couche est uniformément dopée : $R_{\square} = \rho/e$

Si la couche n'est pas uniformément dopée : $N_D(x)$

$$R_{\blacksquare} = \left[q \int_0^e ND(x) \mu n(x) dx \right]^{-1} \quad (I.26)$$

I.7.4-Détermination de la résistance de contact :

Une détermination courante de la résistance de contact est la technique TLM (Transmission Line Method). Elle est fondée sur l'hypothèse que la résistance de contact est déterminée par l'interface métal-SC et que la résistivité sous le contact est uniforme.

La résistance entre 2 contacts distants de L est alors donnée par :

$$R = R_{\blacksquare} L/W + 2 R_c + R_p \quad (I.27)$$

- W : largeur des contacts.
- R_{\blacksquare} : résistance carrée de la couche active.
- R_p : résistance des fils de connexion.
- R_c : résistance des contacts.

R_p est facilement déterminée grâce à une connexion sur le même contact.

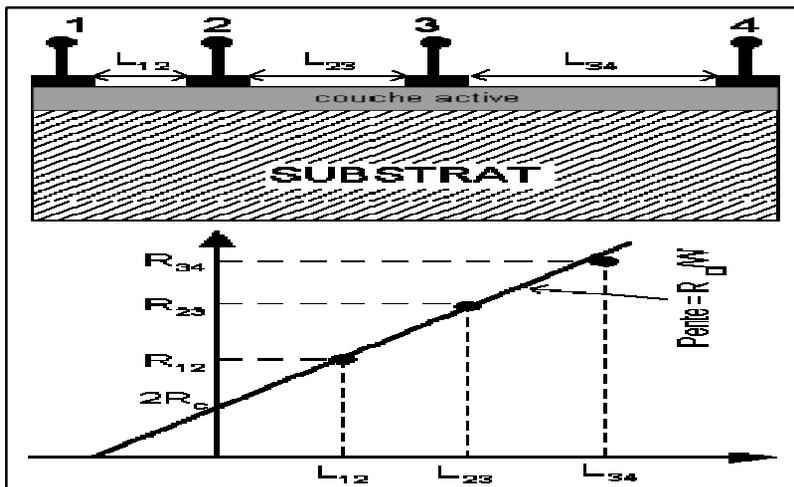


Fig (I.12) : méthode de mesure de la résistance de contact.

II- Les hétérojonctions semi-conducteur1-semi-conducteur2 :

Les hétérostructures semi-conductrices sont constituées de couches de deux ou plusieurs semi-conducteurs différents que l'on peut faire croître avec une structure cristalline commune, mais avec des largeurs des bandes interdites différentes.

L'étude des structures composées de deux semiconducteurs constituent un élargissement de l'étude des jonctions PN à homojonction. Ces dispositifs sont essentiellement utilisés en tant que diode. Un empilement d'un plus grand nombre de couches est possible et permet la réalisation d'un grand nombre de dispositifs.

Les structures plus récentes sont constituées de couches de très fines épaisseurs (quelques couches atomiques). L'étude se fera de manière plus qualitative que l'étude des contacts métal –semi-conducteurs.

Convention : dans tout ce chapitre, nous désignerons par l'indice "1" le semi-conducteur de gauche, et par l'indice "2" le semi-conducteur de droite.

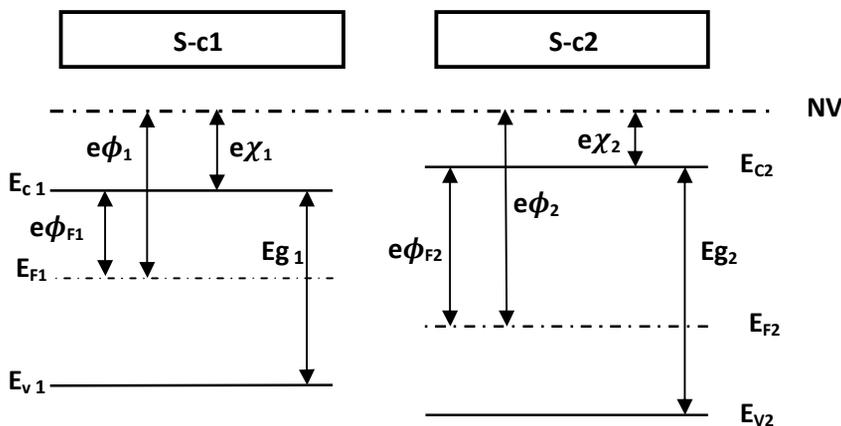


Fig (II.1) : diagramme énergétique dans chacun des s-c avant le contact.

II.1- Étude d'une jonction à l'équilibre :

II.1.1- Diagrammes des bandes d'énergie :

Considérons deux semiconducteurs différents caractérisés par les affinités électroniques $e\chi_1$ et $e\chi_2$, les travaux de sortie $e\phi_1$ et $e\phi_2$, les gaps E_{g1} et E_{g2} et les distances bande conduction-niveau de Fermi $e\phi_{F1}$ et $e\phi_{F2}$ qui traduisent les dopages respectifs des semiconducteurs.

L'étude de l'équilibre d'une hétérojonction composée de deux semiconducteurs se fera comme pour une homojonction ou une diode Schottky : on isole les deux matériaux et on les rapproche. En fonction de la position initiale des deux quasis niveaux de Fermi et du type de semi-conducteur considéré, on pourra en déduire la nature de la réorganisation électronique : soit il s'agira d'une zone de désertion, soit d'une zone d'accumulation. La présence de deux semiconducteurs rend la situation du diagramme des bandes plus complexe. On effectue l'étude du diagramme des bandes en deux parties : une étude "loin de la jonction" et une étude "proche de la jonction". Rappelons que dans les semiconducteurs, les deux travaux de sortie

dépendent à la fois du semi-conducteur (via l'affinité électronique) et de la densité de porteurs au point considéré. Ils sont donc fonction de la zone de charge d'espace liée à l'établissement de l'équilibre. En particulier, ils seront différents loin de la jonction et proche de la jonction, à l'équilibre.

Dans toute l'étude, ne nous intéressons qu'au cas $\phi_1 > \phi_2$. Le cas d'égalité est un cas particulier: il ne sera pas traité dans ce chapitre. Le cas $\phi_1 < \phi_2$ sera déduit par analogie.

a- Diagramme loin de la jonction :

Loin de la jonction, les positions relatives des niveaux par rapport au niveau de fermi sont inchangées. Nous caractérisons les différentes grandeurs par un exposant (∞).

A l'équilibre, les deux quasi-niveaux de fermi s'égalisent. On peut donc déduire l'écart des deux niveaux du vide :

$$\Delta NV^\infty = NV_2 - NV_1 = q\phi_1 - q\phi_2 \quad (\text{II.1})$$

Cette différence fait apparaître une barrière de potentiel notée Vd^∞ tel que :

$$\Delta NV^\infty = -qV_d^\infty \quad (\text{II.2})$$

Nous avons choisit d'illustrer le cas $\phi_1 > \phi_2$: il en découle que $\Delta NV^\infty < 0$

L'écart d'énergie pour les bandes de conduction, toujours loin de la jonction est donné par :

$$\Delta E_c^\infty = Ec_2 - Ec_1 = q\phi_{F2} - q\phi_{F1} \quad (\text{II.3})$$

On peut aussi définir un écart de gap :

$$\Delta E_g = Eg_2 - Eg_1 \quad (\text{II.4})$$

Cet écart de gap permet d'exprimer l'écart d'énergie entre les deux bandes de valences :

$$\begin{aligned} \Delta E_v^\infty &= (Ec_2 - Ev_2) - (Ec_1 - Ev_1) \\ &= (Ec_2 - Ec_1) - (Ev_2 - Ev_1) = \Delta E_c^\infty - \Delta E_v^\infty \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

Les signes des écarts ΔE_c^∞ et ΔE_v^∞ définissent 4 cas représentés sur la figure (II.2).

L'écart de la bande de conduction des deux cotés de la jonction peut s'exprimer en fonction des affinités électroniques de chaque semi conducteur et ce quel que soit l'endroit considéré :

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= Ec_2 - Ec_1 = Ec_2 - N_{V2} + N_{V2} - N_{V1} + N_{V1} - Ec_1 = -q\chi_2 + \Delta N_v + q\chi_1 \\ &= q(\chi_1 - \chi_2) - qN_d = -q\Delta\chi - qN_d \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

Le premier terme est une constante liée aux matériaux. Ce terme ne dépend pas du dopage ni de la densité de porteurs : il est constant dans toute la jonction.

Le second terme Vd dépend de la densité de porteurs au point considéré : il varie donc selon que l'on est dans les zones quasi-neutres (loin de la jonction) ou dans une zone de charge d'espace.

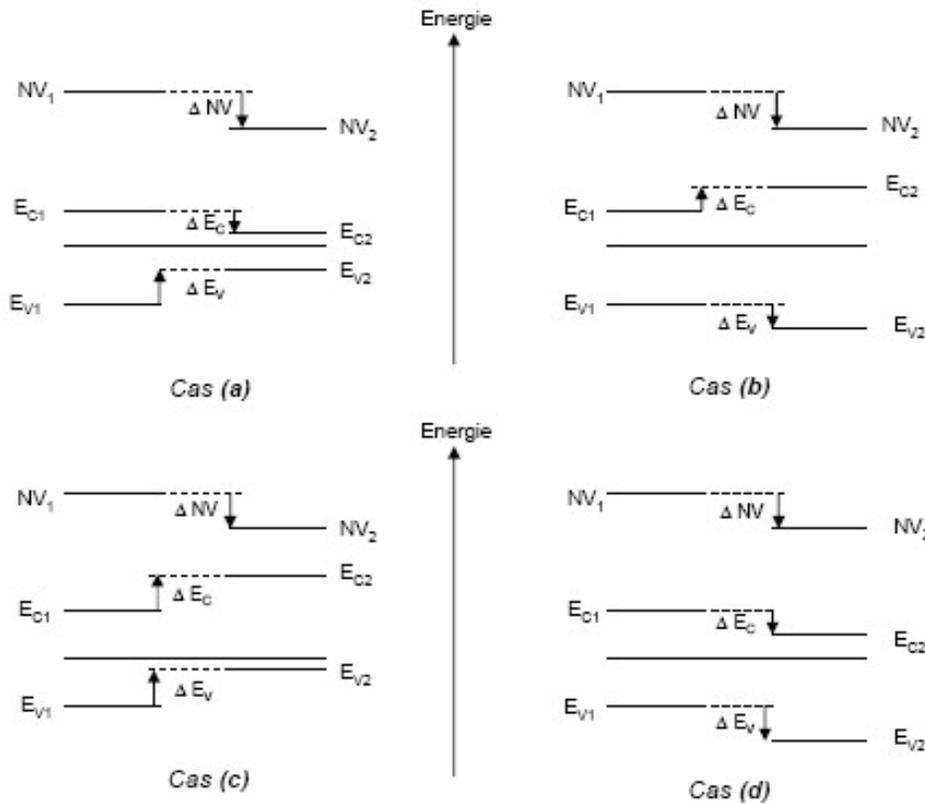


Fig (II.2) : les 4 diagrammes des bandes d'énergie loin de la jonction.

Exemple :

Considérons l'hétérojonction constituée de GaAs, dopée P : $N_a = 10^{14} \text{cm}^{-3}$, et de Ge, dopée N : $N_d = 10^{16} \text{cm}^{-3}$: On peut donc en déduire les écarts entre les niveaux de Fermi et les bandes de conduction :

-Pour le GaAs :

$$E_v - E_F = \frac{KbT}{q} \ln \left(\frac{N_a}{N_v} \right) = -0,29 \text{ eV}$$

$$q\phi_{F1} = (E_c - E_v) + (E_v - E_F) = 11,42 - 0,29 = 1,13 \text{ eV}$$

-pour le Ge : $q\phi_{F2} = - \frac{KbT}{q} \ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right) = 0,17 \text{ eV}$

D'où : $\phi_1 = \phi_{\text{GaAs}} = q\chi_1 + E_c - E_F = 4,07 + 0,17 = 5,2 \text{ eV}$

et $\phi_2 = \phi_{\text{Ge}} = q\chi_2 + E_c - E_F = 4,13 + 0,17 = 4,3 \text{ eV} < \phi_1$

Donc $\Delta NV < 0$ puis $\Delta Ec = q\phi_{F2} - q\phi_{F1} = 0,17 - 1,13 = 0,96 \text{ eV} < 0$

Et $\Delta Ev = \Delta Ec - \Delta E_g^\infty = 0,96 - (0,66 - 1,42) = -0,2 \text{ eV}$. Il s'agit donc du cas (d) de la figure (II.2).

c- Diagramme proche de la jonction :

On notera avec un indice "i" les grandeurs évaluées au niveau de l'interface. Au voisinage de la jonction, des discontinuités des bandes d'énergies apparaissent. Seul le niveau du vide est continu. Le potentiel de diffusion V_d (qui vaut V_d^∞ loin de la jonction) s'annule à l'interface : les porteurs diffusent sans contrainte pour assurer l'équilibre (égalité des niveaux de Fermi). Les travaux de sortie des deux Semiconducteurs sont donc identiques.

Pour connaître les discontinuités des différents niveaux d'énergie, il suffit de faire tendre le potentiel de diffusion V_d vers 0 dans les expressions précédentes. D'où :

$$\Delta N_{vi} = 0 \quad (\text{II.7})$$

$$\Delta E_{ci} = -q(\chi_2 - \chi_1) \quad (\text{II.8})$$

$$\Delta E_{vi} = \Delta E_{ci} - \Delta E_g \quad (\text{II.9})$$

On en déduit que le type de discontinuité de la bande de conduction est donné par le signe de $(\chi_2 - \chi_1)$ et celui de la bande de valence par le signe de $q(\chi_2 - \chi_1) - \Delta E_g$.

La figure (II.3) donne une illustration des 4 allures possibles au voisinage de la jonction (il faut noter que ces 4 allures possibles peuvent exister avec d'autres allures loin de la jonction, en vérifiant bien à chaque fois que le gap est constant pour chaque matériau). Ces figures font apparaître deux types de discontinuité au voisinage de l'interface. La première est caractérisée par une variation de la bande d'énergie considérée, comme c'est le cas pour la bande de valence de la figure II.3(b). Une telle discontinuité, pour laquelle la différence d'énergie s'ajoute au potentiel de diffusion, est appelée "pseudo-discontinuité". Ce type de variation ressemble fortement à la variation des bandes d'énergie d'une jonction PN classique. Le second type de discontinuité est illustré par la bande de conduction de la figure II.3(b). Il y'a une rupture importante entre les deux bandes de conduction.

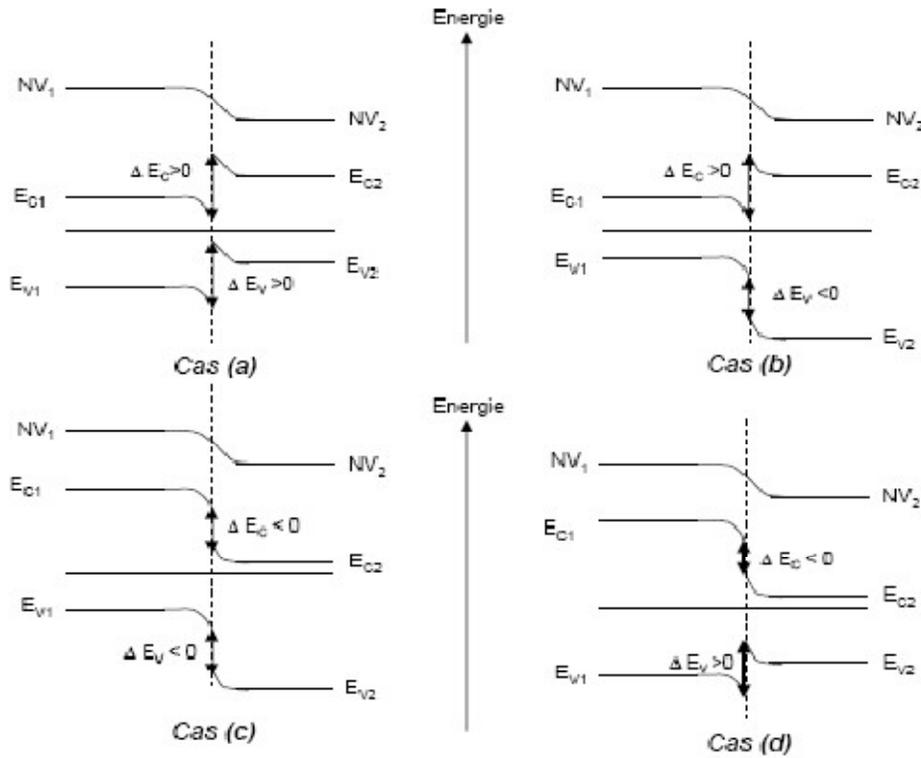


Fig (II.3) : les 4 diagrammes des bandes d'énergie proche de la jonction.

II.1.2- Modélisation du diagramme des bandes :

Nous ne modéliserons le diagramme des bandes d'énergie que dans le cas où deux zones de désertion se sont formées. Il est en effet plus difficile de résoudre l'équation de Poisson en présence d'une zone d'accumulation (comme dans le cas d'une jonction Schottky). La méthode est analogue à celle utilisée lors de la jonction PN ou lors de l'étude des contacts métal-semi-conducteur.

Nous développerons la méthode sur un exemple illustré par la figure (II.4).

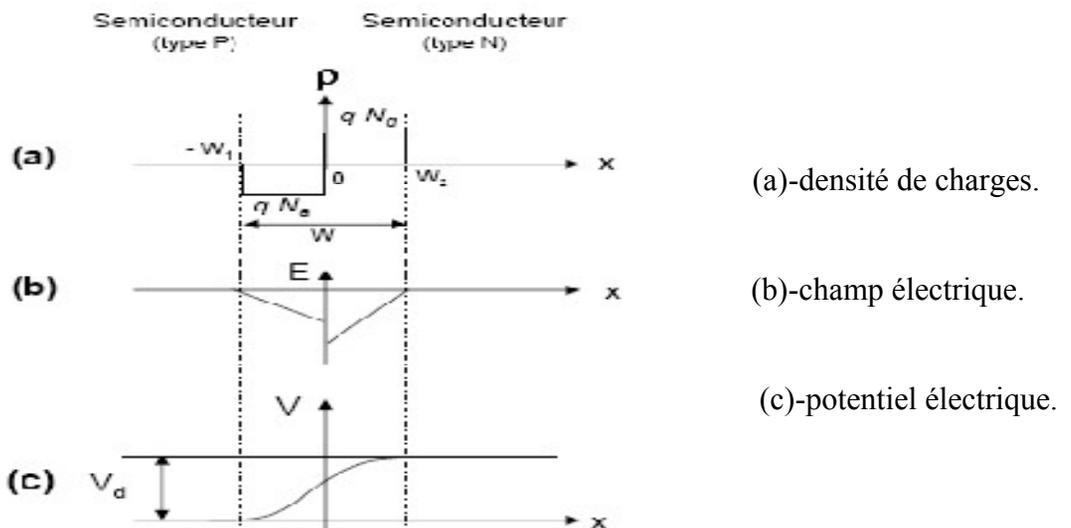


Fig (II.4) : détermination de potentiel.

L'hétérojonction considérée est de type PN, la région P ayant une densité de porteurs N_a et la région N une densité N_d . Prenons l'origine au niveau de l'interface. Soient :

W_1 et W_2 : les largeurs des deux zones de charge d'espace.

W : la largeur totale de la zone de charge d'espace.

N_a et N_d : les densités d'atomes accepteurs et donneurs.

L'intégration de la densité de charge fournit le champ électrique (figure II.4(b)) :

$$\text{Pour } x < -w_1 : \quad E(x) = 0 \quad (\text{II.10})$$

$$\text{Pour } -w_1 < x < 0 : \quad \frac{dE}{dx} = -\frac{qN_a}{\epsilon r_1 \epsilon_0} \quad (\text{II.11})$$

$$E(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon r_1 \epsilon_0} x + \text{cte} \quad (\text{II.12})$$

La continuité du champ en $x = -w_1$ (le champ est ici continu, puisqu'on reste dans le même matériau) permet d'écrire :

$$E(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon r_1 \epsilon_0} (x + w_1) \quad (\text{II.13})$$

$$\text{Pour } 0 < x < w_2 : \quad \frac{dE}{dx} = \frac{qN_d}{\epsilon r_2 \epsilon_0} \quad (\text{II.14})$$

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon r_2 \epsilon_0} x + \text{cte} \quad (\text{II.15})$$

La continuité du champ en $x = w_2$ permet d'écrire :

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon r_2 \epsilon_0} (x - w_2) \quad (\text{II.16})$$

L'intégration de champ donne au signe près le potentiel dans chaque matériau :

$$\text{Pour } x < -w_1 : v(x) = 0 \quad (\text{I.17})$$

$$\text{Pour } -w_1 < x < 0 : \quad V_{d1} = \frac{qN_a}{2\epsilon r_1 \epsilon_0} w_1^2 \quad (\text{II.18})$$

$$\text{Pour } 0 < x < w_2 : \quad V_{d2} = \frac{qN_d}{2\epsilon r_2 \epsilon_0} w_2^2 \quad (\text{II.19})$$

Les deux barrières de potentiel sont donc les barrières présentes dans chaque semi-conducteur, au niveau de chaque bande d'énergie. Ces deux potentiels donnent (au facteur $-q$ près) les variations des bandes de conduction et de valence. N'oublions pas que ces énergies potentielles sont discontinues (conduction et valence), excepté pour le niveau du vide. On peut donc en déduire la barrière globale du niveau du vide, notée V_d , en considérant que seul le niveau du vide est continu (cf. figure II.5) :

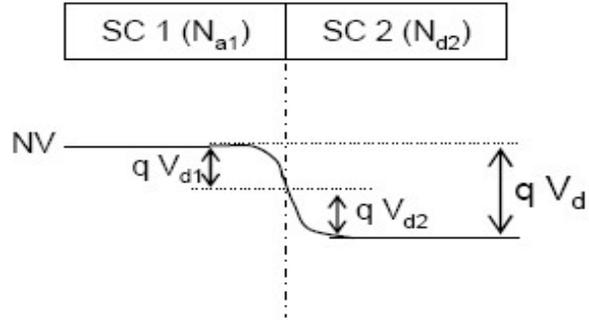


Fig (II.5) : répartition de la chute de potentiel au niveau de la jonction.

Donc la barrière globale s'écrit :

$$V_d = V_{d1} + V_{d2} \quad (II.20)$$

$$= \frac{qN_a}{2\epsilon r_1 \epsilon_0} W_1^2 + \frac{qN_d}{2\epsilon r_2 \epsilon_0} W_2^2 \quad (II.21)$$

Par ailleurs la neutralité électrique du dispositif s'écrit :

$$W_1 N_a = W_2 N_d \quad (II.22)$$

On en déduit alors les épaisseurs de chaque zone de charge d'espace et la largeur totale de la zone de charge d'espace en fonction de la barrière de potentiel globale V_d :

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 N_d}{q} \frac{\epsilon r_1 \epsilon r_2}{N_a \epsilon r_2 N_d + \epsilon r_1 N_a}} V_d \quad (II.23)$$

$$W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 N_a}{q} \frac{\epsilon r_1 \epsilon r_2}{N_d \epsilon r_2 N_d + \epsilon r_1 N_a}} V_d \quad (II.24)$$

Et donc w globale est donnée par :

$$W = \left(\sqrt{\frac{N_a}{N_d}} + \sqrt{\frac{N_d}{N_a}} \right) \sqrt{\frac{2\epsilon_0}{q} \frac{\epsilon r_1 \epsilon r_2}{\epsilon r_2 N_d + \epsilon r_1 N_a}} V_d \quad (II.25)$$

II.1.3- Répartition du champ :

Les équations précédentes permettent d'en déduire le rapport suivant :

$$\frac{V_{d1}}{V_{d2}} = \frac{\epsilon r_2 N_d}{\epsilon r_1 N_a} \quad (II.26)$$

Cette équation permet de constater que la répartition de la chute de potentiel est fonction des dopages des semi-conducteurs (à l'équilibre).

Par exemple, si $N_a \gg N_d$, on aura : $V_{d1} \gg V_{d2}$. La zone de charge d'espace s'étend plus dans le semi-conducteur 1 que dans le semi-conducteur 2. (La zone de charge d'espace s'étend dans le semi-conducteur le moins dopé). On aura donc :

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon r_1}{q N_a}} V_d \quad (II.27)$$

$$W_2 \sim \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 N_a \varepsilon r_1}{q N_d N_d}} V_d \rightarrow 0 \quad (\text{II.28})$$

Ce qui est bien cohérent avec le fait que le potentiel de diffusion ne s'applique que sur le semiconducteur 1

II.2- Étude hors équilibre :

II.2.1- Répartition du potentiel appliqué :

Si on applique une tension V (en prenant comme référence le semiconducteur 1), cette tension va créer un champ qui ne s'appliquera que proche de la jonction. Elle se répartira de part et d'autre de l'interface. Notons V_1 la chute de potentiel appliquée au semiconducteur 1 et V_2 celle appliquée au semiconducteur 2. On peut donc poser : $V_1 = \alpha V$ et $V_2 = (1-\alpha)V$. Le coefficient α est fonction du rapport des résistances des deux zones.

Par exemple, si la jonction est telle que l'on ait une zone d'accumulation dans le semiconducteur 1 et une zone de désertion dans le semiconducteur 2, alors $\alpha = 0$, c'est à dire que l'essentiel du champ s'appliquera sur la zone de désertion (semiconducteur 2), qui est rappelons-le, une zone beaucoup plus résistive.

La barrière de potentiel appliquée au semiconducteur 1 devient $\Delta V_1 = V_{d1} + V_1$, et celle appliquée au semiconducteur 2 vaut : $\Delta V_2 = V_{d2} + V_2$.

La barrière de potentiel globale vaut bien : $\Delta V = \Delta V_1 + \Delta V_2$, c'est à dire :

$$\Delta V = V + V_d.$$

II.2.2- Les différents courants :

Déterminer les courants dans une telle hétérostructure est assez complexe. Il y a, comme dans le cas d'une hétérostructure métal-semiconducteur, plusieurs sortes de courants :

Un courant thermoélectronique concernant chaque type de porteurs (dans une jonction schottky, nous n'avons qu'un seul type de porteur).

- Un courant tunnel (inter ou intra-bandes).
- Un courant tunnel assisté par agitation thermique.
- Un courant de recombinaison (essentiellement localisé à l'interface)

Comme dans le cas de la jonction schottky, nous négligerons le courant tunnel et de recombinaison. Il faut juste avoir à l'esprit qu'une jonction ayant une barrière étroite sera traversée par un courant tunnel important. En ce qui concerne le premier type de courant, nous ne donnerons que des arguments qualitatifs, contrairement à l'étude des contacts Schottky.

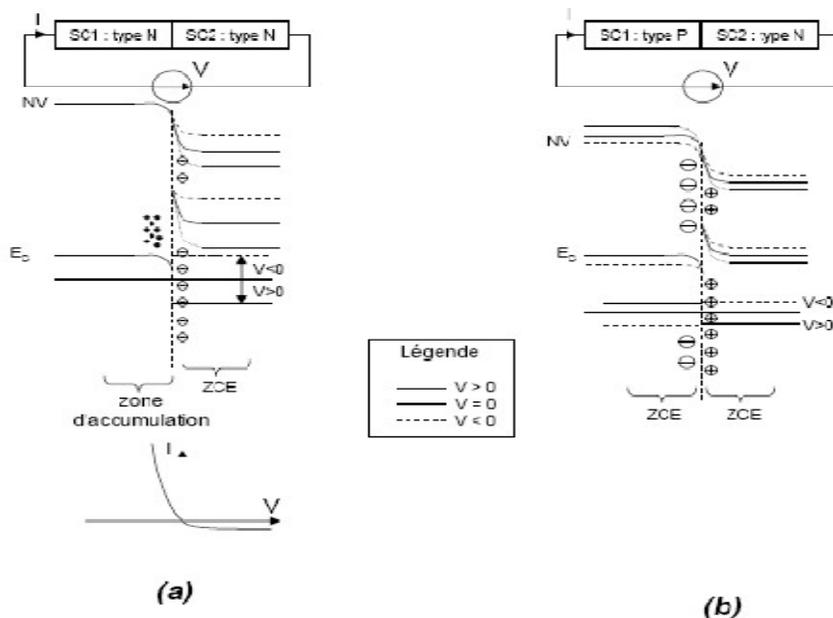
Afin de prévoir l'importance des nombreux courants existants, nous allons donner les paramètres qui influencent le courant thermoélectronique. Un tel courant est en effet fonction:

- du type de barrière considérée : pseudo-discontinuité ou discontinuité forte.
- du type de jonction : zone de désertion ou zone d'accumulation.
- des dopages.

Les courants thermoélectroniques sont plus importants dans le cas d'une forte discontinuité. Dans le cas d'une pseudo-discontinuité, la barrière de potentiel est très importante et les porteurs auront plus de difficulté (dans un sens) à la franchir. On se retrouve dans le cas d'une jonction PN classique (homojonction) avec une forte barrière de potentiel et donc un courant plus faible que dans le cas d'une homojonction classique. Nous nous focaliserons donc essentiellement sur les fortes discontinuités. Voici donc la méthode permettant de repérer les courants majoritaires dans une hétérojonction :

- ❖ Il faut tout d'abord repérer les fortes discontinuités qui vont définir un fort courant (de trous e
 - ❖ il faut ensuite déterminer quel type de jonction on a : zone d'accumulation ou zone de déserti
- de déterminer la zone de la modification du diagramme des bandes suite à l'application d'une tension l'étude uniquement pour la bande de conduction. Nous Allons donner quelques exemples de déterm courants.

Supposons tout d'abord que nous soyons en présence d'une jonction isotype (N-N). Il y aura une zone de désertion dans un semiconducteur possédant un travail de sortie plus faible par exemple le semiconducteur 2 et une zone d'accumulation dans un semiconducteur ayant le travail de sortie le plus élevé par exemple le semi-conducteur 1, comme cela est illustré dans la figure (II.6.a).





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 à celui dont la contribution à la révolution de la physique des composants à semiconducteur, il s'agit bien évidemment de la dualité ***onde-corpuscule*** qui s'annonce comme suit :

**** à toute onde plane monochromatique (λ, ν) , on associe une particule matérielle (\vec{E}, \vec{P}) et vice-versa**.** Avec :

$$\lambda = \frac{h}{m\nu} \tag{II.1}$$

II.2- Quelques rappels sur le photon :

Un photon est une particule très énergétique 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 :

$$E = \frac{hc}{\lambda} \tag{II.2}$$

$$E (eV) = \frac{1,24}{\lambda(\mu m)} \tag{II.3}$$

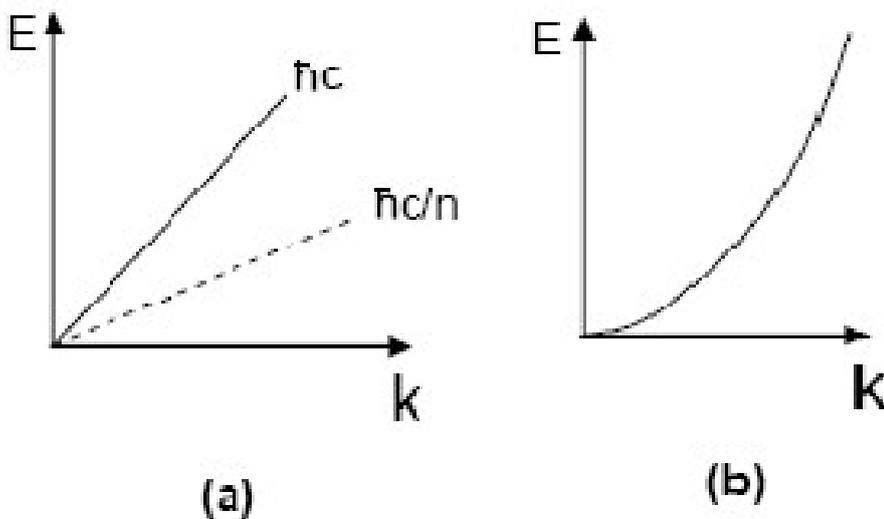


Fig (II.1) : (a)-relation de dispersion du photon dans le vide et dans la matière.
 (b)-relation de dispersion de l'électron dans le vide.

Dans un milieu matériel isotrope et homogène, caractérisé un unique indice optique n , la vitesse de phase vaut : $v_{\varphi} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n}$ IL en découle que:

$E = \hbar \nu = \hbar \omega = \frac{\hbar c}{n} k$. D'où les variations de l'énergie du photon dans le vide et dans la matière en fonction du vecteur d'onde k représentés sur la figure(II.1.a).

II.3- Quelques rappels sur l'électron :

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

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

Dans un semi-conducteur l'électron subit des interactions avec les atomes du réseau cristallin, la loi de variation de l'énergie en fonction du 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 :

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (\text{II.4})$$

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 conducteurs 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 de conduction est en face au maximum de la bande de valence. C'est par exemple le cas de GaAs Fig(II.2.a).

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. S'est le cas de Silicium Fig (II.2.b).

Cette notion de gap est très importante car l'essentiel des phénomènes se produisent au voisinage des extrema des bandes d'énergie en raison de l'importance de la densité de porteurs à ces endroits.

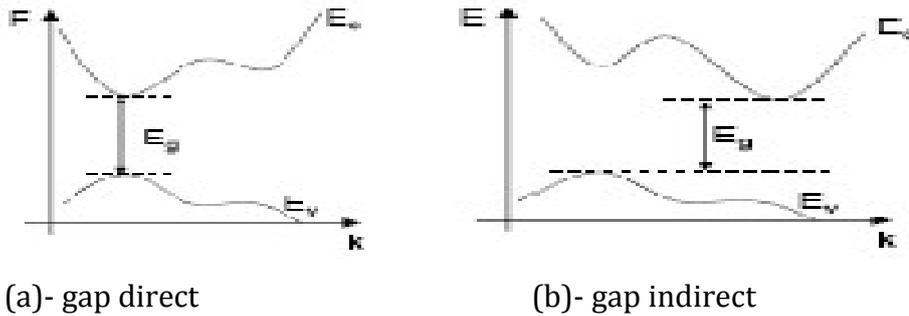


Fig (II.2) : les deux types de Gap.

II.4- Interaction photon/électron :

L'interaction entre un photon et un électron (et donc absorption ou émission d'un photon). Peut être assimilé à un choc élastique. La quantité de mouvement \vec{p} et l'énergie cinétique \vec{E} sont conservées. Donc :

$$E_f - E_i = \pm h\nu \tag{II.5}$$

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \pm \vec{k}_{ph} \tag{II.6}$$

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

On tenant compte des ordres de grandeurs. On conclut que :

$$|\vec{k}_{\text{électron}}| \gg |\vec{k}_{\text{photon}}| \tag{II.7}$$

L'équation (II.5) devient alors :

$$\vec{k}_f = \vec{k}_i \tag{II.8}$$

L'absorption ou l'émission d'un photon s'effectue donc à vecteur d'onde (de l'électron) constant (conservé). Dans ce cas on dit que les transitions (optiques) sont verticales dans l'espace des \vec{k} . Dans le cas où le vecteur d'onde de l'électron 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 regrouper les transitions en deux catégories ; les transitions radiatives, mettent en jeu un ou plusieurs photons et des transitions non radiatives pour lesquelles les photons n'interviennent pas.

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)-Émission spontanée :

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 tels que les diodes électroluminescentes.fig(II.3.a).

b)-absorption fondamentale :

Un photon peut être absorbé par un semi-conducteur et il induit le saut d'un électron d'un état occupé de la bande de valence vers un état vide de la bande de conduction (fig II.3.b). Ce processus est mis à profit dans les capteurs de rayonnement.

c)-émission stimulée :

Un photon présent dans le semi-conducteur peut induire la transitions d'un électron de la bande de conduction vers un état vide de la bande de valence avec émission d'un photon qui à les mêmes caractéristiques que le photon incident (fig II.3.C). C'est ce processus qui nous intéresse car il est mis à profit dans les lasers à semi-conducteurs.

La figure (II.3) montre les différents types des transitions :

a)-émission spontanée (gap direct).

b)-absorption (gap direct).

c)-absorption puis thermalisation des électrons dans Bc.

d)-émission stimulée (gap direct).

e)-transitions non radiatives (gap indirect).

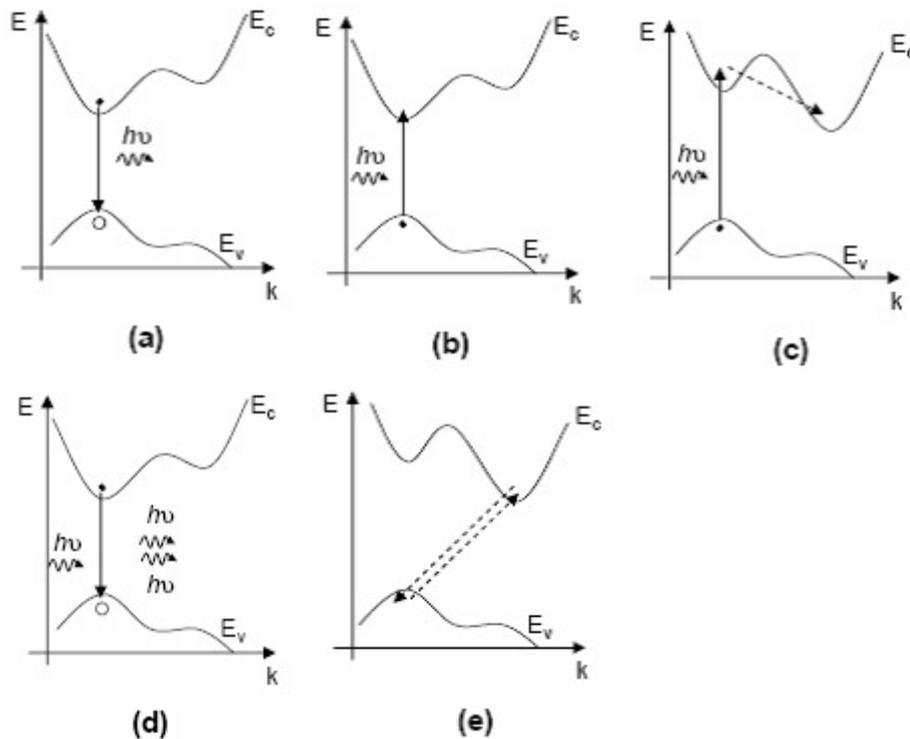


Fig (II.3): les différentes transitions.

Le processus de l'émission stimulée est à la base du fonctionnement des lasers à semi-conducteurs, il est en quelque sorte le processus inverse de l'absorption. La différence réside dans la présence d'un photon incident pour avoir l'émission stimulée. À fin que cette émission existe, il faut l'on ait, en régime permanent, une densité de porteurs dans un état excité plus importante que la densité des porteurs dans un état stable (sinon l'absorption des photons incidents devient prédominante 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 :

Les semi-conducteurs sont soumis à un grand nombre de transitions non radiatives. Ces transitions sont assistées par un grand nombre d'interactions dont les plus importants sont :

L'interaction électron/phonon :

Le phonon est la particule associée à l'onde de vibration du réseau cristallin. Cette interaction est très présente dans les semi-conducteurs.

Deux types de phonons existent :

- Les phonons optiques : sont associés à des durées de vie très courtes (quelques ps).
- Les phonons acoustiques : associés à des durées de vie plus longues (quelques centaines de ps).

L'interaction électron/électron :

L'interaction électron/rugosité d'interface :

Ces interactions donnent lieu à un certain nombre de transitions, dont les plus courantes sont les suivantes :

Recombinaison Auger : l'énergie issue d'une recombinaison électron/trou est cédée sous forme d'énergie cinétique à un électron de la bande de conduction (qui voit son énergie cinétique augmenter). Ce processus est assisté par une interaction électron/électron. Il met donc en jeu deux électrons et un trou.

Une recombinaison Auger avec trous et un électron existe également.

Transitions intra bandes mettant en jeu un ou plusieurs phonons (absorption ou émission de phonons).

Recombinaison par centre recombinants : des impuretés présentes dans un semi-conducteur peuvent créer des états d'énergie permis dans le gap. Ces états d'énergie peuvent stocker des électrons(ou des trous) et offrir aux électrons de la bande de conduction une recombinaison non radiative cette recombinaison est très fréquente et porte le nom <<Recombinaison de Shockley Read Hall (SRH).

REMARQUE : thermalisation des électrons.

Le nom << thermalisation des électrons >> signifie que les électrons excités, qui sont dans un état instable de la bande de conduction, vont subir une transition intrabande (non radiative) au sein de la bande de conduction pour arriver dans un état plus stable, c'est-à-dire au minimum de la bande de conduction. Le mécanisme le plus efficace pour la thermalisation des électrons est l'interaction électron/phonon. Compte tenu de l'ordre de grandeur de cette interaction et la recombinaison radiative on peut expliquer pourquoi une grande majorité des électrons excités peuvent être transférés vers le minimum de la bande de conduction.

II.5.3- Taux de recombinaisons et durées de vie :

Chaque transition est caractérisée par un taux et une durée de vie associé aux porteurs concernés, le taux globale d'émission radiative, noté R_R , est donné par :

$$R_R = R_{sp} + g \quad (II.9)$$

Avec :

- R_{sp} est le taux d'émission spontanée. son expression est donnée par :

$$\mathbf{R}_{sp} = \frac{\text{variation de porteurs minoritaires}}{\text{durée de vie des porteurs minoritaires}} \quad (\text{II.10})$$

Dans un semi-conducteur de type N : $\mathbf{R}_{sp} = \frac{\Delta p}{\tau p}$.la durée de vie des porteurs minoritaires est lie à la densité de porteurs majoritaires par : $\frac{1}{\tau p} = \mathbf{Bn}$

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

Ce taux est proportionnel à la densité N_{ph} de photons incidents : $g = \tau_{st} N_{ph}$.

Le taux global d'émission est associé à une durée de vie : τ_R et le rapport entre la durée de vie radiative et le taux d'émission radiative est donné par la relation :

$\mathbf{R}_R = \frac{\Delta p}{\tau_R}$. En l'absence de l'émission stimulée, cette durée de vie correspond à la durée de des porteurs minoritaires.

En ce qui concerne les transitions non radiatives, on peut également définir un taux global noté \mathbf{R}_{nR} . ce taux est la somme des deux termes :

Un terme dû à la recombinaison Auger, dont la durée de vie est inversement proportionnelle au carré de la densité des porteurs.

Un terme constant A_{nR} du aux autres processus non radiatifs.

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

$$\mathbf{R}_{nR} = \frac{\Delta p}{n\tau_R} \quad (\text{II.11})$$

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

Dans un dispositif émetteur, on a intérêt à favoriser les processus radiatifs par rapport aux processus non radiatifs. A-fin de minimiser la recombinaison Auger.

On peut alors définir une durée de vie globale τ , tenant compte à la fois des processus radiatifs et non radiatifs, reliée à un taux de recombinaison global R :

$$R = R_R + R_{nR} \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau n_R} \quad (\text{II.14})$$

Les transitions radiatives présentées précédemment concernent toutes des transitions inter bande, c'est-à-dire mettent en jeu des électrons ou des trous de la bande de valence et de

conduction, ce sont les transitions majeurs des semi-conducteurs massifs ou des dispositifs à semi-conducteurs.

Les progrès récents dans le domaine de la croissance des matériaux permettent de réaliser des structures de plus faibles dimensions. Parmi ces dispositifs, citons par exemple les " puits quantiques ". L'énergie des électrons de la bande de conduction est alors quantifiée : des niveaux d'énergie discrets y apparaissent. Des transitions radiatives et non radiatifs peuvent exister entre ces sous bandes d'énergie c'est-à-dire entre les différents niveaux d'énergie de la bande de conduction.

II.5.4- Rendement radiatif d'un semi-conducteur :

Connaissant les durées de vie radiatives et non radiatives, on peut définir le rendement radiatif η d'un semi-conducteur par le rapport de temps de recombinaison radiatif (taux d'émission radiatif) par le taux global d'émission (radiatif et non radiatif)

$$\eta = \frac{Rr}{R} \quad (\text{II.15})$$

Son expression en fonction uniquement des durées de vie est donnée par :

$$\frac{1/\tau R}{1/\tau} = \frac{1/\tau R}{1/\tau R + 1/\tau nR} \quad (\text{II.16})$$

Dans le cas où les transitions radiatives sont prédominantes $\eta \rightarrow 1$.

II.6- Étude des différents spectres :

Les applications optoélectroniques sont à la frontière entre l'électronique et l'optique, il est donc nécessaire d'étudier les phénomènes électriques dans la matière en tenant compte des aspects optiques, il est donc utile de connaître les caractéristiques de la propagation des ondes électromagnétiques liées aux dispositifs optoélectroniques : la propagation en espace libre et la propagation guidée.

Le premier champ d'applications est extrêmement vaste. Citons quelques exemples : éclairage (LED), acquisition des signaux optiques (photo, films), lecture de données (CD-ROM et DVD), applications médicales etc.....

Le second champ est plus restreint dans la variété des applications. L'application essentielle concerne le transport d'information par fibre optique.

La réalisation d'un dispositif optoélectronique nécessite de connaître les conditions de propagation de l'onde considérée.

Nous allons donc voir les conditions de transmission des ondes électromagnétiques du domaine optique dans l'atmosphère et dans les fibres optiques (silice). Il est aussi nécessaire de connaître la sensibilité de l'œil humain.

II.6.1- Sensibilité de l'œil :

La figure (II.4) montre la sensibilité de l'œil humain en fonction de la longueur d'onde dans le visible et l'infrarouge. Ce spectre doit être pris en compte afin que les appareils électroniques puissent capter l'information optique de manière analogue à l'œil humain.

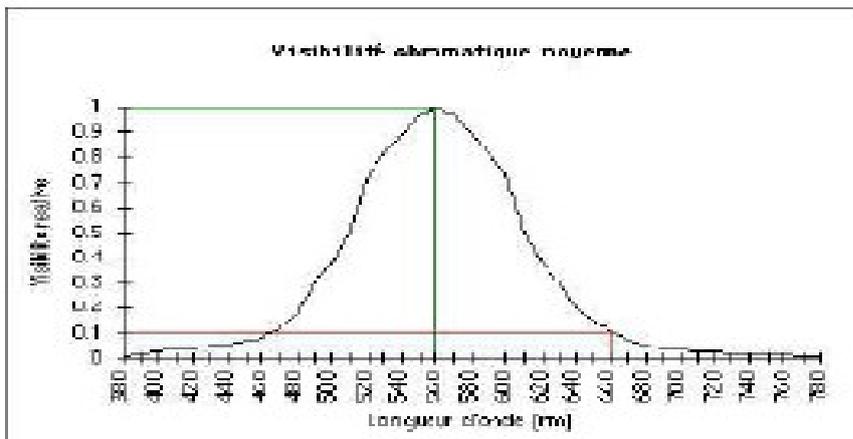
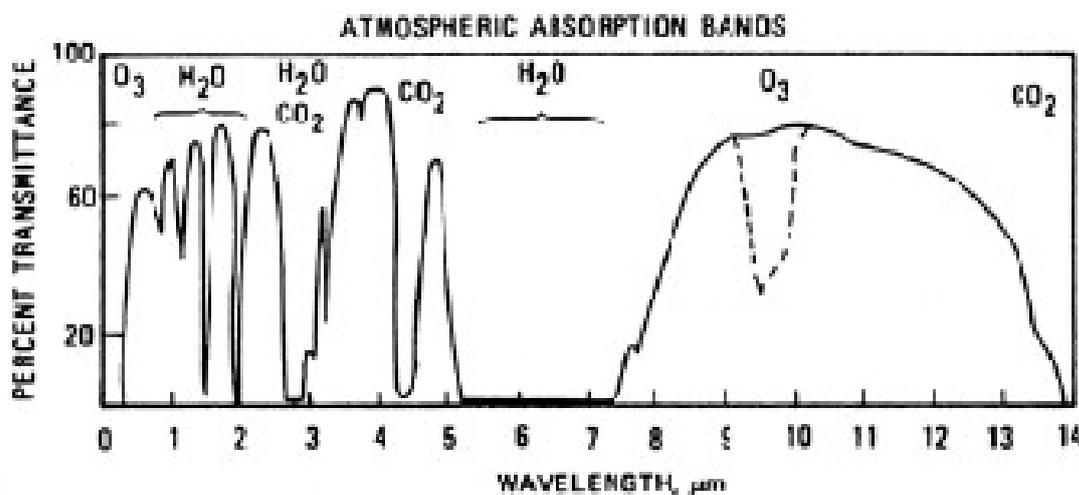


Fig (II.4) : spectre de l'absorption par l'œil humain.

II.6.2- Transmission dans l'atmosphère :

La figure (II.5) montre le spectre de transmission de l'atmosphère dans le visible et l'infrarouge. La transmission dans le visible dépend des conditions de la météo. Il est difficile de donner un seul spectre et la transmission dans l'infrarouge est moins sensible aux fluctuations météorologiques.



II.6.3- Transmission d'une fibre optique :

La figure (II.6) montre l'atténuation (la perte exprimée en dB par Km) d'une fibre optique en fonction de la longueur d'onde. On peut voir deux zones pour lesquelles l'absorption est minimale :

-aux alentours de $1,55\mu m$, l'atténuation vaut $0,2$ dB/Km. Cette zone est la plus utilisée dans les télécoms ainsi on dispose d'un très grand nombre de dispositifs optoélectroniques autour de $1,55\mu m$ (diodes lasers, LED, photodiodes, amplificateurs optiques).

-aux alentours de $1,2\mu m$, l'atténuation vaut $0,4$ dB/km. Il s'agit d'une seconde fenêtre optique qui peut être exploitée.

En dehors de ces deux fenêtres de transmission, on distingue trois grandes zones d'absorption :

- -aux basses longueurs d'onde, les fibres sont caractérisées par la diffusion Rayleigh qui correspond aux vibrations électroniques des atomes présents dans la fibre. Est le même processus de diffusion responsable de la couleur bleue du ciel.
- -un pic aux alentours de $1,4\mu m$ qui correspond à l'absorption des ions OH⁻.
- -une absorption infrarouge.

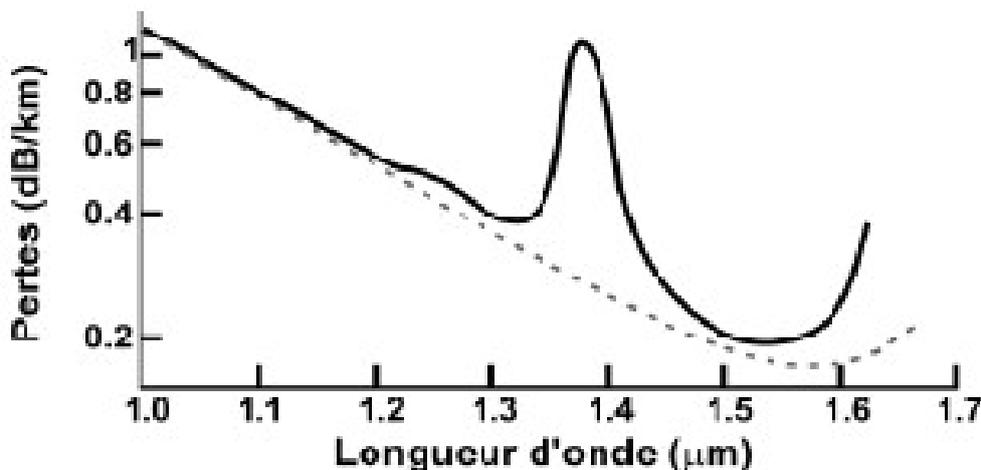


Fig (II.6) : atténuation(en dB/km) d'une fibre optique multi mode en fonction de la longueur d'onde

II.7- Quelques grandeurs utiles :

Nous allons donner quelques grandeurs utiles pour la caractérisation des dispositifs optoélectroniques, on se limitant à celles qui sont utiles à la compréhension des principes de fonctionnement physiques.

II.7.1- Coefficient de réflexion :

Un faisceau de lumière qui tombe sur une interface (air-semi-conducteur) subit une réflexion partielle et une transmission. Le coefficient de réflexion en fonction des indices n_1 et n_2 est donné par :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 \quad (II.17)$$

Le coefficient de transmission associé est : $T=1-R$, si $\varphi_i, \varphi_t, \varphi_r$ désignent les flux de photons incidents, transmis, réfléchis, on a les relations suivantes :

$$\begin{cases} \varphi_r = R \varphi_i \\ \varphi_t = T \varphi_i = (1-R) \varphi_i \end{cases}$$

II.7.2- Coefficient d'absorption :

Éclairons un S-C sous incidence normale, le faisceau incident étant dans l'air et les photons ayant une énergie E . Les matériaux semiconducteurs sont caractérisés par un coefficient d'absorption qui dépend des impuretés du réseau et de la création de paires électron / trou. Il est défini par la variation relative de la densité du rayonnement par unité de longueur. Ce coefficient dépend de l'énergie du rayonnement incident et de la position considérée dans le matériau. La variation en fonction de l'énergie est représentée sur la figure (II.7).

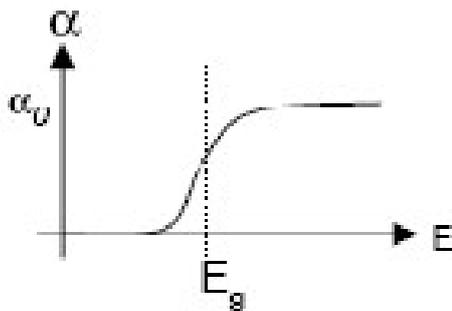


Fig (II.7) : variation du coefficient d'absorption en fonction de l'énergie.

Si φ_x est le flux de photons à l'abscisse x , la variation relative de ce flux s'écrit : $\frac{d\varphi}{\varphi(x)}$ dans une tranche de semi-conducteur d'épaisseur dx

$$\alpha dx = - \frac{d\varphi}{\varphi(x)} \quad (II.18)$$

En intégrant cette équation, on trouve l'expression de flux de photons dans un semi conducteur à l'abscisse x :

$$\varphi(x) = \varphi(0^+) e^{-\alpha x} \quad (II.19)$$

Si φ_i désigne le flux incident de photons avant d'arriver sous incidence normale sur l'interface air/semi-conducteur, le flux $\varphi(0^+)$ est donné par : $(1 - R) \varphi_i$. (figure II.8).

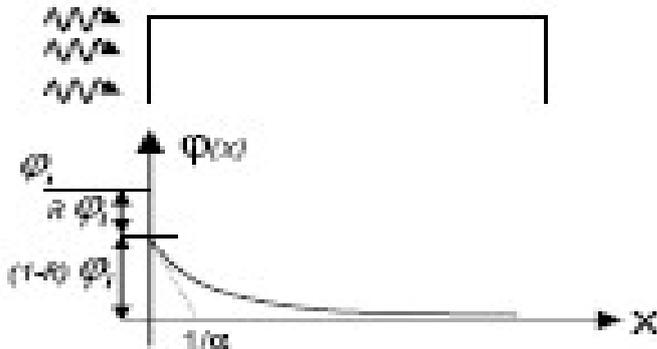


Fig (II.8) : variation d'un flux de photons dans un semi-conducteur.

Quelques données numériques :

Dans le GaAs, $\alpha = 10^4$. donc $1/\alpha = 10^{-4} \text{cm} = 1 \mu\text{m}$. L'essentiel de l'absorption se réalise sur une distance de $1 \mu\text{m}$. Il est inutile de réaliser des échantillons très grands.

II.7.3- Notion de rendement quantique :

On définit le rendement quantique global d'un détecteur par le rapport du nombre d'électrons fournis par le dispositif à un circuit externe divisé par le nombre de photons incidents.

$$\eta_{r \text{ détecteur}} = \frac{\text{nombre d'électrons dans le circuit}}{\text{nombre du photons incidents}} = (1-R) \eta_i \quad (\text{II.20})$$

Le rendement quantique externe d'un émetteur est défini par le rapport du nombre de photons émis par le dispositif divisé par le nombre d'électrons injectés dans le dispositif. Ce rendement est le produit du rendement quantique interne, qui correspond au rendement radiatif de l'émetteur par le rendement optique tenant compte des pertes par réflexion.

$$\eta_{\text{emeteur}} = \eta_i \times \eta_{\text{optique}} \quad (\text{II.21})$$

II.7.4- Réponse spectrale:

Dans le cas d'un photodétecteur, on définit la réponse spectrale par $R(\lambda)$ en A/W

$$R(\lambda) = I_{\text{ph}} / P_{\text{opt}} \quad (\text{II.22})$$

Avec : I_{ph} : le photocourant généré en Ampère.

P_{opt} : puissance optique incidente en Watt.

Soient :

S : surface du détecteur.

ϕ_i : Flux de photons incident par unité de temps

ϕ_e : flux d'électrons par unité de temps et de surface.

Le photon courant est donné par :

$$I_{ph} = g * q * \phi_e * S \quad \text{où } g : \text{ le gain de photoconduction.}$$

Or : $\phi_e = \eta * \phi_i$

et $P_{opt} = \phi_i * h\nu * S$

D'où : $R(\lambda) = \frac{g\eta q}{hc} \lambda$

Dans le cas d'un émetteur, on définit la réponse spectrale en (W/A) par le rapport de la puissance émise par le courant d'injection.

Ils existent d'autres paramètres qui permettent de compléter la caractérisation des dispositifs optoélectroniques. On peut citer :

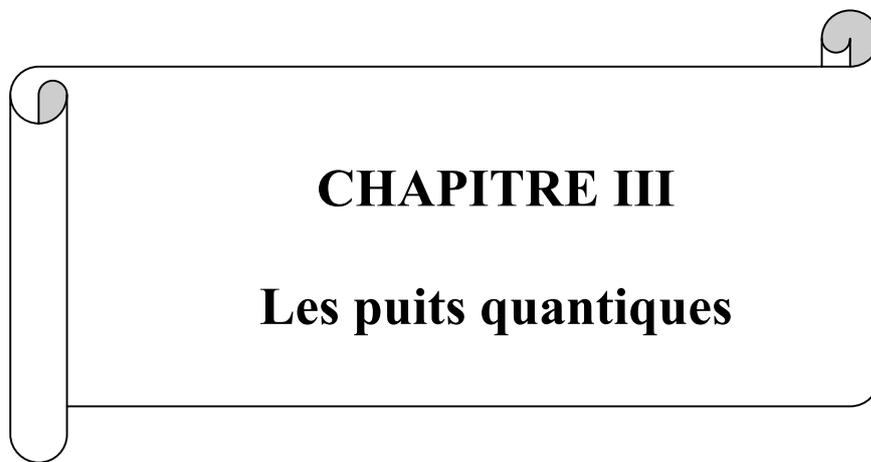
La détectivité d'un photodétecteur. Qui quantifie le signal à bruit.

Le RIN d'un laser : quantifie le bruit généré par un laser.

La fréquence de coupure d'un photodétecteur ou d'un laser permettant de connaître la limite d'utilisation en fréquence.

II.8- Semi-conducteur pour l'optoélectronique :

Le choix d'un semi-conducteur pour la réalisation d'un composant optoélectronique est évidemment fonction du type d'utilisation du composant. Le gap qui doit d'une part être direct et d'autre part adapté au rayonnement à émettre ou absorber en surface et qui doit être essentiellement radiatif. Et enfin la possibilité de doper le matériau n ou p pour la réalisation d'émetteurs à jonction p-n.



Un puits quantique est un puits de potentiel confinant une particule dans deux dimensions de l'espace. Cette particule est en général un porteur de charge dans un solide, tel qu'un électron ou un trou. Le puits quantique s'obtient alors en réduisant la dimension du solide dans une des directions de l'espace (confinement 1d) en dessous d'une valeur proche de la longueur d'onde de Broglie de la particule (typiquement quelques dizaines de nanomètres). Une des conséquences les plus importantes du confinement est la discrétisation des énergies possibles pour la particule, donnant lieu à des bandes d'énergie. Des puits quantiques peuvent parfois se former de manière « naturelle » dans certains matériaux artificiels, comme les cristaux inorganiques. Cependant, dans la très grande majorité des cas, ils sont obtenus par une structuration volontaire et très précise des matériaux utilisés à l'échelle du nanométrique.

Les puits quantiques sont à la base de nombreux dispositifs semiconducteurs. Dans ce chapitre nous pouvons apprendre que sont les puits quantiques, leurs différents types, quelles sont leurs propriétés, et de quoi ils sont faits.

III.1-définition et fabrication des puits quantiques :

III.1.1-définition d'un puits :

Imaginons un creux Fig (III.1), Avec une bille dedans. C'est ce qu'on appelle un **puits de potentiel**. Quand la bille est dans le trou, on dit qu'elle est confinée. A moins qu'elle n'ait une vitesse (donc une énergie) suffisamment grande, elle ne pourra pas sortir du trou.

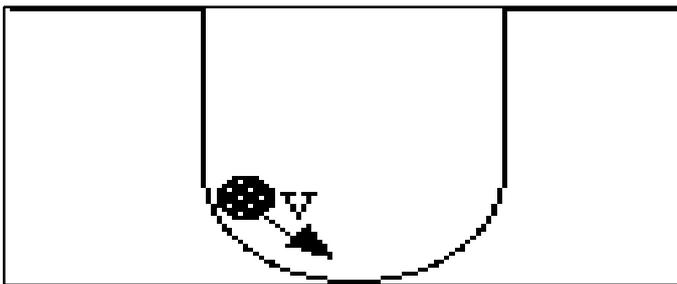


Fig (III.1) : un puits de potentiel confinant une bille.

III.1.2-niveaux d'énergie :

Dans un puits quantique, la bille est généralement un **électron** ou un **trou**, et la largeur du puits est si petite que l'énergie de la particule se **discrétise**. Cela signifie que la particule ne peut pas avoir n'importe quelle énergie mais prend des énergies bien précises qui dépendent des

paramètres du puits. Dans la figure (III.2), une particule sur le **niveau d'énergie** E_1 est représentée.

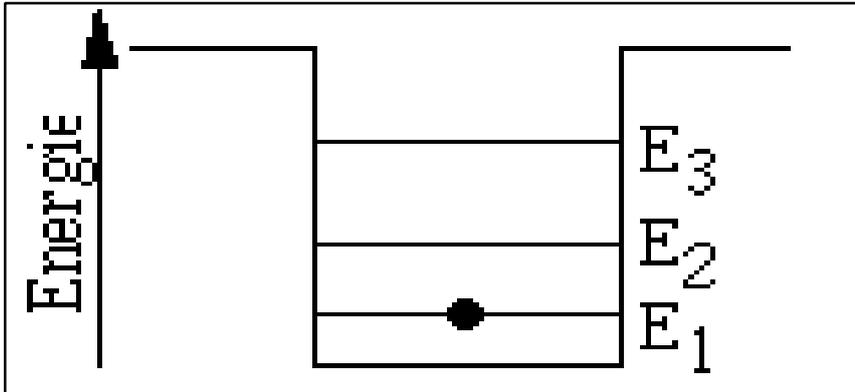


Fig (III.2) : représentation schématique des niveaux d'énergie.

III.1.3-Fabrication des puits quantiques dans les semi-conducteurs :

Dans les semiconducteurs, un puits quantique peut s'obtenir par l'empilement successif d'un matériau de petit gap, d'un matériau de grand gap, et d'un matériau de petit gap (généralement identique au premier). Ce type de structure peut être fabriqué par épitaxie par jet moléculaire ou par dépôt chimique en phase vapeur. Deux conditions sont nécessaires pour la réalisation d'une bonne hétéro-épitaxie, la première est liée à la structure cristalline ; il faut que les deux matériaux aient la même structure cristalline pour que le dépôt ne soit pas amorphe ou dans les meilleur des cas poly cristallin. La deuxième condition est évidemment l'accord de maille pour éviter les contraintes qui peuvent exister dans le matériau de faible gap.

Les puits quantiques sont réalisés par des couches de matériaux différents, comme l'arséniure de gallium (**GaAs**) et l'arséniure d'aluminium (**AlAs**). Dans le GaAs, les électrons ont une énergie potentielle plus basse que dans le AlAs. Ainsi, si on a une structure formée d'une fine couche de GaAs prise en sandwich par deux couches de AlAs, un électron dans la couche de GaAs sera confiné et ne pourra pas en sortir si son énergie est suffisamment petite. On a donc un puit quantique.



Fig(III.3) : puits quantique de couches de AlAs

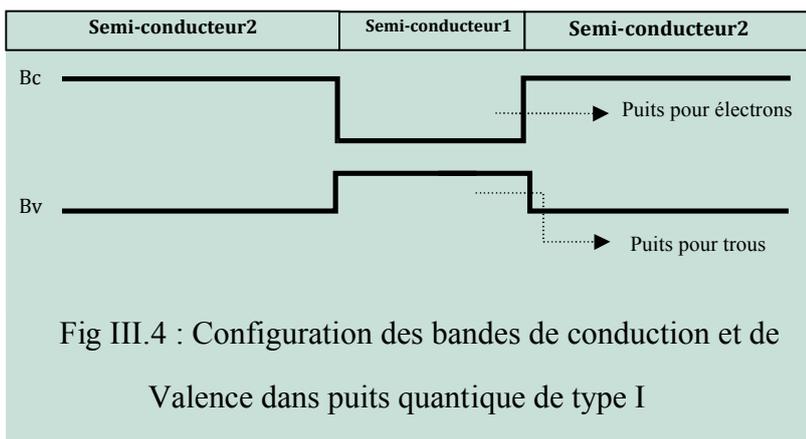
Notons que les semiconducteurs de la famille des nitrures III-V (GaN, AlN, InN et leurs alliages) sont actuellement l'objet d'un très grand intérêt en raison de leurs potentialités pour l'émission (et aussi la détection) de lumière dans une gamme allant du visible à l'ultraviolet. La nano structuration de ces matériaux, c'est à dire la fabrication de puits quantiques, boîtes quantiques ou fils quantiques, leur confère un intérêt supplémentaire : les propriétés de confinement des porteurs qui en résulte permettent en effet d'ajuster les propriétés optiques du dispositif final et d'optimiser son efficacité.

III.2- Différents types de puits quantiques :

Considérons une hétérostructures constituée d'une couche de semi-conducteur sc1 d'épaisseur L1 pris en sandwich entre deux couches de semi-conducteur sc2 d'épaisseur L2 tel que $E_{g1} < E_{g2}$ la différence de gap ΔE_g est distribuée entre les bandes de conduction et de valence de deux manières différentes suivant la différence des affinités électroniques des deux semi-conducteurs. Par conséquent on distingue deux types de puits quantiques qui présentent des propriétés différentes.

III.2.1-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.4). Dans ce cas, les extrema des bandes de valence et de conduction sont situés dans le même matériau, s'est-à-dire dans la même région de l'espace. Si les porteurs sont injectés dans la structure, ces porteurs seront confinés dans le puits de potentiel que constituent les extrema des bandes.

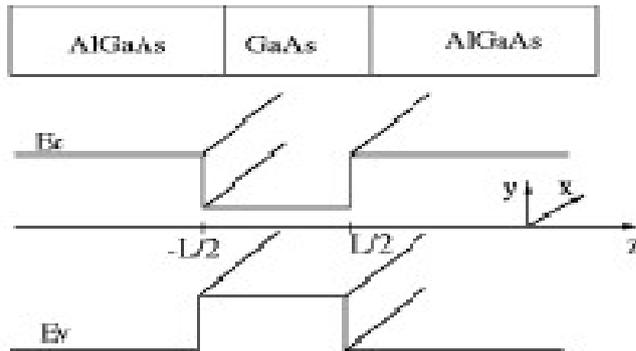


Dans ce type de puits quantique les électrons et les trous injectés sont piégés dans le même semi-conducteur, ici sc1. et leur recombinaisons seront importantes.

Considérons par exemple l'hétérostructure (fig. (III.5)) du type sc2-sc1-sc2 avec :

Sc2= $Al_x Ga_{1-x} As$ et

Sc1=Ga As



Fig(III.5) : hétérostructure AlGa As -Ga As- AlGa As.

La variation de la différence de gap est traduite par :

$$\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1} = 1,36 x + 0,22 x^2 \quad (III.1)$$

On peut linéariser la variation d'énergie du sommet de la bande de valence par :

$$\Delta E_v = E_{v2} - E_{v1} = \Delta E_{v_m} x \quad (III.2)$$

$$\text{Ou } \Delta E_{v_m} = E_v(\text{AlAs}) - E_v(\text{GaAs}) \quad (III.3)$$

D'autre part on a :

$$E_v = -e\chi - E_g \quad (III.4)$$

Ce qui donne :

$$E_v(\text{AlAs}) = -3,5 - 2,24 = -5,74 \text{ eV} \quad (III.5)$$

$$E_v(\text{GaAs}) = -4,07 - 1,52 = -5,59 \text{ eV} \quad (III.6)$$

$$\text{Soit donc } \Delta E_{v_m} = -0,15 \text{ eV} \quad (III.7)$$

Pour la composition correspondant à $x=0,3$ on obtient :

$$\Delta E_g = 0,428 \text{ eV}, \quad \Delta E_v = -0,045 \text{ eV} \quad \text{et} \quad \Delta E_c = 0,383 \text{ eV}$$

ΔE_g est positif et ΔE_v est négatif ce qui correspond bien à la structure de type I représentée sur la figure (III.4).

III.2.2-Puits quantique de type II

Le diagramme énergétique d'un puits quantique de type II est représenté sur la figure (III.6).les extrema des bandes sont spatialement séparés. Dans ce cas si des porteurs sont injectés dans cette structure, ils seront spatialement séparés et leurs recombinaisons seront moins probables.

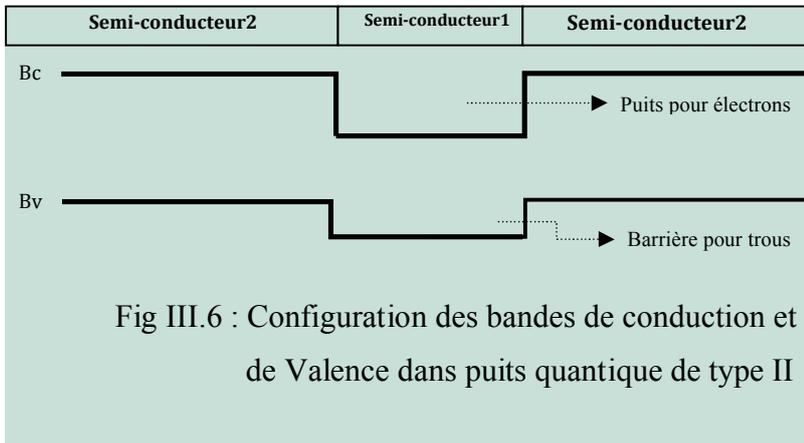


Fig III.6 : Configuration des bandes de conduction et de Valence dans puits quantique de type II

Considérons par exemple l'hétérostructure du type sc2-sc1-sc2 avec :

Sc2=GaSb

Sc1=InAs

Cette structure est représentée sur la figure (III.7).

La variation de la différence de gap est traduite par :

$$\Delta Eg = Eg_2 - Eg_1 = 0,81 - 0,42 = 0,39 \text{ eV} \quad (\text{III.8})$$

$$\text{Et } \Delta(e\chi) = e\chi_2 - e\chi_1 = 4,06 - 4,90 = -0,84 \text{ eV.} \quad (\text{III.9})$$

$$Ev(\text{AlAs}) = -3,5 - 2,24 = -5,74 \text{ eV} \quad (\text{III.10})$$

$$\Delta Ev = -0,84 \text{ eV} \quad \text{et} \quad \Delta Ec = 0,45 \text{ eV} \quad (\text{III.11})$$

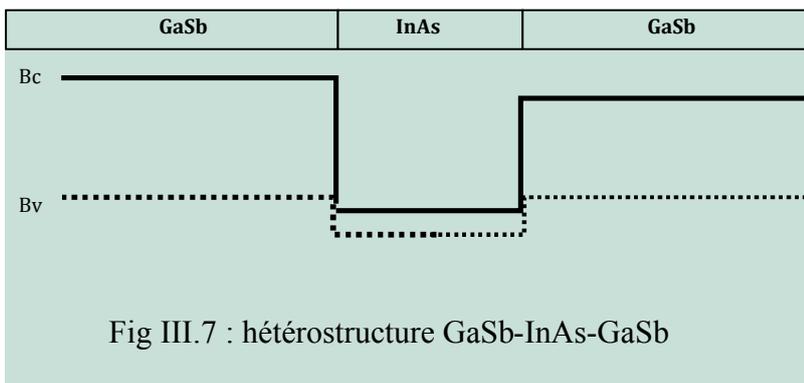


Fig III.7 : hétérostructure GaSb-InAs-GaSb

Cette hétérostructure présente une spécificité particulière résultant de fait que la bande de conduction dans l'InAs à une énergie inférieure à la bande de conduction dans GaSb. Donc les électrons de la bande de valence de GaSb se libèrent dans la bande de conduction de l'InAs et la structure présente un comportement semi-métallique.

III.2.3 : Puits quantique de type I à dopage sélectif :

Soit le diagramme énergétique de la figure (III.4) précédente et supposons que l'on dope avec des atomes donneurs le sc2. Les électrons fournis par ces derniers quittent la bande de conduction du sc2 pour s'accumuler dans le puits de potentiel que constitue la bande de conduction de sc1. Ce dernier (sc1) sera fortement dégénéré sans être dopé. La séparation spatiale des électrons et des atomes donneurs ionisés diminue les processus de diffusion et les conditions n et μ grandes peuvent donc être réalisées simultanément. Des mobilités aussi importantes que $2.10^6 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ ont été obtenues dans ce type de structure à basse température.

III.3-Spectre d'énergie :

Si l'épaisseur L_1 de sc1 est faible, typiquement $L_1 < 200 \text{ \AA}$ les états électroniques sont quantifiés en structures de sous bandes d'énergie analogue à celle que nous trouvons dans le cas de la couche d'inversion d'une structure MOS. Le mouvement des électrons est quasi-libre dans le plan de la structure et ils sont quantifiés dans la direction perpendiculaire. La fonction d'onde de l'électron est donnée par :

$$\psi(\mathbf{r}) = \xi(z) e^{i(k_x X + k_y Y)} \varphi(\mathbf{r}) \quad (\text{III.12})$$

Ou $\varphi(\mathbf{r})$: est la fonction de BLOCH

Et $\xi(z)$: fonction enveloppe qui décrit la quantification du 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

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2 \xi(z)}{dz^2} + (E - V(z)) \xi(z) = 0 \quad (\text{III.13})$$

Avec :

$V(z)$: c'est l'énergie potentielle du puits carré à une dimension.

On prenant comme origine des énergies le bas de la bande de conduction de sc1. fig (III.8)

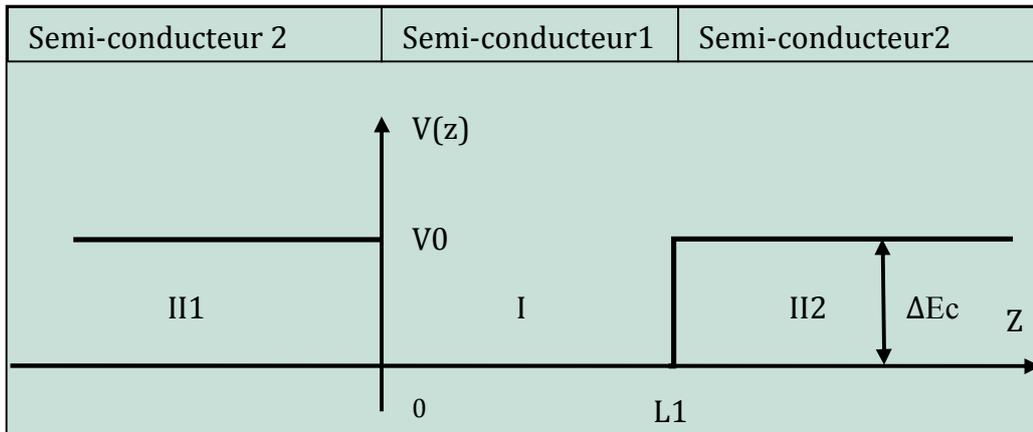


Fig (III.8) : potentiel de confinement.

$$V(z) = \Delta E_c \quad \text{pour : } z < 0 \text{ et } z > L1 \quad (III.14)$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour : } 0 < z < L1 \quad (III.15)$$

Les valeurs de l'énergie E décrivent 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 bandes d'énergie avec une quantification discrète suivant k_z et une variation pseudo-continue suivant $k_{//} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. L'énergie totale d'un électron s'écrit :

$$E(\mathbf{k}) = E_c + E + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \quad (III.16)$$

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

III.3.1-puits de profondeur infinie :

Si on peut supposer en première approximation que les électrons sont confinés dans l'espace $0 < z < L1$ par des murs de potentiel de hauteur infinie. Le potentiel s'écrit alors :

$$V(z) = \infty \quad \text{pour : } z < 0 \text{ et } z > L1 \quad (III.17)$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour : } 0 < z < L1 \quad (III.18)$$

Les conditions aux limites, définissant les constantes d'intégration de l'équation (III.13), sont par conséquent :

$$\xi(z=0) = 0 \quad (\text{III.19})$$

$$\xi(z=L1) = 0 \quad (\text{III.20})$$

Dans le puits de potentiel $V(z)=0$, l'équation (III.13) s'écrit :

$$d^2\xi(z)/dz^2 + k^2\xi(z)=0 \quad (\text{III.21})$$

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

$$\xi(z)=A\sin(kz + \varphi) \quad (\text{III.22})$$

Les conditions aux limites permettent d'écrire :

$$\xi(z=0)=0 \quad \text{donc } \varphi = 0 \quad (\text{III.23})$$

$$\xi(z=L1)=0 \quad \text{donc } k=n\pi/L1 \quad (\text{III.24})$$

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

$$E(k)=E_C + n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2meL1^2} + \frac{k_j^2 \hbar^2}{2me} \quad (\text{III.25})$$

Les énergies des minima des différents sous bandes de conduction varient comme n^2 , avec n entier. Les courbes de dispersion sont représentées sur la figure (III.9). La quantification des niveaux varie comme $1/L1^2$, c'est-à-dire en raison inverse du carré de la largeur du puits. Considérons par exemple la structure $Al_x Ga_{1-x} As - Ga As - Al_x Ga_{1-x} As$, avec $x=0,3$ et $L1= 110\text{\AA}$. La masse effective des électrons dans GaAs est $m_e=0,067m_0$, on obtient

$$E_n= 48 n^2 \text{ (meV)} \quad (\text{III.26})$$

Soit :

$$E_1=48 \text{ meV} \quad E_2=192 \text{ meV} \quad E_3=432 \text{ meV}$$

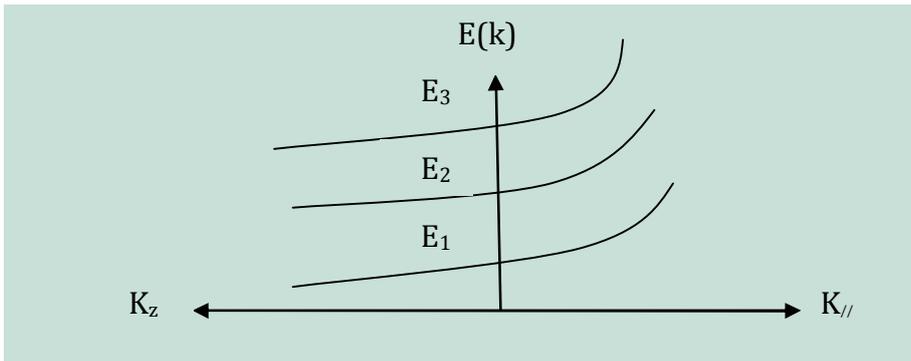


Fig (III.9) : structure de sous bandes d'énergie dans un puits de profondeur infinie

Il est évident que l'approximation du puits infini est d'autant moins justifiées que n est grand, et que m_e et L_1 sont petits.

Considérons maintenant les fonctions d'ondes des électrons dans les différentes sous-bandes de conduction. Dans la mesure où $\varphi = 0$ et $k = n\pi/L_1$ l'expression (III.22) s'écrit :

$$\xi(z) = A \sin\left(\frac{n\pi}{L_1} z\right) \tag{III.27}$$

On utilisant la condition de normalisation sur l'intervalle $(0, L_1)$, on trouve :

$$A = \sqrt{\frac{2}{L_1}} \tag{III.28}$$

Ainsi la fonction d'enveloppe $\xi(z)$ s'écrit :

$$\xi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L_1}} \sin\left(\frac{n\pi}{L_1} z\right) \tag{III.29}$$

Ces fonctions d'ondes sont représentées sur la figure (III.10) pour les états $n=1, 2$ et 3

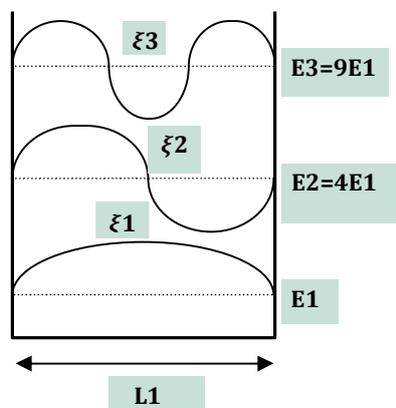


Fig (III.10) : fonctions d'ondes dans un puits de profondeur infinie.

Notons enfin que le mouvement des électrons étant limité à deux dimensions. La densité d'états sur la bande de conduction est représentée sur la figure (III.11).

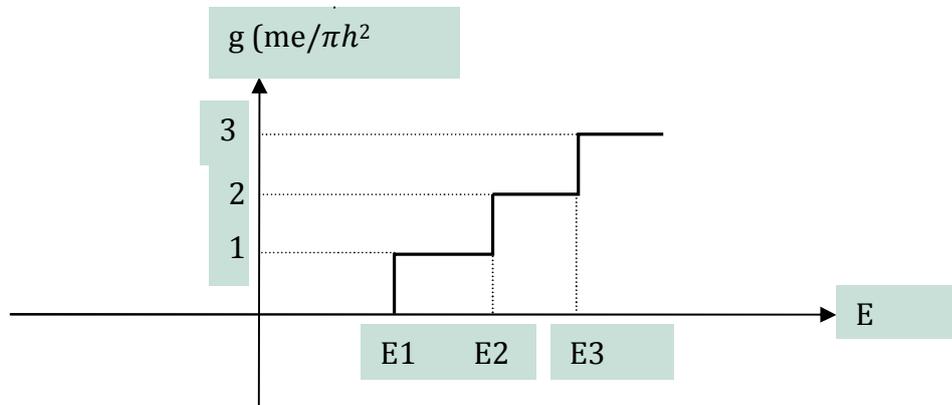


Fig (III.11) : densité d'états bidimensionnelle.

III.3.2-Puits de profondeur finie :

Lorsque l'énergie de confinement des électrons n'est plus négligeable devant la hauteur de la barrière de potentiel les résultats précédents sont modifiés par la prise en considération de la profondeur du puits de potentiel. En posant $\Delta Ec = V_0$

Le potentiel s'écrit :

$$V(z)=V_0 \quad \text{pour } z < 0 \text{ et } z > L_1 \quad (III.30)$$

$$V(z)=0 \quad \text{pour } 0 < z < L_1 \quad (III.31)$$

Le mouvement des électrons d'énergie $E < 0$ n'est plus borné en $z=0$ et $z= L_1$ et l'électron à une probabilité non nulle de se trouver à l'intérieur de puits. Le potentiel délimite trois régions

➤ **Région du sc 2 (II.1) :**

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

$$\frac{d^2\xi(z)}{dz^2} + \frac{2m_2}{\hbar^2}(E - V_0)\xi(z) = 0 \quad (III.32)$$

Dans la mesure où on étudie les états liés du puits de potentiel. L'énergie des électrons est inférieure à V_0 de sorte que $(V_0 - E)$ est positif et l'équation précédente s'écrit :

$$d^2\xi(z)/dz^2 - k_2^2 \xi(z) = 0 \quad (\text{III.33})$$

$$\text{Avec } k_2 = \sqrt{2me(V_0 - E)/\hbar^2} \quad (\text{III.34})$$

La solution de l'équation (III.33) est de la forme :

$$\xi_{II.1}(z) = Ae^{k_2 z} \quad (\text{III.35})$$

➤ **Région I :** $0 < z < L_1$

Le potentiel est nul. Et l'équation (III.32) s'écrit :

$$\frac{d^2\xi(z)}{dz^2} + \frac{2m_1}{\hbar^2} E \xi(z) = 0 \quad (\text{III.36})$$

$$\text{En posant } k_1 = \sqrt{2m_1 E}/\hbar \quad (\text{III.37})$$

Cette équation devient :

$$\frac{d^2\xi(z)}{dz^2} + k_1^2 \xi(z) = 0 \quad (\text{III.38})$$

Et la solution est donc de la forme :

$$\xi(z) = B \sin(k_1 z + \varphi) \quad (\text{III.39})$$

➤ **Région II₂** $Z > L_1$

Le potentiel est V_0 . Compte tenu de la condition $\xi_{II2}(z \rightarrow \infty) = 0$. La fonction d'onde est donnée par :

$$\xi_{II2}(z) = C e^{-k_2 z} \quad (\text{III.40})$$

Les constantes d'intégration A, B, C et φ sont déterminés par les conditions aux limites qui sont les continuités de la fonction d'onde et du courant de probabilité $(1/m) (d\xi/dz)$ aux interfaces.

Pour la structure $\text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As} - \text{GaAs} - \text{Al}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$, avec $x=0,3$ et $L_1=110\text{\AA}$ et dans laquelle $V_0 = \Delta E_c = 383 \text{meV}$ et $m_e = 0,067 m_0$ et $E_1^\infty = 48 \text{meV}$ on obtient $E_1 = 28 \text{meV}$.

La figure (III.12) permet de comparer pour différentes largeurs et profondeurs de puits la variation de l'énergie de confinement des électrons.

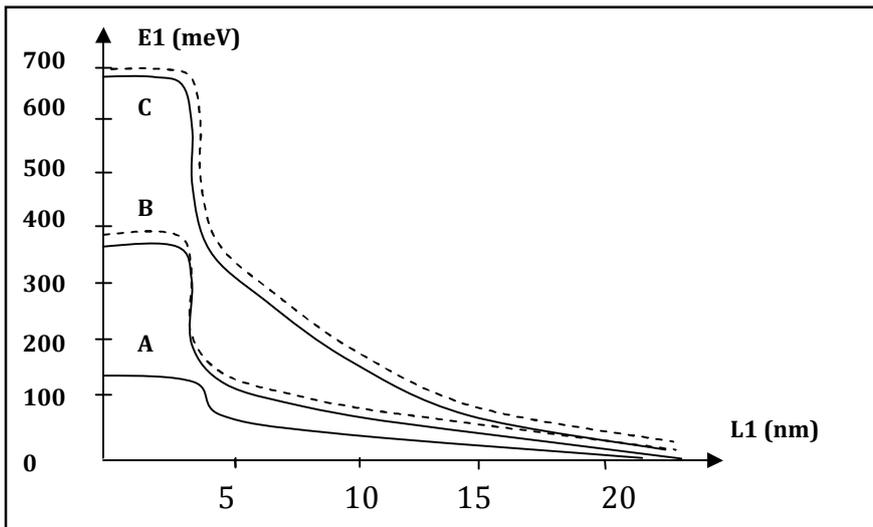


Fig (III.12) : **(A)** : énergie de confinement des électrons dans un puits de potentiel de type

$Al_x Ga_{1-x} As - Ga As - Al_x Ga_{1-x} As$, variations avec la largeur pour différents profondeurs

Notons que la structure de sous bande d'énergie 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 bandes de valence.

Les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde sont représentés sur la figure (III.13).

Les trous sont confinés dans les puits de potentiel associés aux bandes de valence de plus haute énergie.

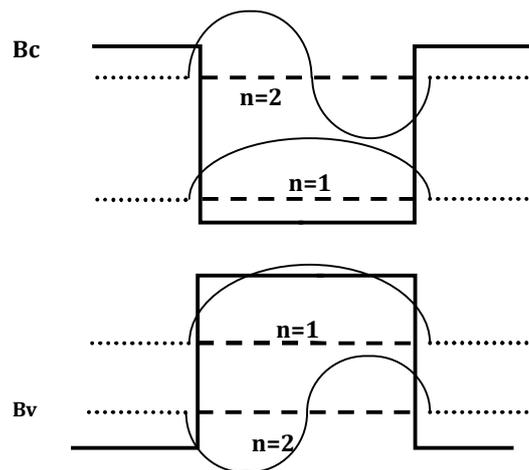


Fig (III.13) : niveaux d'énergie et fonctions d'ondes

Dans un puits de profondeur finie.

III.4 – Description des structures à multiples puits quantiques :

Les structures à multiples puits quantiques (MPQ) sont des matériaux semi-conducteurs artificiels obtenus par croissance alternée de fines couches de matériaux présentant un paramètre de maille identique ou voisin mais ayant une énergie de bande interdite différente. Le terme artificiel signifie qu'en contrôlant à l'échelle d'une ou de plusieurs monocouches atomiques le dépôt de matériaux semi-conducteurs, on peut modéliser la structure de bande du matériau ainsi synthétisée. Ces dernières années, des hétérostructures quasi adaptées en paramètre de maille ont été épitaxiées avec succès à partir de composés variés tels que GaAs/GaAlAs, InGaAs/InP.

Considérons une structure résultant de la juxtaposition d'une série de couches alternées d'un semi-conducteur (sc1) et d'un semi-conducteur (sc2). Il existe une succession de puits dont le diagramme énergétique est représenté sur la figure (III.14).

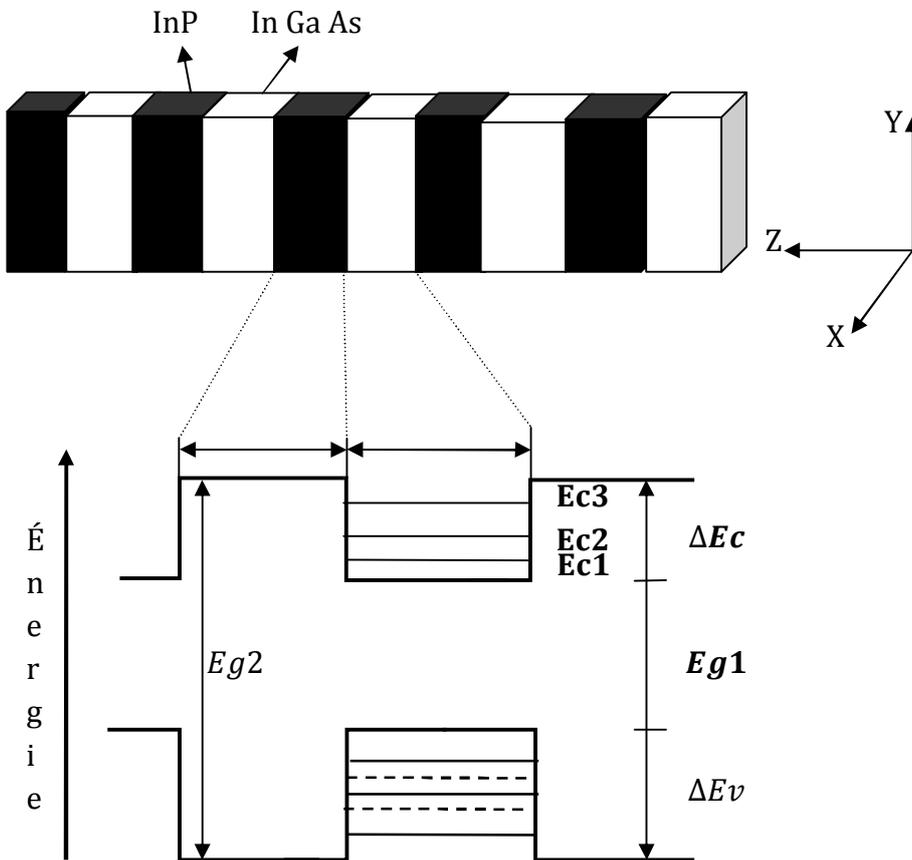


Fig (III.14) : Séquence périodique des couches d'une structure à Multi Puits Quantiques. Profil des puits de potentiels dans les bandes de valence et de conduction. Représentation schématique de la structure des niveaux.

Si les couches de semi-conducteur (sc) sont de faible épaisseur ($L_1 \approx 100 \text{ \AA}$). Les états électroniques sont quantifiés et présentent une structure de sous bandes. Si en outre les couches de

semi-conducteur sc2 sont relativement épaisses ($L_2 \approx 200 \text{ \AA}$) la probabilité pour qu'un électron passe d'un puits à un autre par effet tunnel à travers la barrière est faible. Les électrons restent donc confinés dans les puits de potentiel et leur mouvement est bidimensionnel.

La structure composée d'un réseau périodique de telles hétérojonctions est caractérisée par l'épaisseur de couche du matériau de faible énergie de bande interdite L_z . L'axe perpendiculaire à la direction de croissance est pris comme étant l'axe z . L'épaisseur du matériau de grande bande interdite sera notée L_b . Ces deux matériaux composent respectivement le puits et la barrière (pour barrière de potentiel vue par un porteur). Un tel assemblage de structures à puits quantiques multiples permet d'observer des propriétés physiques nouvelles liées à l'existence d'effets quantiques dus à la dimension de ces couches rapportées à la fonction d'onde attachée aux porteurs (Electrons et trous) caractérisée spatialement par la longueur d'onde de de Broglie. Les Energies et fonctions d'ondes des Electrons et des trous se trouvent donc modifiées d'une façon significative comparativement à celles attachées aux porteurs localisés dans un matériau massif. De plus, des états d'énergie discrets (quantifiés) sont créés dans les bandes de conduction et de valence du matériau. Les porteurs sont pour l'essentiel confinés dans le plan des couches venant requière les degrés de liberté de ces particules ou quasi-particules. D'ou, par exemple, la dénomination de gaz d'électrons bidimensionnels (2D) employée pour décrire ce type de porteur localisé dans un puits quantique.

Sur la figure (III. 1.) sont représentées. La séquence périodique des couches constituant un MPQ, la variation périodique des énergies de bandes interdites et la répartition de leurs discontinuités dans les bandes de conduction et de valence. Cette discontinuité de la bande interdite affecte pour l'essentiel la bande de conduction pour les composés GaAs/GaAlAs et GaInAs/InP.

Les états discrets (valeurs propres) et autorisés pouvant être pris par les électrons et les trous sont déterminés en résolvant l'équation de Schrödinger et en égalant la valeur prise par la fonction d'onde (fonction propre) aux interfaces (conditions limites). Les niveaux d'énergie sont déterminés en considérant le modèle du puits de potentiel de profondeur finie, la discontinuité de bande pour les structures de bandes de conduction et de valence étant obtenue à partir de la relation :

$$\Delta E_C = 0,67. (E_g (\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}) - E_g (\text{GaAs}))$$

$$\Delta E_V = 0,33. (E_g (\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}) - E_g (\text{GaAs}))$$

Exprimée en eV et $E_g (\text{GaAlAs})$, $E_g (\text{GaAs})$ représentent l'énergie de la bande interdite des matériaux GaAlAs et GaAs. La concentration en aluminium de l'alliage est donnée par le facteur x . A température ambiante $E_g (\text{GaAs}) = 1,424 \text{ eV}$ et la dépendance de E_g avec x est obtenue à partir de la relation :

$$E_g(\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}) = 1,424 + 1,155 x + 0,37 x^2$$

L'état d'une particule dans un semiconducteur peut être décrit à partir de la fonction d'onde $\psi(r)$, qui est la solution de l'équation de Schrödinger.

Les structures à MPQ présentent une forte résonance excitonique à température ambiante due au confinement des porteurs dans le puits quantique et qui en conséquence augmente l'énergie de liaison des excitons. Ces structures ont également une particularité au niveau de la dépendance spectrale du coefficient d'absorption liée aux états quantifiés des porteurs.

III.5-Puits quantiques couplés :

Considérons la structure du type SC₂-SC₁-SC₂-SC₁-SC₂ représentée sur la figure (III.15).les bandes de conduction des couches SC₁constituent 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.15.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.

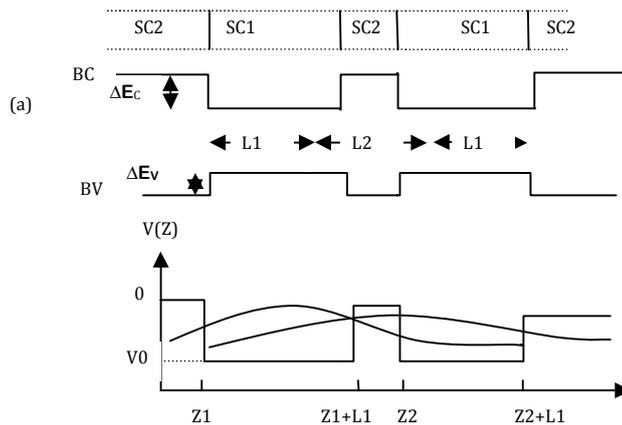


Fig. (III.15) : puits quantiques couplés

III.6- Superréseaux :

Les états résultant du couplage de deux puits quantiques sont des combinaisons symétriques et antisymétriques des états associés à chacun des puits isolé. Ce système de deux puits couplés est à rapprocher de la molécule diatomique, dans laquelle les orbitales moléculaires associées aux combinaisons liantes et antiliantes.

La figure (III.16) représente une succession de puits quantiques couplés, de largeur L_1 , distants de L_2 , résultants de la juxtaposition de multicouches alternées de semiconducteur sc1 et sc2 d'épaisseurs respectives L_1 et L_2 . La maille de superréseau est $L=L_1+L_2$.

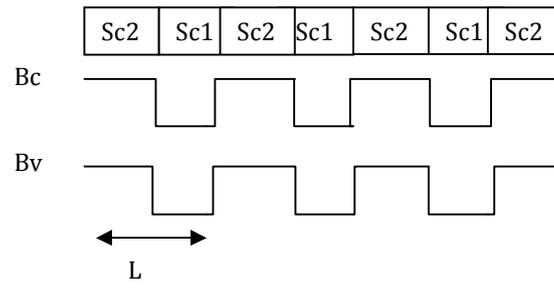
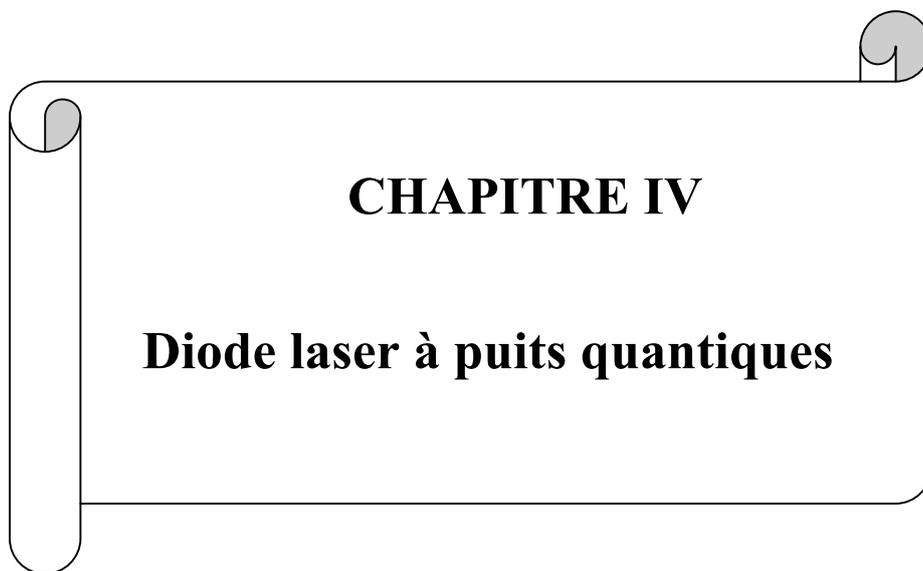


Fig (III.16) : superréseau de type I



CHAPITRE IV

Diode laser à puits quantiques

Les lasers à semi-conducteur ont révolutionnés les technologies depuis les années 80. Ils ont permis l'essor des télécommunications en autorisant le transport de l'information sur de longues distances à l'aide de fibres optiques. Le stockage de l'information est la seconde grande application de laser : chaque lecteur/ graveur de CD ou de DVD possède un laser à semi-conducteur (à puits quantiques).

Nous allons dans un premier temps rappeler les bases de la physique de laser, sans rentrer dans les détails, avant d'étudier la diode laser à puits quantiques.

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 du 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 1954 Basov et Prokhorov en union soviétique, proposent d'utiliser l'émission stimulée pour amplifier les hyperfréquences. En 1954 le premier **MASER** (**M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) en utilisant les propriétés d'inversion de la molécule d'ammoniac. En 1958 Shalov et Townes démontrent la possibilité d'étendre le maser aux longueurs d'onde visibles.

En juillet 1960 Maiman, à la Hughes Aircraft Company, réalise le premier laser (**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) en utilisant les niveaux de l'ion Cr^{3+} dans Al_2O_3 , c'est le laser à rubis. Dès lors de nombreuses recherches se développent et les différents types de laser, solides, à gaz, à colorants, sont réalisés. En ce qui concerne le laser à semi-conducteur, dès 1958 Aigrain émet l'hypothèse de l'utilisation des semi-conducteurs pour obtenir un effet laser, le premier laser est réalisé en GaAs en 1962.

IV.1.2- Anatomie d'un laser :

Le terme "laser " est un acronyme qui signifie amplification de lumière par émission stimulée. Tout laser est constitué de trois éléments principales figure (IV.1).

- Un milieu amplificateur.
- Une cavité résonante.
- Une source de pompage.

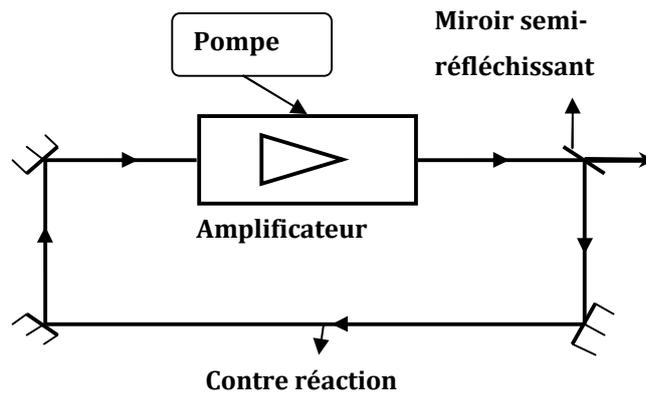


Fig (IV.1) : schéma synoptique d'un laser.

- **Milieu amplificateur** : est un milieu actif qui transforme en photons l'énergie injectée par le pompage et dans lequel 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.

L'effet laser se produit lorsque, d'une 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 réflexions sur les miroirs).

On appelle seuil d'émission laser la densité de puissance de pompage nécessaire pour réaliser ces deux conditions.

Le rôle d'une cavité résonante est double : elle sert de contre réaction et en même temps de filtre optique. Donc seuls certaines modes peuvent exister dans la cavité et qui seront amplifiés et l'amplificateur se transforme en une source.

En pratique, on réalise la cavité à l'aide de miroirs. La cavité la plus courante est constituée de deux miroirs, dont l'un laisse passer une fraction du faisceau (pour permettre l'émission à l'extérieur). Des cavités plus complexes (à 3 ou 4 miroirs) existent.

Finalement, un laser est un dispositif constitué : d'un milieu amplificateur optique (en régime d'inversion de population) et d'une cavité (qui assure une contre-réaction et un filtrage).

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

- Le pompage optique : le matériau laser est pompé par une excitation optique : soit par un flash lumineux très intense soit par 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 lasers. L'excitation se fait par un courant électrique circulant entre les régions n et p de la diode laser. En plus de la maîtrise du dopage du matériau, ce type de pompage nécessite des contacts ohmiques de qualité.
- Le pompage électronique : il est basé sur le même principe que la cathodoluminescence ; un faisceau d'électrons accéléré sous une tension de l'ordre d'une dizaine de kilovolts est utilisé pour exciter le milieu actif.

IV.1.3- Conditions d'observation d'un effet laser :

Pour obtenir un effet laser, il nous faut :

- a) Disposer d'un matériau à bande interdite directe donnant lieu à une efficace recombinaison radiative des porteurs en excès.
- b) Réaliser une zone active, où auront lieu les recombinaisons radiatives, et qui joue le rôle de la cavité laser.

IV.1.4- Principe de fonctionnement d'un laser :

Un laser est une cavité optique dans laquelle se trouve un milieu à gain optique. La cavité peut être, par exemple, formée de deux semi-miroirs parallèles se faisant face pour que les photons puissent faire des allers-retours en traversant le milieu à gain. Ce gain optique peut être réalisé par émission stimulée tout en assurant une inversion de population.

Le principe de fonctionnement du laser est le suivant ; soit un premier photon spontanée émis dans le milieu à gain. Si ce photon est émis dans l'axe de la cavité (perpendiculaire aux miroirs) il sera réfléchi par un miroir et reviendra dans le milieu à gain où il sera amplifié N fois par exemple. Le groupe de N photons résultant sera à son tour amplifié lors de son passage suivant dans le milieu à gain après réflexion sur un des miroirs. Il en résulte N^2 photons dans la cavité.

En se répétant, ce processus conduit à une croissance exponentielle du nombre de photons, et bien sûr cette croissance est limitée par un phénomène de saturation du gain. Si l'intensité optique

est trop forte, un équilibre s'établit entre émission stimulée et absorption (annulation d'inversion de population).

Il y a des photons qui quittent à chaque aller-retour au travers le semi-miroir ; ce sont ces photons qui constituent le faisceau laser. Et puisque tous les photons sont identiques au premier photon spontané, alors ils sont tous en phase, donc le rayonnement laser est cohérent. Le principe du laser est la création d'une onde cohérente par multiplication des photons dans la cavité à partir d'un photon spontanée.

IV.1.5- Inversion de population :

La structure la plus simple (qui n'est pas la plus performante) est réalisée à partir d'une jonction PN. Réaliser l'inversion de population dans le cas d'un semi-conducteur consiste à vérifier la condition de Bernard-Durrafour :

$$E_{FC} - E_{FV} > \hbar\omega \quad (IV.1)$$

Il faut donc augmenter la densité d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, pour permettre aux quasi-niveaux de fermi d'être suffisamment séparés. Par ailleurs, il ne faut pas oublier la condition d'émission du photon :

$$E = \hbar\omega > E_g \quad (IV.2)$$

Il en découle que :

$$E_{FC} - E_{FV} > E_g \quad (IV.3)$$

Le semi-conducteur doit donc être localement dégénéré. La figure (IV.2) montre la situation dans une simple jonction pn.

Pour arriver à satisfaire la condition de Bernard-durrafour, deux méthodes existent :

Soit par création de paires électron/trou (sous éclairage intense), cette méthode est peu utilisée car elle nécessite une source intense...et c'est justement ce que l'on souhaite réaliser !

La seconde méthode consiste à polariser en direct la jonction pn. La tension appliquée permet de séparer les deux quasi-niveaux de Fermi d'un facteur qV . Pour une tension suffisamment grande :

$$qV = E_{FC} - E_{FV} > \hbar\omega \quad (IV.4)$$

Dans une simple jonction pn, il faut injecter de forts courants pour satisfaire l'inversion de population : la consommation électrique est donc importante et un risque de destruction par échauffement existe.

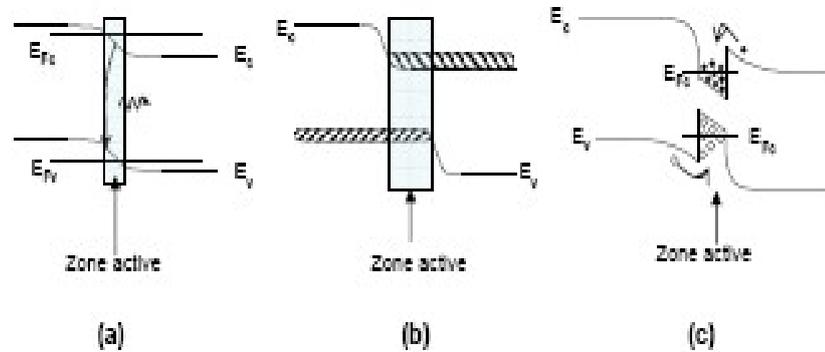


Fig (IV.2) : structures courantes d'une diode laser.

- a) *Jonction pn.*
- b) *Double hétérostructure.*
- c) *Hétérostructure avec puits de potentiel.*

Pour diminuer le courant de seuil, la solution consiste à utiliser une double hétérostructure représentée sur la figure (IV.2.b). Une telle structure permet de confiner dans un même volume les électrons et les trous, la diminution de l'épaisseur de confinement d entraîne la diminution du courant d'injection (ie le courant de seuil). L'inversion de population est atteinte dans la zone active pour une densité de courant plus faible : l'effet laser peut se produire aisément.

Enfin, toujours à l'aide d'hétérostructure, on peut encore diminuer le courant de seuil et la puissance en confinant les électrons et les trous dans des puits. La figure (IV.2.c) donne un exemple de réalisation. La zone active est dans ce cas beaucoup plus étroite : le paramètre d est encore plus faible, fixant un courant de seuil plus faible. On accumule les porteurs dans le puits : leur densité augmente dans le puits, facilitant l'inversion.

Dans le cadre de cette thèse on a choisi une diode laser à puits quantique : le puits peut être très fin (de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres). Dans ce cas, l'énergie des électrons et des trous est discrétisée : on a des puits quantiques et des états d'énergie discrets apparaissent. Ce type de laser est plus efficace, mais la modélisation est plus complexe. Mais ce type de laser reste le plus courant : chaque diode laser présente dans les systèmes électroniques courants possède un puits quantique.

IV.2- Paramètres des lasers :

Avant d'entre dans le détail de l'étude de la diode laser, on peut déjà préciser les caractéristiques qui le différencient des lasers conventionnels. Tout d'abord la taille, les dimensions d'un laser à injection (diode laser) se chiffrent en microns alors que celles des lasers conventionnels se chiffrent en décimètres et en mètres. En liaison avec ces faibles dimensions, la puissance émise et les cohérences spatiale et temporelle sont beaucoup plus faibles que dans des lasers conventionnels. Le laser à injection est l'exemple type de conversion directe d'énergie électrique en énergie optique. Le rendement est bien meilleur que dans les lasers conventionnels. Enfin les lasers à injection se caractérisent par une grande facilité de modulation en raison de du type d'excitation mis en jeu, ce qui les rend particulièrement bien adaptés aux télécommunications par fibres optiques et au stockage de l'information par voie optique.

IV.2.1- Les équations du laser :

Nous allons voir quelles sont les conditions pour avoir amplification du rayonnement, compte tenu du taux d'émission stimulée, de l'absorption du matériau et des miroirs.

La première condition à remplir est l'inversion de population. Cette condition est équivalente à rendre le taux net d'émission stimulée positif : $g > 0$ mais cette condition n'est pas suffisante car chaque matériau a des pertes supplémentaires. Donc il faut tenir compte de ces pertes (absorption par porteurs libres, recombinaisons Auger, impuretés etc.....). Tout matériau est caractérisé par un coefficient d'absorption α . Le flux de photons en un point x est donné par :

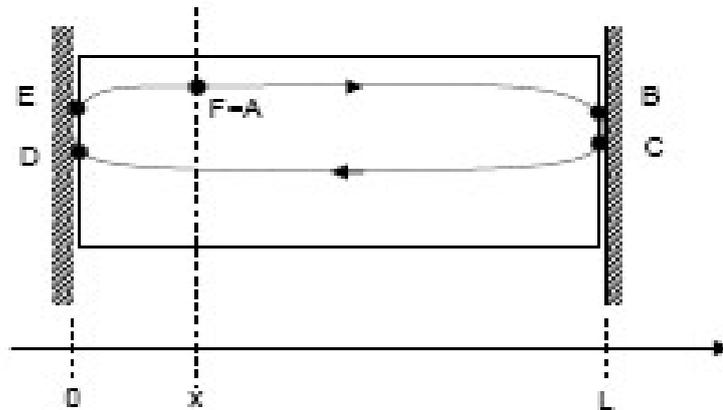
$$\phi(x) = \phi(x_0)e^{(g-\alpha)(x-x_0)} \quad (IV.5)$$

Il y a des pertes par réflexion au niveau des miroirs, caractérisés par le coefficient de réflexion R .

Pour tenir compte de ces trois phénomènes, nous allons placer dans un dispositif unidimensionnel et nous allons considérer un aller-retour d'un rayon Fig (IV.3).

On aura un effet laser si le flux de photons au bout d'un aller-retour dans la cavité est supérieur au flux de photons initial.

Plaçons-nous en un point (A), d'abscisse x comme le montre la figure (IV.3). Soit ϕ_0 le flux en ce point. Et soit L la longueur de la cavité. Lorsque le faisceau arrive en B, au niveau du miroir, le flux vaut, juste avant réflexion :



Fig(IV.3) : étude d'un aller-retour dans la cavité.

$$\phi(B) = \phi_0 e^{(g-\alpha)(L-x)} \quad (IV.6)$$

Après réflexion sur le miroir (point c) :

$$\phi(c) = R \times \phi(B) = R\phi_0 e^{(g-\alpha)(L-x)} \quad (IV.7)$$

Après un passage dans la cavité, avant réflexion sur l'autre miroir (point D) :

$$\phi(D) = \phi(c) e^{(g-\alpha)L} \quad (IV.8)$$

Et après réflexion sur le miroir (point E) :

$$\phi(E) = R \times \phi(D) \quad (IV.9)$$

Le flux au point F (qui correspond au point A de départ) vaut donc :

$$\phi(F \equiv A) = \phi(E) e^{(g-\alpha)x} \quad (IV.10)$$

$$= \phi_0 R^2 e^{(g-\alpha)2L} \quad (IV.11)$$

Pour avoir amplification, il faut donc que $\phi(F) > \phi(A)$ ce qui aboutit à la condition suivante :

$$g > \alpha + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R^2}\right) = g_{lim} \quad (IV.12)$$

Le cas d'égalité porte le nom **d'équation de seuil du laser**.

La courbe de la puissance optique émise par le laser en fonction du courant (dans le cas d'un laser pompé électriquement) est représentée sur la figure (IV.4).

Sur cette figure on quatre zones principales :

- **Zone 1** : émission spontanée (le cas d'une LED). Il n'y a pas d'inversion de population ($g < 0$).
- **Zone 2** : émission spontanée amplifiée. On a la condition d'inversion de population ($g > 0$) mais les pertes dans la cavité sont plus grandes que le gain (l'équation de seuil de laser n'est pas satisfaite : $g < g_{lim}$).
- **Zone 3** : effet laser. L'inversion de population est réalisée ($g > 0$) et l'équation de seuil de laser est satisfaite : $g > g_{lim}$) la puissance optique augmente rapidement avec le courant d'injection.
- **Zone 4** : zone de saturation.

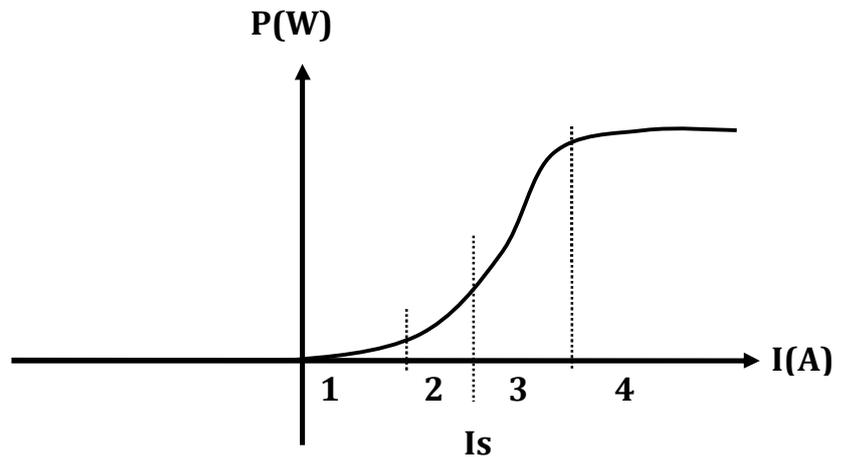


Fig (IV.4) : Evolution de la puissance optique émise par un laser en fonction du courant d'injection.

L'apparition de l'effet laser se manifeste par une augmentation brutale de la puissance optique émise par les faces clivées lorsque le courant dépasse le courant de seuil.

IV.2.2- Cavité résonante :

Pour avoir un laser il nous faut une cavité. Dans le cas des semi-conducteurs, au lieu de placer des miroirs on clive les semi-conducteurs selon un plan cristallin. Le dioptré s-c/air permet une réflexion partielle. Le coefficient de réflexion est de l'ordre de 30% et est suffisant pour avoir un effet laser. La cavité joue également le rôle de filtre. Deux miroirs face à face constitue une cavité Fabry-Pérot. Seules certaines longueurs d'onde peuvent exister. si L est la longueur de la cavité, n l'indice du matériau, alors les longueurs d'ondes permises sont les suivantes :

$$\lambda_p = \frac{2Ln}{p} \quad \text{Avec } p \in \mathbb{N} \quad (\text{IV.13})$$

On peut améliorer le rendement du laser en disposant des miroirs de Bragg. La diode laser porte le nom de diode DFB (Distributed Feed Back). La devient monomode, la longueur d'onde est donnée par :

$$\lambda = 2\Lambda n \quad (\text{IV.14})$$

Avec Λ : le pas de réseau de Bragg.

La cavité résonante nous permet :

- L'amplification de l'onde lumineuse
- La sélectivité de la fréquence, de la polarisation, de la phase et de la direction de l'onde.

IV.2.3- Calcul de la cavité résonante :

Pour pouvoir exploiter le faisceau laser, on a recourt à des interféromètres Péro-Fabry à miroir plan semi transparent (figure IV.5).



Fig (IV.5) : résonateur Péro-Fabry.

La propagation d'une onde électromagnétique (\vec{E}, \vec{H}) dans un milieu diélectrique étant régie par les équations de Maxwell, et qui obéit à une équation de type :

$$\Delta \vec{\psi} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (\text{IV.15})$$

Où :

$c=1/(\epsilon\mu)^{1/2}$: Représente la vitesse de phase de l'onde dans le milieu considéré.

$\vec{\psi}$: Champ de vecteur, il représente soit \vec{E} Soit \vec{H}

Dans le cas d'une onde plane, on obtient des solutions de la forme :

$$E(z, t) = Ae^{i\omega(t-\frac{z}{c})} + Be^{i\omega(t+\frac{z}{c})} \quad (\text{IV.16})$$

Les conditions aux limites s'écrivent :

$$E(z_0, t) = E(z_1, t) = 0 \quad (\text{IV.17})$$

Ce système d'équations admet des solutions non triviales si son déterminant est nul soit :

$$\lambda = \frac{2L}{p} \quad \text{Avec } p \in \mathbb{N} \quad (\text{IV.18})$$

Où :

L : longueur de la cavité.

L'équation (IV.18) est appelée condition de phase.

IV.2.4- Séparation des longueurs d'onde :

En différenciant la condition de phase ; pour chaque valeur de p, on obtient :

$$\Delta\lambda = \frac{2L}{p^2} \Delta p \quad (\text{IV.19})$$

En posant $\Delta p=1$ l'expression (IV.19) s'écrit :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{1}{p} \quad (\text{IV.20})$$

Cependant, il nous faudra tenir compte de l'élargissement des raies lasers dont les principales causes sont :

- L'effet Doppler.
- L'élargissement des niveaux d'énergie.
- L'effet Stark.
- L'inhomogénéité des milieux.

IV.2.5- Durée de vie d'un photon :

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

$$t_1 = \frac{L}{c} \quad (IV.21)$$

Où :

C : Représente la vitesse du photon.

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

$$T_1 = \frac{t_1}{(1-R)} = \frac{L}{c(1-R)} \quad (IV.22)$$

IV.2.6- Gain :

Le gain, ou le coefficient d'amplification du matériau est défini, comme étant le coefficient d'absorption par la variation relative de la densité de rayonnement par unité de longueur, soit :

$$g(E) = \frac{1}{\phi(E)} \frac{d\phi(E)}{dx} \quad (IV.23)$$

La variation du flux de photons au cours d'un trajet de longueur x dans le matériau est obtenue en intégrant l'expression (IV.23), soit :

$$\phi(E) = \phi_0 e^{g(E).x} \quad (IV.24)$$

$g(E)$ Représente indifféremment le coefficient d'amplification et le coefficient d'absorption du matériau. Si $g(E)$ est positif, $\frac{d\phi(E)}{dx}$ est positif, le flux de photons d'énergie E augmente en se propageant dans le matériau. Si $g(E)$ est négatif, $\frac{d\phi(E)}{dx}$ est négatif, le flux de photons d'énergie E diminue en se propageant dans le matériau. Dans ce cas on pose $\alpha(E) = -g(E)$ ou $\alpha(E)$ positif représente le coefficient d'absorption.

Le gain $g(E)$ est directement lié au taux d'émission stimulée $r_{st}(E)$ par la relation :

$$g(E) = \frac{r_{st}(E)}{\phi(E)} \quad (IV.25)$$

Avec $r_{st}(E)$ représente le nombre de photons créés par émission stimulée.

Le gain est directement proportionnel au taux d'émission stimulée, de sorte que g est positif si la condition d'inversion de population $\Delta F > E$ est réalisée. Mais cette condition nécessaire n'est pas suffisante pour obtenir une réelle amplification du rayonnement. Il faut que $g(E)$ soit non seulement positif mais de plus supérieur aux pertes, ces pertes sont dues au fait qu'un électron de la bande de conduction peut absorber le rayonnement d'énergie $h\nu$ pour sauter sur un état d'énergie $E_2 = E_1 + h\nu$ dans la bande : c'est l'effet Auger (figure IV.5).

Ce phénomène correspond à une absorption par les porteurs libres et il se manifeste aussi dans la bande de valence. On le mesure par un coefficient $\alpha_p(E)$, que l'on appelle coefficient d'absorption par porteurs libres.

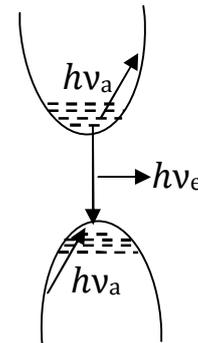


Fig (IV.6) : effet Auger.

On définit le coefficient net d'amplification du milieu par la différence :

$$A(E) = g(E) - \alpha_p(E) \tag{IV.26}$$

La condition d'émission stimulée s'écrit alors $A(E) > 0$. Lorsque cette condition est réalisée, le milieu acquiert de réelles propriétés amplificatrices pour le rayonnement de fréquence $\nu = E/h$. Le moindre rayonnement spontané, qui existe au voisinage de la jonction, est alors amplifié pour donner naissance à une émission stimulée. Le seuil d'émission stimulée se traduit par une augmentation brutale de signal lumineux émis par la diode, et l'apparition d'une certaine directivité dans la direction de la plus grande longueur du milieu amplificateur, on dit que la diode est super radiante.

En raison de la valeur élevée de l'indice de réfraction du semi conducteur ($n \approx 3,5$), nous avons vu que le coefficient de réflexion en incidence normale à l'interface air-semiconducteur était de l'ordre de 30%. Ainsi, une fraction de l'énergie rayonnée au niveau de la jonction est renvoyée à l'intérieur du matériau. La diode amplificatrice de rayonnement, avec ses deux faces latérales semi-réfléchissantes, joue le rôle de cavité résonante. Le système entre en résonance si l'amplification du rayonnement au cours d'une traversée de la cavité est supérieure aux pertes de cette cavité.

La diode se présente sous la forme d'un parallélépipède rectangle dont deux faces clivées perpendiculaires au plan de jonction constituent les faces semi-réfléchissantes du résonateur (Fig. IV.6). La cavité se présente donc sous la forme d'un Pèrot-Fabry. La longueur L de la diode est typiquement de l'ordre de 300μ . L'épaisseur de la zone active est conditionnée par la longueur de diffusion des électrons.

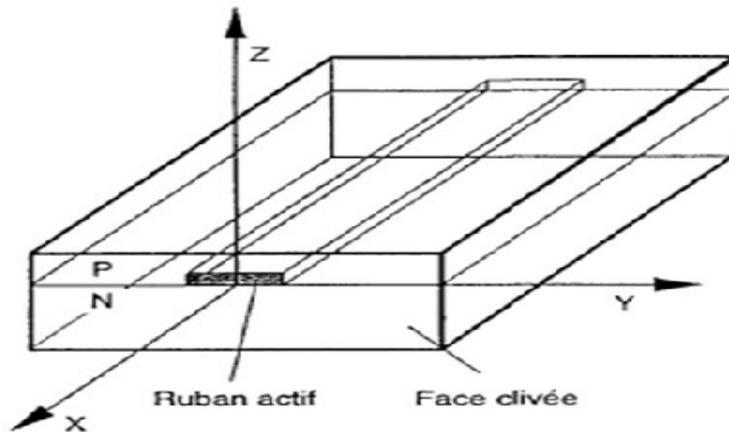


Fig (IV.6) : géométrie d'une diode laser.

IV.3- Structure des diodes laser et leur évolution :

La diode laser est un émetteur du rayonnement amplifié cohérent obtenu à partir de matériaux semiconducteurs. Pour obtenir l'émission de lumière au niveau de ce que l'on appelle la zone active du composant, il faut interagir des électrons et des trous issus respectivement de la bande de conduction et de la bande de valence du semi-conducteur.

Dans ce qui suit on rappelle brièvement les structures de base des diodes lasers les plus récentes telle que la diode laser à homojonction, la diode laser à hétérojonction et on termine par l'étude détaillée de la diode laser à puits quantiques.

IV.3.1- Diode laser à homojonction :

Dans une diode laser à homojonction, la zone active est placée au sein d'une jonction, plus précisément entre deux couches de confinement d'un semi-conducteur de type n (électrons majoritaires) et de type p (trous majoritaires). Ces deux couches confinent à la fois les porteurs de charges et les photons grâce aux valeurs relatives des gaps et des indices optiques des matériaux puits/barrières. Sous l'effet d'une polarisation directe, un courant circule dans la jonction qui correspond au passage des électrons de la région n vers la région p et inversement pour les trous. À

l'interface de la jonction, c'est-à-dire au niveau de la zone active, il y a confinement puis recombinaison radiative des porteurs (électrons et trous) et donc émission d'un rayonnement.

La structure complète d'une diode laser est représentée schématiquement sur la figure (IV.7)

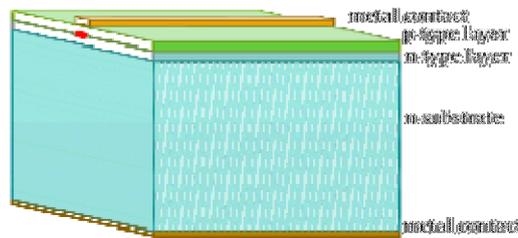


Fig (IV.7) : diode laser à homojonction.

La lumière se propage dans un guide d'onde défini verticalement par les couches de confinement optique dopées n et p et latéralement par gravure de la couche de confinement supérieur. Elle se réfléchit pareillement sur les faces avant et arrière du composant obtenues par clivage. Ces faces clivées forment la cavité résonante Pérot-Fabry qui amplifie l'émission stimulée.

IV.3.2- Diode laser à double hétérojonction :

La structure réelle d'une diode laser est plus compliquée qu'une simple jonction pn, le but poursuivi étant de minimiser le courant de seuil. Deux voies permettent de progresser dans ce sens :

- Confiner le courant dans une faible section.
- Confiner les photons dans un petit volume.

On optimise ces paramètres en réalisant une double hétérojonction (DH), dont la structure est représentée sur la figure (IV.7). Pour une diode au GaAs. La couche active de type p, dont l'épaisseur est de l'ordre de $0,1\mu$ à $0,3\mu$ est pris en sandwich entre deux couches de $(Ga_{0,7}Al_{0,3}As)$, dopées respectivement n et p. ce qui permet de confiner dans la région active, a la fois les électrons et les photons.

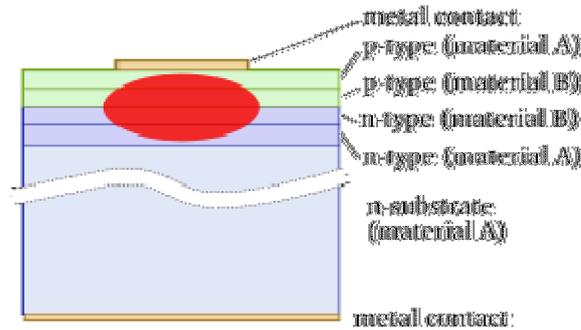


Fig (IV.7) : diode laser à double hétérojonction

Les photons sont confinés dans la couche active de GaAs (p) par la différence d'indice qu'existe entre GaAs et GaAlAs. Les réflexions totales à l'interface des deux matériaux évitent l'étalement des photons dans le GaAlAs. L'efficacité de confinement est plus grande que dans une homojonction du fait que l'écart d'indice est plus important.

Les électrons sont confinés dans la couche active en raison de la différence de gap qui existe entre $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ ($E_g=1,9$ eV) et GaAs ($E_g=1,4$ eV). Les deux couches de $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ constituent des barrières de potentiel qui empêchent les électrons et les trous de diffuser au-delà du GaAs

La diode laser de type GaAs - GaAlAs émet un rayonnement centré à $\lambda=0,9\mu m$, or les télécommunications par fibres optiques nécessitent l'utilisation de diodes lasers émettant dans la gamme spectrale 1,1 - 1,6 μm , où les fibres optiques actuelles présentent un minimum d'absorption et de dispersion. Ces diodes lasers sont réalisées à partir des composés quaternaires ($Ga_xIn_{1-x} - P_yAs_{1-y}$). Un choix judicieux des paramètres x et y permet de réaliser un émetteur à 1,1 - 1,3 μm , avec un accord de maille parfait sur un substrat InP, et par suite d'obtenir une hétérostructure libre de toute contrainte.

IV.4- Diode laser à puits quantiques :

La diode laser à puits quantiques met à profit les effets spécifiques du confinement quantique à la fois, sur les fonctions d'onde électroniques, sur la distribution énergétique, et sur la nature bidimensionnelle de la densité d'états. Le premier effet est d'ordre géométrique, il engendre un confinement des porteurs dans un faible volume ce qui, pour une injection donnée, permet d'augmenter la densité de porteurs et par suite d'accéder plus facilement à l'inversion de population. Les deux autres effets sont typiquement quantiques, ils se combinent pour améliorer

les performances du laser notamment en ce qui concerne le courant de seuil, l'ajustement de la longueur d'onde d'émission, la sensibilité du courant de seuil à la température...

IV.4.1- Description d'une diode laser à puits quantique :

Dans une diode laser à puits quantique, la région active est constituée de puits quantiques : des couches de matériaux suffisamment fines (quelques nanomètres) pour que des effets quantiques apparaissent et confinent les porteurs libres du semi-conducteur sur des niveaux d'énergie discrets. Les puits quantiques présentent l'avantage fondamental de permettre le contrôle des caractéristiques d'émission, gain optique, rendement, courant de seuil, énergie des photons par le dessin de l'hétérostructure. En particulier la longueur d'onde d'émission peut être ajustée dans une certaine gamme par simple réglage de l'épaisseur du puits.

La structure de la diode laser à puits quantiques est représentée sur la figure (IV.8). Dont on distingue :

- Un substrat de type n.
- Des contacts métalliques.
- Des couches de confinement de type n et p.
- Une zone active constituée par une structure à puits quantiques.

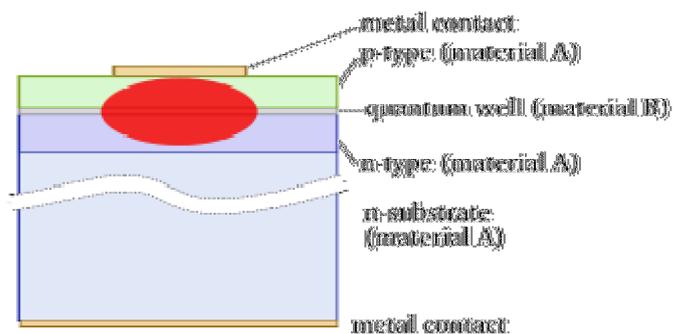


Fig (IV.8) : structure d'une diode laser à puits quantiques.

Les couches de confinement optique sont constituées d'alliages à grand gap AlGaAsSb accordés au substrat GaSb. Et la région active qui produit le gain optique est constituée de puits quantiques InAs/GaInSb/InAs, ce qui donne à la bande de conduction et à la bande de valence une forme en W (figure IV.9) : deux puits d'électrons d'InAs entourent un puits de GaInSb pour les trous.

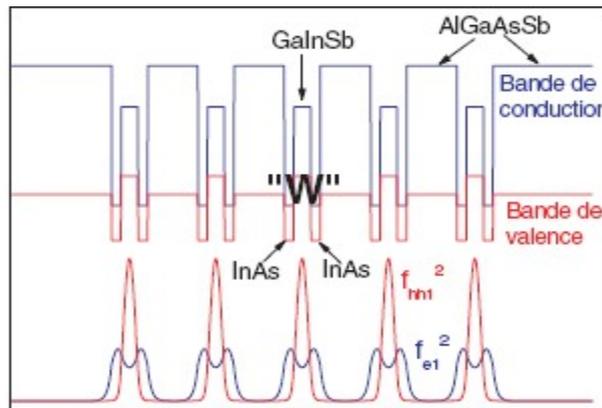
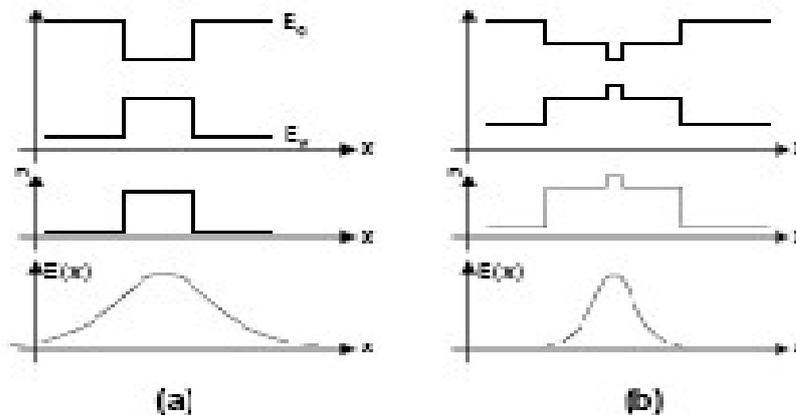


Fig (IV.9) : structure de bande de multi puits quantique InAs/GaInSb/InAs.

IV.4.2- Guide optique :

La réalisation d'un puits de potentiel a un avantage particulier : il permet de réaliser un guide d'onde optique. Ce confinement des ondes électromagnétiques est important car il permet d'avoir un faisceau directionnel et moins de pertes par des émissions latérales.



Fig(IV.10) : confinement optique dans une diode laser

Le confinement de champ électrique est représenté sur la figure (IV.10.) dans le cas d'un simple puits quantique et dans le cas de deux puits quantiques.

Ce confinement optique peut être amélioré. En effet, la longueur d'onde des photons est plus grande que la longueur d'onde des électrons (aux alentours de μm pour les photons contre 10\AA pour les électrons).un puits de potentiel pour confiner les électrons et donc trop petit pour le confinement des photons : le guidage ne sera pas optimal. D'où la réalisation d'un laser à deux puits : un puits pour les porteurs de charges et un puits pour le guidage optique figure (IV.10).

IV.4.3- Effets géométriques – Facteur de confinement :

Le courant de seuil dans une diode laser est proportionnel à l'épaisseur d de la zone active de la structure par la relation :

$$j_0 = \frac{ed}{A\tau_n\tau_N} \quad (\text{IV.27})$$

Avec :

A : Coefficient de proportionnalité (cm^3s^{-1}).

τ_n : Durée de vie des électrons.

τ_N : Durée de vie des photons.

d : Épaisseur de la zone active.

La diminution de ce courant de seuil passe donc par une réduction du volume actif.

Dans un laser à simple jonction pn la zone active, c'est-à-dire la zone d'inversion de population où le gain est supérieur aux pertes, est fixée par les longueurs de diffusion des porteurs minoritaires. Elle est typiquement de l'ordre de $1\mu\text{m}$.

La réalisation de laser à double hétérojonction (DH) permet de réduire notablement le volume de la zone active en confinant les porteurs et les photons dans le matériau à petit gap. L'épaisseur de la zone active est typiquement de l'ordre de $0,2\mu\text{m}$. cette valeur est comparable aux longueurs d'ondes optiques et par conséquent permet un confinement optimisé des photons. Par contre cette valeur est très supérieure aux longueurs d'ondes électroniques, de sorte que le confinement des électrons peut considérablement être amélioré. C'est le rôle des puits quantiques. Mais lorsque les porteurs sont confinés dans un puits quantique, typiquement de l'ordre de quelques nanomètres, l'épaisseur de la zone active est très inférieure à la longueur d'onde optique. Il en résulte que les photons occupent alors un volume qui s'étend bien au-delà de la zone active. On peut donc facilement perdre en recouvrement porteurs-photons ce que l'on gagne en confinement des porteurs. Le résultat net est fonction de ce recouvrement. Ce dernier est mesuré par un paramètre appelé facteur de confinement des photons.

On chiffre l'efficacité du recouvrement porteurs-photons par le facteur de confinement Γ , qui mesure la proportion de la densité de rayonnement effectivement en interaction avec le milieu

actif. Si L est la largeur du puits de confinement des porteurs, le facteur de confinement des photons s'écrit :

$$\Gamma = \int_{-L/2}^{+L/2} E^2(Z) dz / \int_{-\infty}^{+\infty} E^2(Z) dz \quad (IV.28)$$

Où $E(Z)$ représente la variation suivant z de l'amplitude du champ électrique du rayonnement.

La condition nécessaire au régime d'oscillation de la cavité laser, c'est-à-dire la condition de seuil s'écrit alors :

$$\Gamma g \geq \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (IV.29)$$

Où g est le gain de la zone active, α le coefficient de pertes par absorption, et $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ les pertes par émission à l'extérieur de la cavité. Le paramètre Γg est appelé **gain modal**.

Le calcul de facteur de confinement Γ n'est généralement pas très facile et nécessite une approche numérique. Toutefois une expression analytique simple permet d'obtenir Γ avec une très bonne approximation.

$$\Gamma = \frac{D^2}{2+D^2} \quad (IV.30)$$

D représente l'épaisseur normalisée de la zone active, donnée par :

$$D = \frac{2\pi}{\lambda} (n_i^2 + n_e^2)^{1/2} d \quad (IV.31)$$

Où λ est la longueur d'onde du rayonnement dans le vide et d l'épaisseur de la zone active. n_i et n_e sont les indices de réfraction respectivement à l'intérieur et à l'extérieur de la zone active.

IV.4.4- Les effets quantiques :

a) gain :

Dans une structure à puits quantique la nature bidimensionnelle de densité d'états modifie la courbe de gain.

A trois dimensions, la densité d'états augmente avec l'énergie comme \sqrt{E} . IL en résulte que lorsque l'injection augmente le maximum de la courbe de gain se déplace vers les hautes énergies. Par contre dans un puits quantique la densité d'états est constante dans chacune des sous-bandes. Ainsi lorsque le pseudo niveau de fermi s'élève sous l'effet de l'injection, le sommet de la courbe de gain reste fixé à l'énergie du bas de la sous-bande figure. Tant que la première sous-bande est la

seule consternée, le sommet de la courbe de gain reste donc fixe. Il en résulte que l'augmentation de l'injection augmente plus efficacement le gain pour des énergies correspondant au bas de la sous-bande.

La contre partie de la nature bidimensionnelle de la densité d'états est que le gain de la région active sature lorsque les premières sous-bandes des électrons et des trous sont totalement inversées. Si le gain alors obtenu est insuffisant pour compenser les pertes, le seuil d'oscillation n'est pas atteint et les deuxièmes sous-bandes doivent être mises à contribution. La raie d'émission du laser correspond alors à la transition $e_2 - h_2$ entre les deuxièmes sous-bandes des électrons et des trous.

b) Longueur d'onde d'émission :

Les propriétés de symétrie des fonctions d'onde électroniques dans un puits quantique entraînent l'existence de règle de sélection sur les transitions optiques. Ces règles de sélection, qui sont strictes dans un puits de hauteur finie par la sortie des porteurs dans les barrières. Néanmoins même dans un puits de hauteur finie, l'intégrale des fonctions de recouvrement des fonctions enveloppes des électrons et des trous ne présente de valeur appréciable que pour $\Delta n = 0$.

$\Delta n = n_e - n_h$ avec n_e et n_h sont respectivement les nombres quantiques des sous-bandes de trous et d'électrons.

Si l'inversion de population des sous-bandes fondamentales d'électrons et de trous e_1 et h_1 , permet de créer un gain supérieur aux pertes, c'est-à-dire d'atteindre le seuil d'oscillations de la cavité, la raie d'émission du laser est donnée par :

$$\hbar\omega = E_g + E_{e1} + E_{h1} \quad (IV.32)$$

Où E_{e1} et E_{h1} les énergies de confinement des électrons et de trous dans ce puits.

Il est donc facile de maîtriser, dans une certaine gamme, la longueur d'onde d'émission du laser en jouant sur la largeur du puits.

c) Sensibilité à la température :

La nature bidimensionnelle de la densité d'états entraîne que les pseudo-niveaux de Fermi des porteurs varient peu avec la température. Il en résulte que le courant de seuil d'un laser à puits quantique est beaucoup moins sensible à la température.

La variation du courant de seuil avec la température peut être décrite par la simple expression suivante :

$$I_{s2} = I_{s1} e^{(T_2 - T_1)T_0} \quad (IV.33)$$

Où I_{s1} et I_{s2} sont respectivement les valeurs du courant de seuil aux températures T_1 et T_2 . T_0 est un paramètre qui caractérise la sensibilité du courant de seuil.

IV.5- applications des lasers à puits quantiques :

Parmi les nombreuses applications des diodes lasers à puits quantiques, on a choisit d'étudier une application très importante qui est le stockage de l'information sur les disques optiques qui sont les CD (compact disks) et les DVD (digital vidéo disks).

Le principe de ce type de stockage consiste à exploiter la réponse optique contenue dans la composante réfléchi d'un faisceau laser focalisé sur une zone du disque. Le paramètre qui définit l'état binaire de la zone explorée est, suivant l'effet physique exploité, l'intensité du faisceau réfléchi ou sa polarisation. Dans le premier cas le disque est tout-optique, dans le second il est magnéto-optique.

Le point commun aux CD et aux DVD est que chacun d'eux présente deux variantes, une variante préenregistrée ROM (Read Only Memory) utilisable en lecture uniquement. Dans ce cas l'information est stockée une fois pour toutes lors de la fabrication de disque, sous forme d'une série d'alvéoles imprimées dans un sillon gravé en spirale sur une couche réfléchissante d'aluminium déposée sur un substrat plastique de polycarbonate. Une couche acrylique de protection moule l'information et reçoit le label du disque. La lecture est effectuée avec un laser à puits quantiques de quelques mW qui parcourt le sillon et détecte la différence de réflectivité des diverses zones. La seconde variante permet non seulement de lire mais aussi de stocker des informations à l'aide du rayonnement, la puissance du laser utilisé est alors de l'ordre de quelques dizaines de mW.

La différence la plus importante entre les CD et les DVD se situe au niveau de la densité de stockage, qui est directement liée à la longueur d'onde du rayonnement émis par le laser utilisé.

Le principe du dispositif de lecteur d'un disque optique est représenté sur la figure (IV.11).

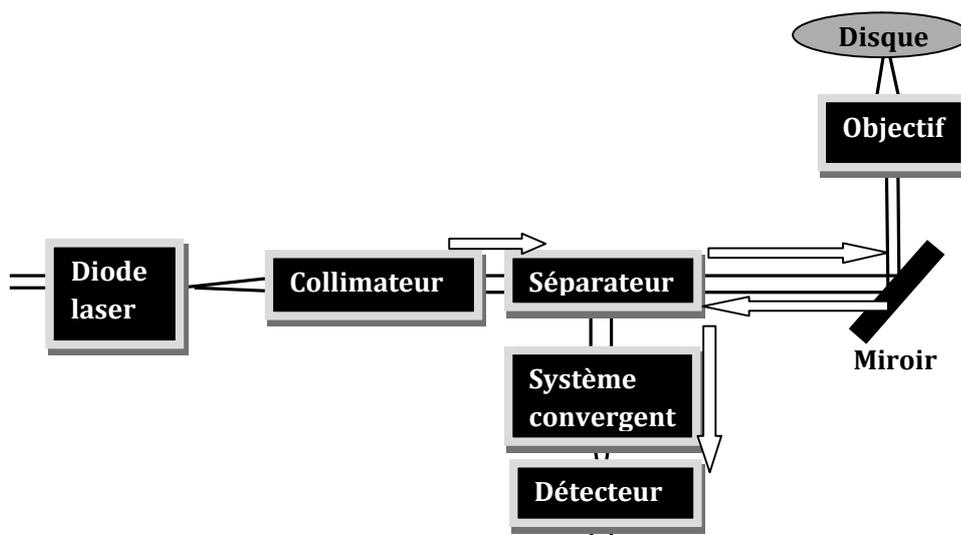
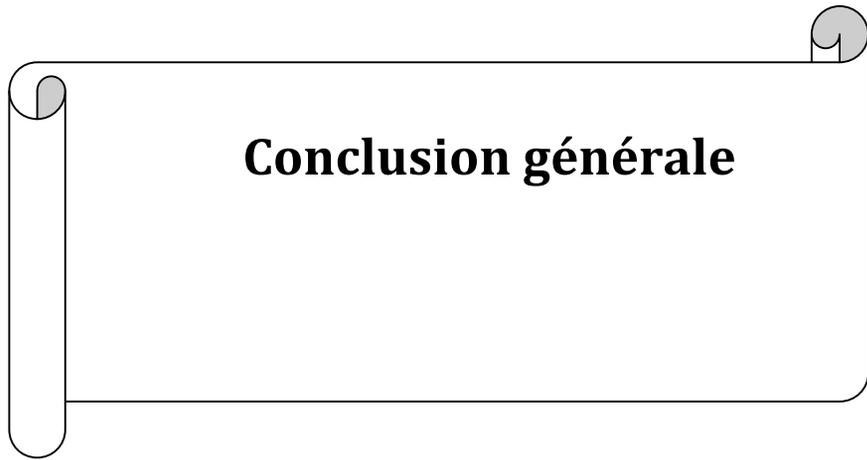


Fig (IV.11) : principe du dispositif de lecteur d'un disque optique.

Ce dispositif est constitué d'un laser à puits quantique dont le faisceau traverse un collimateur puis un séparateur avant d'être focalisé sur le disque. Le faisceau réfléchi est envoyé vers un détecteur par le séparateur. Lorsque le faisceau laser éclaire la surface du disque en suivant le sillon il reçoit des réponses spécifiques des zones explorées. Le lecteur enregistre ces spécificités, dont la nature dépend du processus d'enregistrement, comme données binaires. L'information est contenue dans l'intensité du faisceau réfléchi ou dans sa polarisation suivant que le disque est tout-optique ou magnéto-optique.

Le dispositif d'écriture est différent suivant qu'il s'agit des CD-R ou des CD-RW. Dans les CD-R sur lesquels on ne peut écrire qu'une seule fois, une couche de colorant est excitée par le laser d'écriture qui imprime de manière irréversible des zones de faible réflectivité. Ces disques servent essentiellement à un archivage, comme par exemple la digitalisation de photographies ou de tableaux. Sur les CD-RW la couche active est constituée d'un matériau qui peut basculer de manière réversible d'un état stable à un autre sous l'action du faisceau laser, ces deux états pouvant être distingués au moyen de ce même faisceau laser. Cette couche active est insérée entre deux couches diélectriques de quelques dizaines de nanomètres qui jouent un double rôle de protection et d'ajustement des conditions optiques. Deux types de couche mettant à profit des propriétés physiques différentes sont utilisables, les couches magnéto-optiques et les couches à changement de phase.

Conclusion générale



Conclusion générale

Les Diodes laser sont numériquement les plus courantes type de laser, Ces diodes laser sont largement utilisées dans les télécommunications car ils sont facilement modulés et deviennent des sources lumineuses couplées pour des fibres optiques de communication. Elles sont utilisées dans divers instruments de mesure, par exemple, les télémètres. Un autre usage est en lecteur de code barres. Lasers visibles, généralement de couleur rouge, mais aussi verte, sont fréquents, comme les pointeurs laser. Les diodes laser de basses ainsi que de hautes puissances sont largement utilisés dans l'industrie de l'imprimerie en tant que sources de lumière pour la numérisation d'images (entrée) ainsi que pour la fabrication de plaque d'impression de très haute vitesse et haute résolution (sortie) . Des diodes laser infrarouge et rouge sont courantes dans les lecteurs de CD, CD-ROM et la technologie DVD. Diodes lasers de couleur violette sont utilisés en HD DVD. Des diodes laser de haute puissance sont utilisées dans des applications industrielles telles que le traitement thermique, le plaquage, le soudage et pour le pompage d'autres lasers.

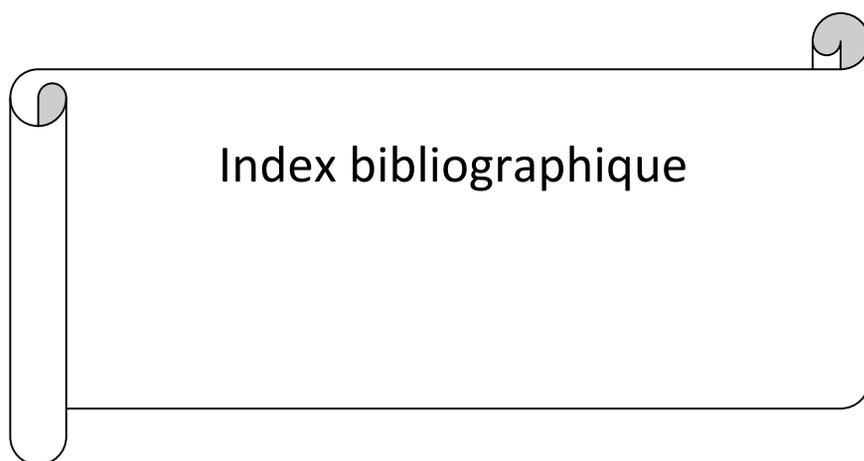
En général, les applications des diodes laser peuvent être classées de différentes façons. La plupart des applications de la diode laser peut être servie par des grands lasers à l'état solide ou par des oscillateurs optiques paramétriques, mais c'est la capacité à produire en masse de diodes lasers à faible coût qui les rend essentielles pour applications grand public. De diodes lasers ont des applications à presque tous les domaines d'activité qui attire une attention aujourd'hui. Vue que la lumière a des propriétés différentes (la puissance, la longueur d'onde et la qualité spectrale, la qualité de faisceau, la polarisation, etc.), il est intéressant de classer les applications par ces propriétés fondamentales.

De nombreuses applications de diodes laser se servent principalement de la propriété de "l'énergie dirigée" d'un faisceau optique. Dans cette catégorie, on peut inclure l'imprimante laser, les lecteurs de codes à barres, la numérisation d'image, les enlumineurs, l'enregistrement optique des données, la combustion d'allumage, la chirurgie au laser, de l'industrie de tri, de l'industrie d'usinage, et les armes à énergie dirigée. Certaines de ces applications font leur apparition alors que beaucoup sont familiers à la société en général. Les applications qui utilisent la propriété de "cohérence" de la lumière générée par des diodes laser sont la mesure de distance par interférométrie, l'holographie, la communication cohérente et le contrôle cohérent de réactions chimiques.

Conclusion générale

Les applications se servant de la capacité à "générer des ultra-courtes impulsions de lumière" par la technique connue sous le nom de "mode de verrouillage" comprennent la distribution d'horloge pour des circuits intégrés de haute performance, la production de signaux arbitraires pour des ondes aux fréquences de radio, l'échantillonnage photonique pour la conversion analogique-numérique, et les systèmes de multiple accès à la division de code optique pour les communications sécurisées. Enfin nous estimons que le but qu'on s'était fixé au préalable est atteint. Et nous pouvons dire que les diodes lasers à puits quantiques ont une place très importante parmi les composants optoélectroniques.

Index bibliographique



Index bibliographique

- [1]- **H.MATHIEU**. Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques (5^{ème} édition), Masson (paris-1980).
- [2]-**P.KIREEV**. Physique des semi conducteurs, mir (Moscou- 1975).
- [3]-**A.SAIDANE**. Physique des semi conducteurs * **tome2** * : physique des composants de base.
- [4]-**V.RAMIREZ**. Physique des semi conducteurs, dunod.
- [5]-**J.D.CHATELLIN**. Dispositifs à semi conducteurs, (dunod 1979).
- [6]-**G.BROUSSAUD**. Optoélectronique, (Masson et Cie 1974)
- [7]-**OU DIAI KARIM**. Étude d'une diode laser à double hétérojonction
- [8]-**M-Y.BERNARD**. Maser et laser. Presse universitaire de France (paris 1965)
- [9]-**site web**. www.4ad.siemens.com.
- [10]-**ARTICLE PROPOSE PAR : Roland Teissier**.nouveaux lasers pour le moyen infrarouge
- [11]- **V.BERGER**. Principes physiques des lasers à semi-conducteurs