

N° d'ordre : 2013ISAL0092
Année 2013

Thèse

**Etude des propriétés électroniques des boîtes
quantiques InAs/InP par spectroscopie de
défauts profonds (DLTS) pour des applications
optoélectroniques**

Présentée devant
L'institut national des sciences appliquées de Lyon

Pour obtenir
Le grade de docteur

École doctorale
École doctorale matériaux de Lyon

Équipe
Spectroscopie et nanomatériaux de l'INL(UMR 5270)

Par
Mouna ZOUAOU

Soutenue le 19 septembre 2013 devant la Commission d'examen

Jury MM.

MAAREF Hassen	Professeur, FSM Monastir
MESLI Abdelmadjid	Directeur de recherche, IM2NP Marseille
GUILLOT Gérard	Professeur Emérite, INSA Lyon
MURET Pierre	Professeur Emérite, UJF Grenoble
REGRENY Philippe	Ingénieur de recherche CNRS, ECL Lyon
BREMOND Georges	Professeur, INSA Lyon

Etude des propriétés électroniques des boîtes quantiques InAs/InP par spectroscopie de défauts profonds (DLTS) pour des applications optoélectroniques

Ce travail porte sur une étude des propriétés électroniques des boîtes quantiques InAs/InP, qui est un système très prometteur pour les télécommunications. Ces nanoparticules sont étudiées pour différentes tailles, densité et pour des dopages de substrats variables

Dans le premier chapitre, nous décrivons l'intérêt du système InAs/InP pour les applications optoélectroniques. Nous présentons la technique de croissance et quelques exemples d'applications de ces boîtes quantiques. Nous donnons une description générale complète des processus d'émission susceptibles d'exister dans ces structures.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les méthodologies de caractérisations électriques mises en jeu, en insistant sur la complémentarité de deux techniques d'analyse : la spectroscopie transitoire des défauts profonds et la mesure C(V).

Dans le troisième chapitre, nous étudions ces boîtes quantiques avec la technique C(V) pour aboutir à une analyse qualitative et quantitative des profils N(W) des échantillons. Une étude de ce profil en fonction de la température nous permet de déterminer les types d'émission qui dominent dans nos structures. L'effet du fort dopage de la couche matrice, ainsi que la densité de boîtes est discuté.

Dans le quatrième chapitre, une étude DLTS menée sur l'ensemble des échantillons disponibles montre plusieurs défauts reliés au contrôle de la croissance et de la qualité des interfaces. En outre, une étude plus approfondie nous permet d'extraire la réponse électrique des boîtes quantiques ainsi que leurs états électroniques s et p existants.

Mots-Clés: Boîtes quantiques InAs/InP, DLTS à transformé de Fourier, C-V, N-W , processus d'émission, défauts

Study of the electronic properties of InAs/InP quantum dots by the deep levels transient spectroscopy (DLTS) for optoelectronic applications

This work deals with a study of the electronic properties of InAs / InP quantum dots, which is a very promising material system for telecommunications. These nanoparticles are studied for different sizes, density and doping. In the first chapter, we describe the interest of the InAs / InP system for optoelectronic applications. As a result we present the growth technique and some examples of applications of these quantum dots. In addition, we present a description of the emission process taking place in these structures. In the second chapter, we present the electrical characterization methodologies: the Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) and the C (V) measurement. In the third chapter, we study the quantum dots to achieve a qualitative and quantitative analysis of profiles N (W) samples. A study of the profile as a function of temperature gives an overview of the types of emission that dominate in our structures. The effect of heavy doping of the matrix layer and of density of dots is discussed. In the fourth chapter, a DLTS study of all samples shows several defects related to growth and interface quality. In addition, further study allows us to extract the s and p state response of quantum dot.

Keywords: InAs / InP quantum dots, DLTS Fourier transform, C-V, N-W, emission processes, defects.

A mes parents
A tous ceux qui me sont Chers

Sommaire

Introduction Générale.....	12
Chapitre 1 : Introduction des propriétés électroniques des boîtes quantiques III-V	14
1. Introduction	14
2. Des structures massives aux structures à boîtes quantiques	15
3. Croissance auto-organisée des boîtes quantiques à bases des matériaux III-V	16
3.1. L'EJM: qu'est-ce que c'est?	17
3.2. La diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED)	18
3.3. Les paramètres de croissance importants	20
3.4. Principe de fabrication des BQs et notion d'épaisseur critique.....	20
3.5. Boîtes quantiques InAs/InP et phénomène d'échange As/P	22
4. Dynamique de porteurs dans une boîte quantique.....	22
4.1. Emission activée thermiquement	23
4.2. Emission Poole-Frenkel, Tunnel pur et Tunnel Activée thermiquement.....	23
5. Boîtes quantiques et applications.....	25
5.1. Sources de photon unique et cryptographie	26
5.2. Lasers à boîtes quantiques.....	26
5.3. Transistor à un seul électron.....	28
6. Conclusion	30
Chapitre 2 : Description des techniques et des dispositifs expérimentaux utilisées.....	31
1. Introduction	31
2. Classification des défauts et des impuretés.....	31
3. Etude des centres profonds, principe de la technique DLTS	33
3.1. Cinétique d'émission et de capture des défauts profonds	33
3.2. Technique DLTS.....	38
3.3. DLTS et puits quantique	45
3.4. Banc de mesure DLTS.....	48
3.5. Influence des paramètres de mesure	50
4. La photoluminescence	50

4.1.	Principe de photoluminescence.....	50
4.2.	Dispositif de mesure de la photoluminescence	53
5	Conclusion	55
Chapitre 3 : Analyse de la localisation spatiale de plan de boîtes quantiques InAs/InP par des mesures C-V		
1.	Introduction	55
2.	Echantillons étudiés	56
3.	Diode Schottky	58
4.	Etapas technologiques	60
5.	Etude capacitive d'une diode Schottky à BQs.....	62
5.1	C(V) et profil de dopage	62
5.2.	Influence de la température sur les courbes C(V) et N(W).....	66
6.	Effet du dopage de la couche d'encapsulation sur les propriétés électriques des boîtes quantiques	71
7.	Effet de dopage des boîtes quantiques	76
8.	Effet de la densité et de la taille des boîtes quantiques	80
8.1	Effet de densité des boîtes quantiques.....	80
8.2	Effet de taille	81
9.	Analyse dC/dV (type conductance) sur un exemple de boîtes d'InAs/InP (C815)	83
10.	Conclusion	84
Chapitre 4 : Etudes des boîtes quantiques InAs/InP par spectroscopies capacitives		
1.	Introduction	85
2.	Caractérisation capacitive d'un échantillon ayant une matrice non intentionnellement dopée	85
2.1	Etude de l'échantillon Ep859 et extraction de la signature des pièges	86
2.2	Effet de la hauteur d'impulsion sur l'émission des boîtes quantiques	90
2.3	Effet de la polarisation inverse sur l'émission des boîtes quantiques	92
3	Etude d'une série d'échantillons ayant une matrice dopée	93
3.1	Etude de l'échantillon référence :.....	93
3.2	Etude DLTS des échantillons à boîtes quantiques.....	95
3.3	Etude DLTS en fonction de la polarisation inverse	99
3.4	Etude DLTS en fonction de la hauteur du pulse	101
4	Conclusion	102

CONCLUSION GENERALE.....	103
Les références bibliographiques	104

Listes des figures et des tableaux

Figure 1.1 : Description schématique de l'effet de confinement des porteurs, sur la densité d'état et la structure électronique des bandes dans : (a) un matériau massif 3D, (b) un puits quantiques 1D, (c) un fil quantique 1D, (d) une boîte quantique.

Figure 1.2 : Exemple du bâti EJM

Figure 1.3 : a) Schéma de principe de la technique RHEED. Cliché de diffraction RHEED d'une couche superficielle :b) 2D idéalement lisse. c) maclée. e) polycristalline. f) 3D monocristalline. g) amorphe

Figure 1.4 : Schéma descriptif du passage d'une croissance 2D à une croissance 3D pour le mode de croissance Stranski/Krastanov dans un bâti d'épitaxie par jet moléculaire.

Figure 1.5: Différents mécanismes d'émission de porteurs dans la boîte quantique

Figure 1-6 : Emission tunnel des porteurs du niveau fondamental de BQ vers la bande de conduction de la couche matrice

Figure 1.7 : Sources utilisées dans la cryptographie quantique et les domaines d'utilisation en termes de distance maximale de communication sûre.

Figure 1.8 : Description d'une diode laser à boîtes quantiques InAs/GaAs

Figure 1.9 : Evolution des transistors suivant la loi de Moore

Figure 1-10 : Schéma descriptif d'un SET fabriqué avec une boîte quantique servant d'îlot.

Figure 2.1 : Schéma explicatif des différents défauts qui peuvent exister dans un matériau semiconducteur composé

Figure 2.2 : Schéma illustrant l'émission et la capture d'électrons et trous capture d'un électron, (b) émission d'un électron, (c) piège à électrons, (d) piège à trous

Figure 2.3: Variation de la largeur de la zone de déplétion et de la capacité après l'application d'une polarisation inverse et un pulse de remplissage pour des défauts à porteurs majoritaires (électrons) dans le cas d'un semiconducteur type (n).

Figure 2.4 : Principe de la technique DLTS Boxcar (Lang'74)

Figure 2.5: Diagramme de bandes illustrant le piégeage et l'émission de porteurs dans un puits quantique : a) au début du pulse de remplissage, b) à la fin de ce pulse, c) sous une polarisation inverse et l'émission thermique

Figure 2.6 : Vue schématique de l'appareillage de mesure de DLTS

Figure 2.7 : Principe de la photoluminescence

Figure 2.8 : Illustration du spectre d'émission des boîtes quantiques idéales et isotropes et d'autre inhomogène. Pour la structure de bande énergétique, seule la transition d'état fondamental est représentée. L'écart entre deux niveaux énergétiques diminue lorsque la taille de la boîte augmente

Figure 2.9 : Dispositif expérimental de photoluminescence disponible à l'INL

Figure 3.1 : Formation d'InAs dans notre processus de croissance. (a) réaction d'échange P-As à la surface d'InP avant le dépôt d'InAs. (b) le dépôt d'InAs. (c) réaction d'échange P-As à l'interface InAs / InP lors du recuit.

Figure 3.2 : Séquence de croissance des boîtes quantiques InAs/InP, T : la température, t : durée du temps

Tableau 3.1 : Liste des échantillons épitaxiés

Figure .3.3 : Schéma descriptif de la structure des échantillons à BQs InAs/InP étudiés

Tableau 3.2 : Caractéristiques géométriques des structures quantiques sur les échantillons étudiés

Figure 3.4 : Caractéristique I-V et C-V de l'échantillon InAs/InP à T=15K utilisant la technologie nitrure

Figure.3.5: Structure des couches de matériaux constituant l'échantillon d'InAs/GaAs

Figure 3.6 : Caractéristique C-V de l'échantillon InAs/GaAs à T=60K. Le maximum de la dérivée seconde indique précisément le début et la fin du plateau de capacité relatif au remplissage ou au vidage électronique du plan de BQ.

Figure.3.7: Profil apparent de concentration de l'échantillon BQ InAs/GaAs à la température T=60K

Figure. 3.8: Caractéristiques C-V de l'échantillon BQ InAs/GaAs pour différentes températures de mesure

Figure 3.9 : Courbes de profils apparents N(W) pour différentes températures pour l'échantillon BQ InAs/GaAs.

Figure 3.10 : Image TEM en coupe transverse suivant [110] des îlots d'InAs de la structure Ep859 élaborée à 520°C.

Figure 3.11: structure de l'échantillon Ep859

Figure 3.12 : structure de l'échantillon C814

Figure.3.13: Profils de concentration et variation de zone de charge d'espace en fonction de la polarisation appliquée pour l'échantillon EP859 pour différentes températures

Figure 3.14 : Caractéristiques C-V (a) et concentrations de profil apparent N(W) (b) de l'échantillon C814 en fonction de la température. Observation d'un pic relié à la présence des BQs autour de 0.2µm.

Figure 3.15 : influence du dopage de la matrice sur la structure de bande

Fig 3.16: structure générale des échantillons C810 et C814.

Figure 3.17 : Profils de concentration des échantillons C810 (rouge) et C814 (vert) à la température T=30K

Figure.3.18 : comparaison des profils de concentration des échantillons C815 (rouge) et C816 (noir) à la température T=30K

Figure 3.19 : profil de concentration d'un échantillon à boîtes quantiques, le C815, et de l'échantillon à quantum dashes, C814.

Figure 3.20 : Variation de l'amplitude et de la largeur à mi-hauteur du profil de concentration de l'échantillon à BQs C815 (courbes A et B) et l'échantillon à QDashes C814 (courbes C et D).

Figure 3.21 : La variation de longueur de Debye en fonction de la température

Figure 3.22 : Caractéristique (C-V) et (dC/dV) de l'échantillon C815 à différentes températures

Figure 3.23 : Représentation plane (type contour) de $(dC/dV)= f(V,T)$ de l'échantillon C815 à différentes températures

Figure 4.1 : Spectres DLTS obtenue pour l'échantillon Ep859 pour deux fenêtre de mesure avec une durée d'impulsion de 0.1ms, une tension d'impulsion de 0.18V et une tension inverse de -1V.

Figure 4.2 : Tracés d'Arrhenius de l'échantillon Ep859 correspondants au spectre DLTS de la figure IV.1

Tableau 4.1 : Récapitulatif des paramètres des défauts extraits des mesures DLTS (énergies d'activation, section efficace apparente de capture)

Figure 4.3 : Comparaison des spectres DLTS de l'échantillon à boîtes quantiques (Ep859) et de l'échantillon référence (C900) pour les conditions des mesures suivantes : $T_w=20.48\text{ms}$, $t_p=0.1\text{ms}$, $V_r=-1\text{V}$, $V_p=0.18\text{V}$

Figure 4.4 : Spectres DLTS obtenues pour l'échantillon Ep859 pour plusieurs hauteurs d'impulsion, avec une durée d'impulsion de 1ms, une fenêtre de mesure T_w égale à 1.24ms et une tension inverse de -1V.

Figure 4.5 : Variation de l'amplitude de pic 1 de l'échantillon Ep859 en fonction de la hauteur d'impulsion. $V_r=-1\text{V}$, durée de pulse : $t_p=0.1\text{ms}$, $T_w=1.02\text{ms}$.

Figure 4.6 : Variation de l'amplitude de pic 1 de l'échantillon Ep859 en fonction de la polarisation inverse. $V_p=0\text{V}$, durée de pulse : $t_p=0.1\text{ms}$, $T_w=1.02\text{ms}$.

Figure 4.7 : Spectre DLTS de l'échantillon référence C900 (simple épitaxie InP). Les tensions inverses et l'impulsion de remplissage sont respectivement égale à -1V et 0V. la durée d'impulsion est de 1ms et la fenêtre de mesure est de 204.8ms. Le spectre expérimental est simulé à partir des signatures extraites reportés dans le tableau IV-2.

Figure 4.8 : Diagramme d'Arrhénius pour les pièges (1), (2), (3) et (4) mesurés sur C900

Tableau 4.2 : Energies d'activation, section efficaces de capture et concentrations des quatre pièges dans l'échantillon référence C900 et à basses températures

Figure 4.9 : Spectre DLTS obtenus pour l'échantillon C814 pour une fenêtre de mesure de 204.8ms, une durée d'impulsion de 1ms et une tension d'impulsion de 0V et une tension inverse de -2.2V.

Figure 4.10 : Tracés d'Arrhenius des défauts détectés dans l'échantillon C814 correspondants aux défauts de la figure IV.9

Tableau 4.3 : Energies d'activation, section efficaces de capture et concentrations des pièges existants dans l'échantillon C814.

Figure 4.11 : Spectres DLTS obtenus pour l'échantillon C814 avec une fenêtre de mesure de 204.8ms, une tension d'impulsion égale à 0V et une tension inverse de -2.2V, en variant la durée d'impulsion de remplissage de 10 μs à 1s.

Figure 4.12 : Variation de l'amplitude du pic 2 de l'échantillon C814 en fonction de la polarisation inverse. $V_p=0V$, durée de pulse : $t_p=1ms$, $T_w=204.8ms$.

Figure 4.13 : Spectres DLTS obtenue pour l'échantillon 814 avec une fenêtre de mesure de 204.8ms, une tension de pulse variable, une tension inverse de $-2.2V$ et une durée du pulse de remplissage de 1ms.

Introduction Générale

L'histoire des émetteurs à semi-conducteurs est très ancienne. Déjà en 1920, le physicien Lossev observa une émission de lumière sur des cristaux de carbure de silicium sur lesquels il avait appliqué des contacts électriques redresseurs. L'arséniure de gallium (GaAs) s'est révélé être un matériau de meilleur choix en raison de la valeur relativement élevée de son rendement lumineux et a permis la fabrication de diodes électroluminescentes vers 1956 [Irène'96]. En 1961 l'idée de fabriquer des lasers à semi-conducteurs est apparue. Mais ce n'est qu'en 1971 que ces derniers fonctionnèrent à température ambiante pendant plus de 1000 heures [Goosh'69], et jusqu'à la moitié des années 1980, que les lasers avec une zone active épaisse de plusieurs micromètres dominaient le marché. Et ce n'est qu'avec l'introduction des diodes laser à puits quantiques et la forte réduction des densités de courant de seuil, de l'ordre de 50 A/cm^2 , obtenue en premier par Z. I. Alferov, prix Nobel de physique en 2000, que le marché des diodes laser explosa. En 1982, Y. Arakawa et H. Sakaki, de l'université de Tokyo, étudièrent l'effet de confinement de la zone active dans les trois dimensions de l'espace. Les boîtes quantiques (BQs) font l'objet d'études poussées depuis environ 20 ans du fait de leurs propriétés physiques originales et remarquables et leurs applications potentielles en micro et optoélectronique.

Une importante communauté travaille au contrôle ultime par épitaxie de ces nanostructures (BQs) semi-conductrices, dans lesquelles les porteurs sont confinés dans les trois directions de l'espace. Les recherches sur les boîtes quantiques, autrefois orientées uniquement vers les applications télécoms classiques, sont aujourd'hui motivées par de possibles applications plus novatrices, notamment en optique quantique. Possédant des propriétés atomiques certaines, elles sont utiles pour les applications photoniques telles que les lasers à BQs pour les télécommunications par fibre optique et les sources à photons uniques pour la cryptographie et le calcul quantique.

Depuis quelques années des progrès importants sur la croissance des BQs ont été réalisés. La majorité des études de croissance portent essentiellement sur le système InAs/GaAs. Dans ce système, l'obtention de lasers à BQs présentant des performances accrues par rapport aux lasers à puits quantiques (PQs) a été démontrée. En particulier des densités de courant de seuil très faibles et une insensibilité de ce paramètre avec la température ont été reportées. Néanmoins, la longueur d'onde d'émission laser est pour l'instant limitée à 1,3 μm .

Le système à BQs InAs/GaAs est très étudié, mais étant donné que l'énergie centrale d'émission du système InAs/InP est proche du 1.55 μm de l'atténuation minimale des fibres optiques, on a vu naître un certain engouement pour ce système. Les BQs InAs formées sur substrat InP suscitent un intérêt majeur notamment pour les applications lasers à boîtes quantiques, [Chitrani'04]. Ces BQs sont en général auto-assemblées dans le mode de croissance Stranski-Krastanov. La performance d'éventuels dispositifs utilisant des BQ auto-assemblées est limitée principalement par l'inhomogénéité en taille de ces dernières. Toutefois, il a été démontré que l'obtention de BQs InAs performantes nécessite un substrat InP(311) B et conduit à la réalisation de laser avec des courants de seuil record. L'application industrielle requiert un substrat InP(001). Pour cela la réalisation de laser à base de BQs sur InP(001) nécessite cependant une compréhension et une maîtrise approfondies de la croissance de ces BQs. En particulier, un contrôle poussé de la forme et de la densité de BQs est nécessaire, ce qui est rendu difficile par la forte anisotropie de surface de l'InP(001) et la diversité des résultats obtenus dans la littérature.

Plusieurs groupes ont étudiés le comportement optiques des BQs afin d'extraire les transitions énergétiques électron-trou dans ces nanostructures en utilisant soit la photoluminescence, soit la spectroscopie infrarouge à Transformée de Fourier (FTIR) [Kim'99]. Ces techniques présentent des limitations dans la fourniture des informations à titre d'exemple : la discontinuité en énergie des bandes, l'énergie d'activation des porteurs dans la BQ par rapport à l'extremum des bandes de conduction et de valence. La spectroscopie des défauts profonds [Magno'00] [Ghosh'00] et la mesure capacité-tension C-V [Brunkov'96] [Brunkov'88] permettent une détermination précise de la position des niveaux énergétiques dans la

BQ. En outre, la DLTS permet l'étude de la dynamique d'émission et de capture des porteurs dans les BQs, alors que c'est un système de base de l'optoélectronique III-V pour la télécommunication à $1.55\mu\text{m}$. D'où notre motivation de travailler sur le système à BQs InAs/InP très peu étudié du point de vue électrique jusqu'à présent.

L'objectif de ce travail de thèse est l'étude électrique des boîtes quantiques InAs/InP élaborées par épitaxie par jet moléculaire à source solide (ssEJM) par des méthodes capacitives. Le plan de la thèse sera le suivant :

Nous introduisons dans un premier chapitre les notions et concepts théoriques de base importants reliés à la physique régissant le comportement des porteurs (électrons et trous) dans les structures quantiques, notamment les effets du confinement. Nous présenterons, ensuite, les moyens d'élaboration en insistant essentiellement sur les méthodes de croissance qui ont été utilisées pour réaliser les échantillons étudiés durant cette thèse, à savoir l'épitaxie par jets moléculaires. Les notions de contraintes, d'épaisseur critique sont expliquées. Une fois ce survol fait, nous présenterons la dynamique des porteurs dans une boîte quantique et nous introduirons une description générale des différents types d'émissions qui peuvent avoir lieu. Enfin nous citons quelques exemples de dispositifs à boîtes quantiques.

Nous décrivons, dans le deuxième chapitre, le principe des techniques expérimentales et les montages utilisés dans cette étude la FT-DLTS ou la spectroscopie de transitoire des défauts profonds à Transformée de Fourier qui a servi à caractériser les défauts profonds ainsi que les niveaux des boîtes quantiques, et la spectroscopie de photoluminescence qui a permis de tester les propriétés optiques attendues des divers plans de boîtes quantiques réalisées pour cette étude.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude des échantillons à boîtes quantiques InAs/GaAs et InAs/InP par des mesures capacité tension (C-V) pour aboutir à une analyse qualitative et quantitative des profils de concentration (N-W), où W est l'épaisseur de la zone de charge d'espace. Cette analyse devra permettre la mise en évidence du comportement électrique des niveaux électroniques des boîtes

quantiques sur la capacité de la structure. Nous présenterons une étude qui constitue l'une des parties principales de ce travail sur la comparaison des réponses électriques des boîtes quantiques ayant des tailles et des formes différentes.

Nous exposerons, dans le quatrième chapitre, les résultats de mesure de Spectroscopie Transitoire des défauts profonds. Nous présentons, pour la première fois, des résultats de mesures DLTS sur des boîtes quantiques InAs/InP mettant en évidence les niveaux à électron associés à ces boîtes.

Une conclusion générale permettra de résumer le bilan des résultats importants apportés par ce travail de thèse concernant l'activité électrique de niveaux électroniques introduits par les boîtes quantiques InAs/InP. Des perspectives de prolongation de ce travail pourront être données.

Chapitre 1 : Introduction des propriétés électroniques des boîtes quantiques III-V

1. Introduction

Dans ce chapitre nous présentons des considérations générales sur les nanostructures à semi-conducteurs et des concepts théoriques importants de base reliés à la physique fondamentale régissant le comportement des porteurs dans des structures quantiques. Ces objets nanométriques ouvrent la voie à des applications très prometteuses ainsi qu'à une amélioration des propriétés actuelles de certains dispositifs en optoélectronique [Arakawa'82] [Imamura'95], et en nanophotoniques [Reithmaier'04] [Yoshie'04]. Pour cela, nous montrerons l'effet du confinement sur les propriétés électroniques des structures à semi-conducteurs. Puis nous expliciterons les attentes résultantes de ces propriétés particulières et de ces caractéristiques fondamentales qui sont au cœur de nombreuses recherches, allant de l'optoélectronique à l'information quantique [Troiani'00] [Chen'01].

2. Des structures massives aux structures à boîtes quantiques

La microélectronique comme l'optoélectronique se caractérise par une évolution vers une miniaturisation constante des composants. Ceci vise : d'une part, une raison économique en intégrant le plus de composants possibles sur une même surface (une même puce) et d'autre part, une raison fondamentale puisque les propriétés de la matière et donc du composant sont complètement modifiées. Le paramètre clé est l'effet de confinement en taille, qui induit la diversité et la richesse des diverses applications, qui se produit lorsque les dimensions du matériau sont plus petites que la longueur d'onde de Broglie associée à l'électron. Cette longueur est donnée par :

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2m_{\text{eff}}(E - E_g)}} \quad \text{Eq 1 - 1}$$

Où h est la constante de Planck réduite, m_{eff} la masse effective de l'électron, la différence $E-E_g$ est l'énergie en excès par rapport à la bande interdite. Pour de telles dimensions, la notion de trajectoire d'un électron doit alors être remplacée par celle d'états quantiques et de fonctions d'ondes. Pour qu'il y ait quantification, il faut toutefois que cette énergie $E-E_g$ soit supérieure à l'énergie thermique kT (~26 meV à température ambiante, avec k la constante de Boltzmann) dont la longueur d'onde associée, appelée longueur d'onde de De Broglie thermique, est donnée par la relation [Bimberg'99]

$$\lambda_{\text{th}} = \frac{h}{\sqrt{2m_{\text{eff}} kT}} \quad \text{Eq 1-2}$$

De fait, les objets dont la taille est supérieure à λ_{th} ne présenteront pas d'effets quantiques parce que ceux-ci seront masqués par l'agitation thermique. Dans un cristal semi-conducteur massif, les porteurs de charge sont libres de se mouvoir selon les trois directions de l'espace. Le modèle des électrons libres, appliqué à la maille du réseau réciproque, nous permet de constater que les électrons (et les trous) vont peupler des bandes d'énergie suivant une dispersion parabolique ($E(k)$). On montre aisément que la densité d'état représentée sur la figure 1.1 s'exprime selon :

$$\rho_{\text{3d}}(E) \propto (E - E_g)^{1/2} \quad \text{Eq 1-3}$$

où E_g est l'énergie de bande interdite (gap) du matériau considéré.

Le confinement ou la réduction de degré de liberté des porteurs, qui apparait au années 70, influe sur la densité d'état de porteurs [Zory'93]. Si on limite le mouvement de porteurs dans une direction avec le même ordre de grandeur que λ_{th} en utilisant des techniques d'épitaxie, on obtient un puits quantique avec des porteurs qui se déplacent librement dans le plan perpendiculaire à l'axe de confinement. L'effet direct est d'avoir une discrétisation des niveaux d'énergie suivant cette même direction, tout en conservant un comportement massif suivant les deux autres directions. L'effet du confinement se manifeste aussi par une modification importante de la densité d'état comme le montre la figure 1-1. Couramment cette densité d'état est assimilée à des marches d'escalier.

Dans le cas d'un fil quantique, le confinement électronique intervient dans deux directions de l'espace et nous allons observer des porteurs ayant un seul degré de liberté. En faisant un confinement dans les trois directions de l'espace, cas de boîtes quantiques, on obtient des états énergétiques discrets et les BQs sont alors apparentés à des "atomes artificiels" avec une densité d'état de la forme

$$\rho_{\text{QD}}(E) \propto \sum_i \delta(E - E_i) \quad \text{Eq 1 - 4}$$

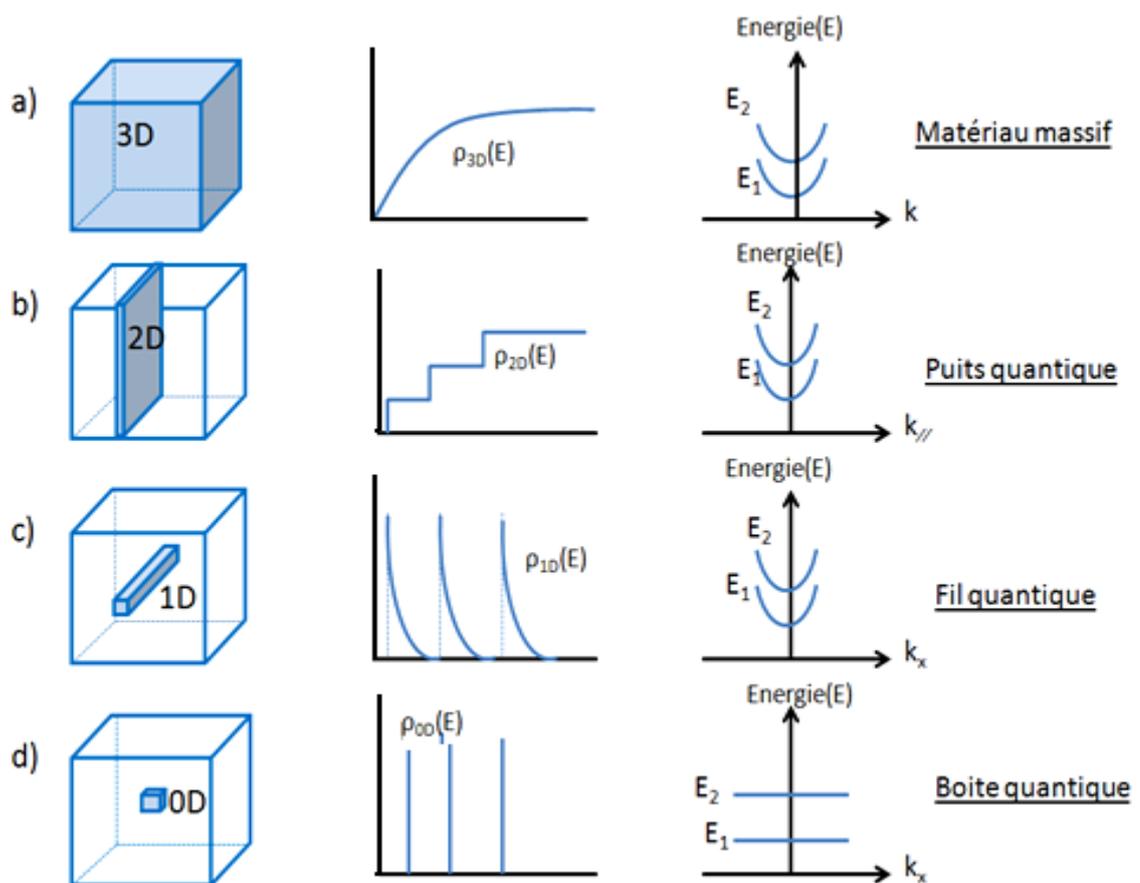


Figure 1.1 : Description schématique de l'effet de confinement des porteurs, sur la densité d'état et la structure électronique des bandes dans : (a) un matériau massif 3D, (b) un puits quantique 2D, (c) un fil quantique 1D, (d) une boîte quantique.

3. Croissance auto-organisée des boîtes quantiques à bases des matériaux III-V

Les progrès spectaculaires réalisés dans le domaine de la physique des semi-conducteurs et de ses possibles applications ont été rendus possibles grâce à une bonne maîtrise des méthodes de croissance. Parmi toutes les techniques de croissance, nous allons détailler le principe de la technique d'Épitaxie par Jet Moléculaire (EJM) et les différents paramètres qui influent fortement sur la qualité du matériau épitaxié. Un avantage majeur de l'EJM par rapport aux autres modes d'épitaxie par exemple l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM)) est le fait que la croissance peut être suivie par la diffractions d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED), d'où une topographie en temps réel de la surface de l'échantillon en croissance.

3.1. L'EJM: qu'est-ce que c'est?

L'épitaxie par jets moléculaires (EJM) appelée aussi MBE en anglais (pour Molecular Beam Epitaxy) est une technique de dépôt et de croissance développée dans les laboratoires Bell à la fin des années 1960 [Cho'75] pour la croissance contrôlée des semi-conducteurs. C'est un procédé qui permet de faire croître des couches minces (contrôle de l'épaisseur à la monocouche près) épitaxiées pour une large gamme de matériaux.

L'EJM est une technique de dépôt des couches cristallines sur un substrat mono cristallin porté à une température appropriée à la croissance épitaxiale. Ce dépôt est réalisé dans une enceinte de croissance sous un vide poussé, de l'ordre de 10^{-11} Torr par un système de pompage utilisant une pompe ionique et un pompage cryogénique. La croissance est effectuée en soumettant le substrat (dont la température peut être contrôlée) à des flux d'espèces atomiques ou moléculaires provenant de cellules à effusion. La composition et l'épaisseur de la couche est déterminée par les flux relatifs des différentes espèces qui sont contrôlés quasi-instantanément par des caches mécaniques. Afin de contrôler en temps réel la croissance et la cristallinité des

couches, un diffractomètre d'électrons rapides sous incidence rasante (RHEED) est mit en place (Figure 1.2).

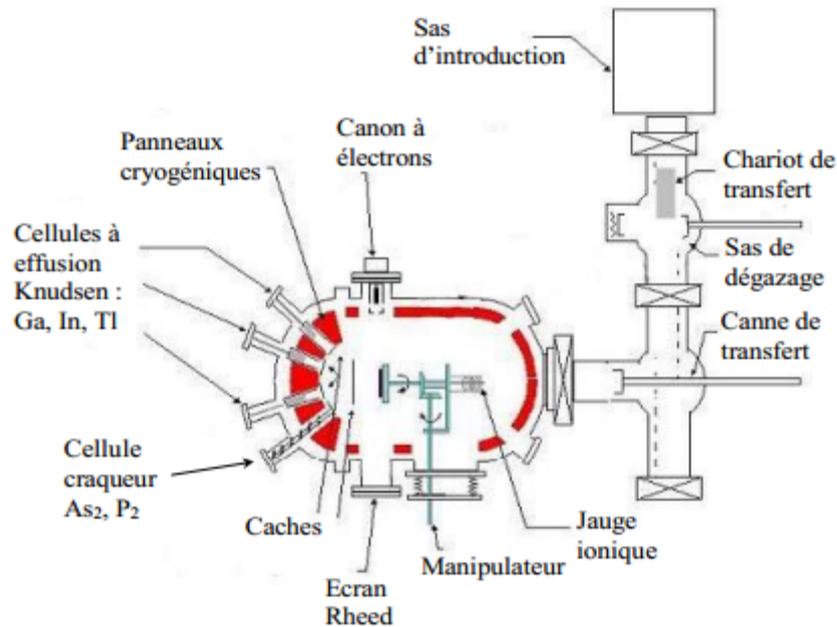


Figure 1.2 : Exemple du bâti EJM

3.2. La diffraction d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED)

Le RHEED est une technique très utile pour caractériser l'évolution de la morphologie et de la cristallinité d'une couche durant la croissance [Soutade'90]. Techniquement, un canon à électrons produit un faisceau d'électrons monoénergétique dirigé sur l'échantillon sous incidence rasante. Le faisceau arrive à la surface avec un angle typique de 1 à 3° et l'énergie des électrons est comprise entre 5 et 40KeV. Ce faisceau est en partie réfléchi et en partie diffusé dans les premières couches atomiques avec une profondeur de pénétration d'une dizaine d'angströms. Les électrons diffusés sont diffractés par le cristal et produisent un interferogramme recueilli sur un écran phosphorescent en vis-à-vis du canon. Le diagramme de diffraction RHEED pour un monocristal parfait est constitué

principalement de lignes en raison du caractère bidimensionnel du cristal observé. L'écart entre ces lignes est inversement proportionnel au paramètre de maille du réseau cristallin de surface. Cette technique de caractérisation permet d'obtenir des précieuses indications sur les conditions de croissance, ainsi que sur la qualité cristalline de la couche. Les informations sont extraites de différentes zones du diagramme RHEED (Figure 1.3).

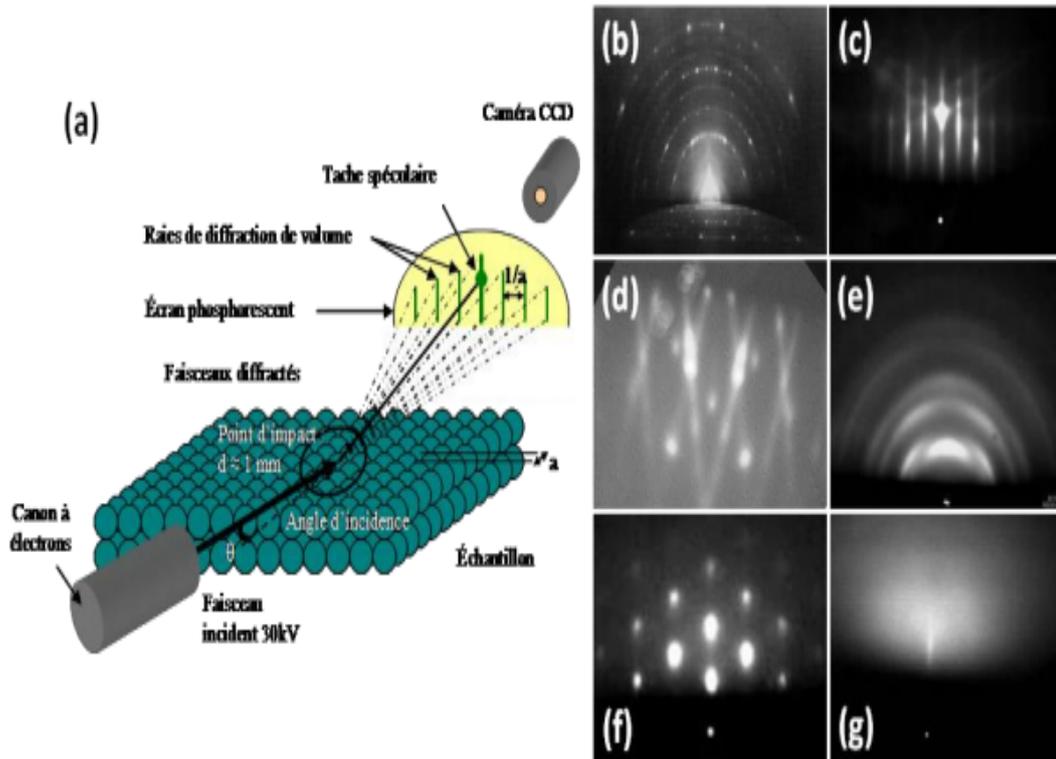


Figure 1.3 : a) Schéma de principe de la technique RHEED. Cliché de diffraction RHEED d'une couche superficielle : b) 2D idéalement lisse. c) maclée. e) poly-cristalline. f) 3D monocristalline. g) amorphe

Dans un diagramme RHEED, l'intensité de la tache spéculaire, qui issue de la réflexion directe des électrons sur la surface de l'échantillon, varie avec la rugosité de la surface et en particulier avec le taux de recouvrement pour une croissance couche par couche [Harris'81]. En effet, si la croissance se produit couche par

couche et non par avancée de marches, l'intensité est maximale pour une surface complétée, et minimale pour une surface à moitié recouverte. Ce principe permet d'utiliser la mesure des oscillations RHEED pour calculer la vitesse de dépôt durant la croissance. Dans le cas d'une croissance par avancée de marches, l'intensité de la tache spéculaire est quasi constante puisque la rugosité de surface est dans ce cas quasi constante.

Les tiges de diffraction apportent des informations sur la reconstruction de la surface mais aussi sur la structure du cristal. Il est parfois possible en effet, d'observer la présence de lignes supplémentaires entre les lignes principales correspondant à la surface du réseau cristallin de volume. Ces nouvelles lignes moins intenses indiquent la présence d'un phénomène de surface, appelé reconstruction de surface. Il s'agit d'une réorganisation des atomes de surface par minimisation de l'énergie des liaisons pendantes avec un agencement différent de celui du cristal massif. Pour les cristaux III-V qui sont le sujet de cette étude, une reconstruction $[n \times m]$ correspond à une maille de surface de période n suivant $[1-10]$ et de périodicité m suivant $[110]$ pour une surface orientée $[001]$. Les entiers n et m sont supérieurs à 1 et traduisent la nouvelle périodicité de la surface en unité de maille du cristal massif. Ces reconstructions varient en fonction de la température et des espèces présentes à la surface de l'échantillon. L'évolution des lignes de diffraction nous révèle également de nombreuses caractéristiques intrinsèques du cristal. Si les lignes sont longues, nous sommes en présence d'un front de croissance lisse. Lors de l'apparition d'une rugosité ou d'une transition 2D – 3D, le diagramme RHEED présente des points alignés selon les anciennes lignes.

3.3. Les paramètres de croissance importants

Lors de la croissance, plusieurs paramètres ont des rôles primordiaux sur la qualité cristalline des couches déposées.

-La vitesse de croissance est un facteur cinétique, permettant de repousser les limites d'apparition des défauts ou de rugosité lors de croissance à basse température. Si, par exemple dans le cas des systèmes à BQs, on travaille avec des fortes vitesses de

croissance, la surface est riche en adatoms et ceux-ci se rencontrent facilement pour former des îlots stables avec une forte densité [Ramachandran'97]. Par contre, si la vitesse de croissance est faible, la surface sera pauvre en adatoms qui doivent migrer sur des grandes distances pour se rencontrer d'où une nucléation plus lente et une densité de boîtes plus faible.

-La pression de l'élément V est un paramètre qui influe beaucoup sur la qualité cristalline surtout à basse température. Une augmentation de la quantité d'élément V présents en surface diminue la mobilité des différents éléments III. De plus, il y a à basse température une incorporation excédentaire de l'arsenic dans la matrice. Ces deux phénomènes peuvent introduire une augmentation de la rugosité de surface.

-La température de croissance est également un paramètre essentiel. Lors des croissances, la mobilité des éléments sur la surface ainsi que leur coefficient de collage sont des processus activés thermiquement. Un contrôle de la température se révèle donc particulièrement primordial. Ce paramètre a une forte influence sur la mobilité des adatoms et leur permettre d'atteindre les sites préférentiels d'incorporation, ce qui favorise la qualité du matériau (faibles densités de lacunes) et de la surface 2D.

3.4. Principe de fabrication des BQs et notion d'épaisseur critique

Lors d'une croissance épitaxiale, si la différence des paramètres de maille entre le substrat et la couche épitaxiale est faible ($\leq 2\%$), une phase pseudomorphique se déclenche. La croissance se fait couche par couche en bidimensionnel. Une accommodation élastique domine dans les premières couches déposées et le résultat est la formation d'une couche contrainte. Cependant, quand l'épaisseur de la couche déposée augmente, l'énergie élastique augmente linéairement jusqu'à une épaisseur critique, qui est de l'ordre de 1.8 monocouches (MC) pour l'InAs/GaAs et de 2 à 4 MC pour l'InAs/InP, au-delà de laquelle l'équilibre élastique est rompu et la croissance 3D commence (voir figure 1.4). Deux mécanismes peuvent avoir lieu pour minimiser l'énergie de système : soit un mécanisme de relaxation plastique qui induit

la formation des dislocations dans la couche 2D, appelée aussi couche de mouillage, soit une relaxation élastique en optimisant l'énergie de surface spontanément des îlots tridimensionnels (3D) avec des tailles et de formes plus ou moins homogènes. Cette transition du mode bidimensionnel (couche par couche) au mode tridimensionnel (en volume), schématisée sur la figure (1.4), est connue sous le nom de la transition Stranski-Krastanov (SK), traduit la relaxation des contraintes emmagasinées dans la couche 2D par la formation d'îlots 3D.

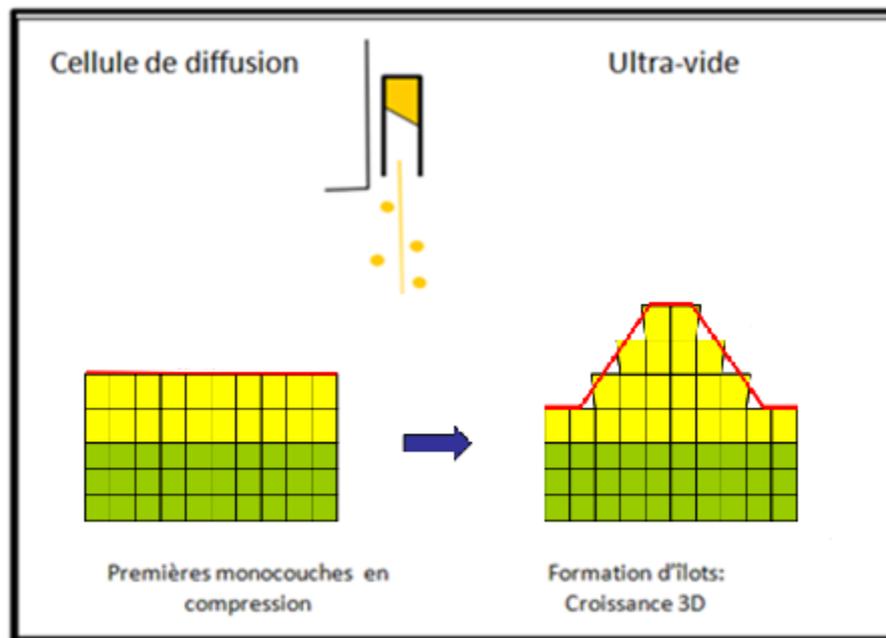


Figure 1.4 : Schéma descriptif du passage d'une croissance 2D à une croissance 3D pour le mode de croissance Stranski/Krastanov dans un bâti d'épitaxie par jet moléculaire.

La forme et la taille de ces îlots dépendent de plusieurs paramètres, notamment des paramètres cinétiques. Les facteurs les plus connus sont: la température, le flux de gaz, le désaccord de maille entre les deux réseaux, la structure et l'état de surface de substrat et la vitesse de croissance de la couche déposée.

3.5. Boîtes quantiques InAs/InP et phénomène d'échange As/P

Les boîtes quantiques étudiées dans ce manuscrit sont des nanostructures d'InAs auto-assemblées lors de la croissance épitaxiale par EJM. La croissance auto-organisée de ces boîtes est réalisée selon le mode de croissance dit de Stanski/Krastanov.

Ce système étant encore un système relativement récent, la physique qui gouverne ses propriétés radiatives soulève de nombreuses questions, tant sur leurs propriétés électriques que sur leur processus de croissance [Paranthoen'01]. Le relatif faible désaccord entre ces deux matériaux (3,2%) et les réactions d'échange P/As qui ont lieu à la surface d'InP exposée au flux d'As₂ durant la croissance [Yoon'99] impose des sévères difficultés de contrôle de la reproductibilité de forme et de longueur d'onde d'émission [Kuota'10], [Sritirawisarn'09]. [Miska'04], [Stintz'03].

L'épitaxie d'InAs/InP donne une variété de formes nanométriques, allant de simples terrasses ou plateaux à des BQs ou des formes intermédiaires comme les fils et les bâtonnets (quantum dashes, QDashes) qui se développent à la surface d'une fine couche 2D (couche de mouillage) [Miska'04], [Stintz'03]. La littérature montre qu'il y a un consensus sur le fait que l'apparition de l'une ou de l'autre de ces structures est reproductible et dépend surtout de différentes conditions de croissance. Le changement dans la morphologie de la couche d'InAs sur InP a été étudié pour la première fois de façon détaillée dès 1991 par Carlin [Carlin'91], Houdré [Houdré'93], Rudra [Rudra'94].

Lors de la croissance des boîtes quantiques InAs sur un substrat d'InP, les phénomènes d'échanges d'P/As qui se produisent à l'interface InAs/InP rendent difficile le contrôle de la qualité d'InAs déposé. Ce phénomène qui est activé thermiquement influe sur les dimensions, la forme et la composition des îlots donc la longueur d'onde d'émission de BQs peut être ajustée. Le recuit d'une surface d'InP sous flux d'arsenic (sans indium) peut en effet mener à la formation d'îlots ou de fils d'InAs [Yang'01], [Wang'98]. Ce phénomène d'échange est plus important à haute température de croissance et fort flux d'As. Dans ce cas les atomes de P sont

remplacés par As : comme les éléments V désorbent facilement de la surface, les atomes de phosphore sont graduellement remplacés par des atomes d'As à la surface de l'échantillon. Un recuit d'une dizaine de secondes sous atmosphère riche en arsenic est suffisant pour générer la formation d'îlots 3D à 600 °C [Wang'98]. Le dépôt direct d'InAs peut également induire l'échange As/P lors de la croissance de BQs. Par exemple, Yoon et al. [Yoon'99] ont observé un excès d'InAs par rapport à ce qu'ils avaient prédit selon le temps de dépôt, qui s'accroît pour un flux très élevé d'arsenic durant le dépôt ($V/III = 300$) et avec l'élévation de la température.

4. Dynamique de porteurs dans une boîte quantique

Les BQs auto-assemblées peuvent piéger des électrons ou des trous pour une certaine durée qui dépend des différents processus d'émission qui vont se manifester. La BQ se comporte donc comme un réservoir de stockage de charges donc d'information. Les mécanismes d'émission de porteurs d'une BQ vers les bandes de conduction ou de valence du matériau barrière limitent cette durée de stockage. Dans cette partie on va se concentrer sur les différents types d'émission qui peuvent exister au sein d'une boîte soumise à un champ électrique. Le dépiégeage des porteurs confinés dans une boîte peut se faire soit par : activation thermique, tunnel ou tunnel activé thermiquement (figure 1-5). Dans la suite nous introduisons une description générale de ces phénomènes d'échappement de porteurs dans la bande de conduction.

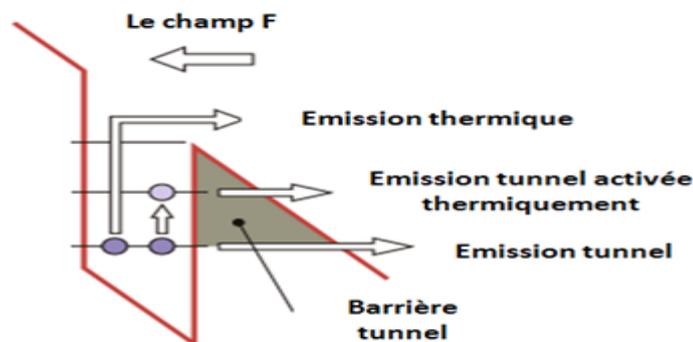


Figure 1.5: Différents mécanismes d'émission de porteurs dans la boîte quantique

4.1. Emission activée thermiquement

L'émission thermique qui est le phénomène majeur qui domine les émissions des porteurs dans les boîtes quantiques auto-assemblées et les défauts profonds dans les semi-conducteurs, a été largement étudié [Kapteyn'01], [Bourgoin'83].

La réponse d'une BQ sous activation thermique peut être similaire à la réponse d'un défaut profond. Ce genre d'excitation aboutit à l'émission des électrons (des trous) avec un taux d'émission thermique e_n (e_p) donnée par l'équation suivante :

$$e_n(T) = A T^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{E_n^a}{kT}\right) \text{ pour les électrons} \quad \text{Eq I - 5}$$

$$e_p(T) = B T^2 \sigma_p \exp\left(-\frac{E_p^a}{kT}\right) \text{ pour les trous} \quad \text{Eq I - 6}$$

Avec E_n^a (E_p^a) est l'énergie d'activation des électrons (des trous), σ_n (σ_p) est la section efficace de capture et A (B) est une constante indépendante de la température.

Expérimentalement, il y a plusieurs précautions à prendre pour les BQs. Car le processus d'émission peut être beaucoup plus compliqué et l'énergie d'activation thermique extraite est différente de l'énergie d'activation ($E_C - E_I$) entre le niveau énergétique de la boîte et la bande de conduction du matériau barrière.

4.2. Emission Poole-Frenkel, Tunnel pur et Tunnel Activée thermiquement

En présence d'un fort champ électrique, une forte incurvation de la structure de bande a lieu. Ceci induit la présence de l'effet Poole-Frenkel, l'émission purement tunnel et l'émission tunnel activée thermiquement.

En 1938, l'effet Poole-Frenkel a été étudié dans un model uni-dimensionnel [Frenkel'38]. La présence de ce phénomène est marquée par l'abaissement de la barrière de potentiel au-dessus de quel les porteurs s'échappent (figure 1.5).

Le taux d'émission Poole-Frenkel est donné par :

$$e_n(F) = e_n(T) \exp\left(\frac{\delta E(F)}{kT}\right) \quad \text{Eq 1-7}$$

Avec $\delta E(F)$ est le changement effectif de l'énergie d'activation. Ce potentiel coulombien est donné par [Hartke'68]:

$$\delta E(F) = \frac{1}{2} \left(\frac{e^3 F}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad \text{Eq 1-8}$$

En combinant ces deux équations on obtient :

$$\ln\left(\frac{e_n(F)}{e_n(T)}\right) = \frac{1}{2} \left(\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{F^{1/2}}{kT} \quad \text{Eq 1-9}$$

Avec ϵ est la constante diélectrique de la matrice.

D'où une variation linéaire de l'émission logarithmique de e_n en fonction de la racine carré du champ électrique ($F^{1/2}$). A l'effet Poole-Frenkel qui améliore l'émission de porteurs vers la bande de conduction ou bande de valence s'ajoute l'effet tunnel pur. L'émission tunnel est le processus d'émission majeur qui limite le temps de stockage des porteurs (figure1-6).

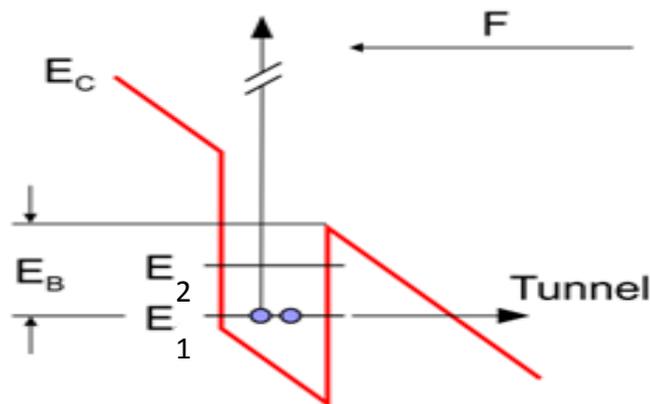


Figure 1-6 : Emission tunnel des porteurs du niveau fondamental de BQ vers la bande de conduction de la couche matrice

Une simple modélisation de ce phénomène, appliquée sur une barrière énergétique triangulaire [Vincent'79], [Makram-Ebeid and Lannoo'82] donne la formule suivante qui relie le taux d'émission tunnel au champ électrique (F) appliquée :

$$e^T = \frac{e F}{4\sqrt{2 m^* E_B}} \exp \left[\left(-\frac{4}{3} \right) \sqrt{\frac{2 m^* E_B^{3/2}}{\hbar^2 e F}} \right] \quad \text{Eq I-10}$$

Le facteur exponentiel est l'expression commune de la transparence de la barrière triangulaire. La probabilité de passage par effet tunnel augmente donc avec la courbure de la bande sous champ.

Sous un champ électrique F, le taux d'émission tunnel pur pour une BQ allongée d'une distance L suivant la direction z est décrit par l'équation suivante :

$$e^T = \frac{\hbar \pi}{2 m^* L^2} \exp \left[\left(-\frac{4}{3} \right) \sqrt{\frac{2 m^* E_B^{3/2}}{\hbar^2 e F}} \right] \quad \text{Eq I-11}$$

Pour l'émission tunnel activée thermiquement :

La combinaison de l'émission thermique et l'émission tunnel donne naissance à l'émission tunnel activée thermiquement (appelée aussi effet tunnel assisté par des phonons). La participation des phonons d'énergie $\hbar\omega$ réduit la largeur de barrière et augmente la probabilité d'émission tunnel. De ce fait, on peut conclure que ce processus est composé par deux phases : le premier consiste en une activation thermique vers un niveau énergétique supérieur suivie d'un passage à travers une barrière triangulaire par effet tunnel. Ce type d'émission dépend de la température, de la forme de la barrière de potentiel et du champ électrique qui règne dans le matériau.

Une approche très simplifiée [Vincent'79] donne l'expression (Eq I-12) pour l'émission tunnel activé thermiquement. Elle est composée par le produit de la transparence de la barrière triangulaire et le taux d'émission thermique des électrons.

$$e^{ph} = B T^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{E_a^n}{kT}\right) \exp\left[\left(-\frac{4}{3}\right) \sqrt{\frac{2 m^*}{\hbar^2} \frac{E_B^{3/2}}{e F}}\right] \quad \text{Eq I - 12}$$

L'influence de l'émission tunnel assistée par des phonons est largement étudiée expérimentalement pour les défauts profonds [Irmscher'83], [Dadgar'97] et observée dans plusieurs BQs [Chang'02], [Kapteyn'99], [Chang'01].

5. Boîtes quantiques et applications

La physique des boîtes semiconductrices auto-organisées a connu un essor spectaculaire allant de l'optoélectronique à la cryptographie quantique étant donné la richesse que possède ce système physique. Depuis les années 1985, les recherches qui visent la compréhension de ce système débutent avec les expériences de croissance réalisées en 1985 par L. Goldstein et al [Goldstein'85] et les travaux faits par J.Y. Marzin et al qui visent la caractérisation de boîte unique par photoluminescence [Marzin'94]. Parallèlement, la description des états électroniques par différentes méthodes de spectroscopie (absorption, micro-photoluminescence), et le développement de différentes approches théoriques (méthode $\sim k \cdot p$ [Stier'99] méthode des pseudo-potentiels atomiques [Franceschetti and Zunger'00]) ont connu d'importantes avancées. La boîte quantique est donc un système largement étudié, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental. Ces nanostructures ont été proposées pour plusieurs applications : les diodes lasers [Arakawa'82], les photodétecteurs infrarouges [Ryzhii'96], les transistors à un seul électron [Kastner'92], [Yano'94], etc. Comme il est au-delà de la portée de cette contribution pour décrire tous les types de dispositifs à BQs existants, nous avons choisi quelques exemples significatifs.

5.1. Sources de photon unique et cryptographie

Une source de photon unique est une source de lumière capable d'émettre à la demande des impulsions contenant un et un seul photon. Ce dispositif a un grand intérêt et présente le cœur de la cryptographie quantique. Cette dernière est composée de deux mots grecs "κρυπτο (crypto)", qui veut dire « cacher », et "γραφη

(graphie)", « l'écriture ». C'est donc l'art de cacher un écrit et rendre le message incompréhensible, aux yeux d'un espion. Le codage de l'information sur des objets quantiques a pour but de garantir la confidentialité absolue de l'information échangée [Bennet'92]. La croissance rapide de l'activité de recherche dans ce domaine est en partie alimentée surtout par la curiosité des scientifiques, et en partie par les craintes des militaires, le gouvernement et les institutions financières quant à la confidentialité des données et la sécurité informatique. Plusieurs types de sources avec différents protocoles sont utilisés pour réaliser des dispositifs de cryptographie quantique. Le degré de complexité étant différent dans chaque protocole, les contraintes sont différentes et la gamme d'utilisation également. Sur la figure 1.7 sont représentées les différentes sources utilisées en cryptographie quantique.

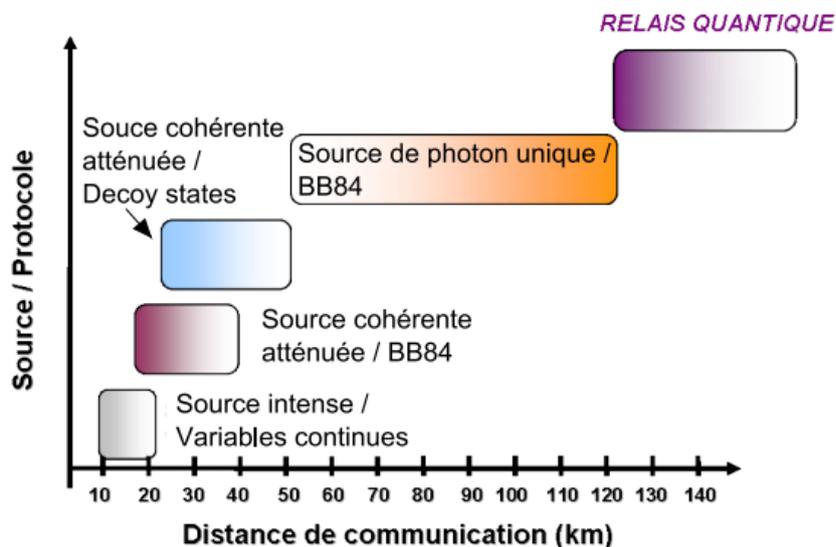


Figure 1.7 : Sources utilisées dans la cryptographie quantique et les domaines d'utilisation en termes de distance maximale de communication sûre.

5.2. Lasers à boîtes quantiques

Le marché des diodes laser, a vécu des progressions spectaculaires. Partant des diodes lasers traditionnelles à puits quantiques vers des lasers à boîtes quantiques [Chang'91] qui offrent des avantages et des améliorations plus importantes et qui assure un fonctionnement très efficace à haute température, ces lasers ont été réalisés

en 1994 en utilisant des systèmes BQs auto-assemblées [Kirstaedter'94]. Ces boîtes améliorent drastiquement les propriétés des diodes lasers : d'une part, une réduction de la densité de courant de seuil et un gain spectral étroit, et d'autre part, une faible sensibilité à la température et une lumière émise monochromatique vue sa quantification énergétique [Blood'09].

Toutefois, la fonctionnalité de ces dispositifs reste limitée en raison de certaines limitations : la détermination imprécise de la structure énergétique de ces îlots et la distribution de la taille qui cause un élargissement de pic d'émission et une augmentation du courant de seuil. Puisque la longueur d'onde des photons émis est une conséquence directe de la structure énergétique de la BQ, qui est à son tour un facteur de ses dimensions, il est vital pour une meilleure monochromaticité d'avoir toutes les boîtes de la région active du laser de taille uniforme. En outre, il est important de comprendre la relation exacte entre la taille et la structure énergétique.

La description d'une diode laser à boîtes quantiques est donnée dans la figure 1-8 :

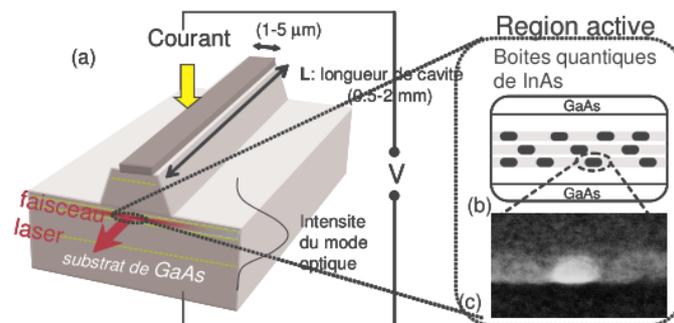


Figure 1.8 : Description d'une diode laser à boîtes quantiques InAs/GaAs

Une diode laser est un dispositif optoélectronique qui produit un faisceau lumineux cohérent créé par le phénomène d'émission stimulée et de recombinaison de porteurs de charge dans la zone active où l'inversion de population est créée par injection de courant : la lumière confinée au sein de la zone active est amplifiée. Pour obtenir l'émission d'un laser à puits quantiques en semiconducteur, il faut inverser la

population entre la bande de valence et de conduction. Ceci est donné par la condition de Bernard-Durafour : l'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi doit être supérieur à la valeur de la bande interdite.

5.3. Transistor à un seul électron

En 1965, Gordon Moore observe que les dimensions minimales des composants électroniques suivent une loi exponentielle en fonction du temps. Comme le montre la figure I-9 la dimension des transistors, qui était à $45\mu\text{m}$ en 1962, passe à 45 nm en 2008. Donc, la dimension minimale des transistors décroît de 40% tous les trois ans.

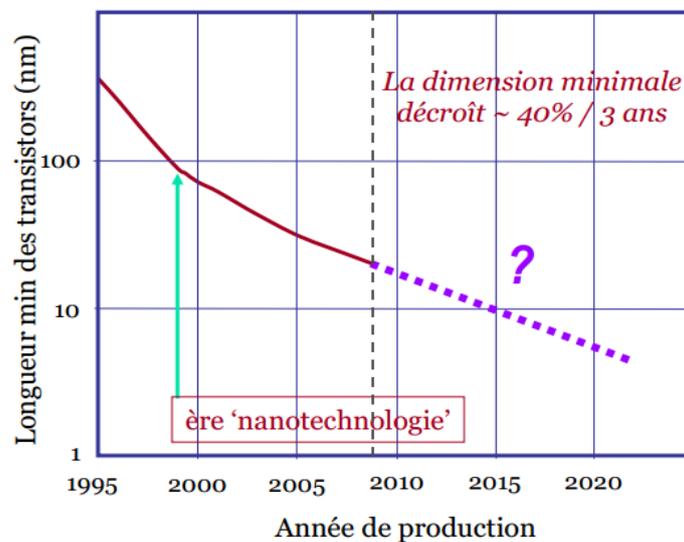


Figure 1.9 : Evolution des transistors suivant la loi de Moore

Cette tendance a jusqu'à présent été constante, mais les problèmes techniques de la miniaturisation deviennent de plus en plus difficiles à résoudre et pourraient être insurmontables. Les problèmes ne sont d'ailleurs pas seulement techniques mais aussi économiques. Certes, avec la production de masse, le coût de fabrication du transistor diminue, mais en même temps, les investissements considérables nécessaires à la mise en place de procédés de fabrication, de plus en plus sophistiqués, risquent de devenir prohibitifs. Un changement de technologie est nécessaire pour surmonter ces problèmes.

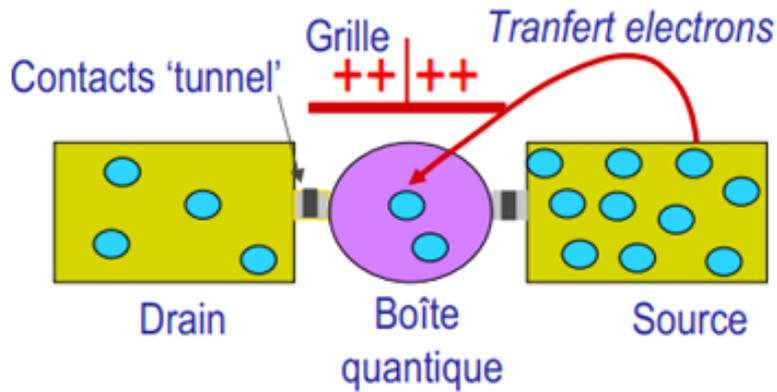


Figure 1-10 : Schéma descriptif d'un SET fabriqué avec une boîte quantique servant d'îlot.

Un transistor à un seul électron (SET) est composé d'un îlot quantique, qui est séparé de la source et du drain par des jonctions tunnel et de la grille par une jonction capacitive. Une manière élégante de considérer le fonctionnement du dispositif est de voir l'îlot comme un piège dans lequel est contenu un (ou plusieurs) électrons. Ces électrons vont s'opposer à la venue de toute nouvelle charge au sein de l'îlot par une force inversement proportionnelle à la capacité totale de l'îlot. C'est ce qu'on appelle le blocage de Coulomb. Pour qu'un SET puisse fonctionner, il est nécessaire que la résistance des jonctions tunnel soit suffisamment grande pour confiner les électrons dans l'îlot. Il faut aussi que la température ne soit pas trop élevée.

6. Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir présenté les propriétés physiques et structurales des matériaux semi-conducteurs III-V induites par la réduction de la dimensionnalité des nanostructures, nous avons répertorié les techniques et les difficultés rencontrées pour l'élaboration des boîtes quantiques par épitaxie par jet moléculaire. Nous avons analysé, par la suite, les dynamiques des porteurs dans une boîte quantique, dans laquelle nous avons décrit tous les processus qui peuvent exister dans ces îlots sous champ électrique. Nous avons finalisé ce chapitre par la citation de quelques exemples d'applications des boîtes quantiques. Après avoir obtenu une idée générale

sur le matériau et les nanostructures que nous allons étudier, nous aborderons dans le chapitre suivant les différentes techniques de caractérisation mises en jeu pour extraire la réponse électrique ou optique des boîtes quantiques InAs/InP étudiées dans ce travail.

Chapitre 2 : Description des techniques et des dispositifs expérimentaux utilisés

1. Introduction

L'existence inévitable des défauts dans les matériaux semi-conducteurs a un effet néfaste sur les performances des composants optoélectronique. L'origine des défauts natifs intrinsèques est soit due à un manque stœchiométrique soit à un traitement thermique ou à des irradiations. Alors que pour les défauts extrinsèques, comme les impuretés, peuvent être intentionnellement introduites ou non-intentionnelle due à un processus de traitement chimique ou physique.

Les propriétés optique et électrique sont particulièrement sensibles à la présence des défauts profonds qui introduisent généralement des états électroniques localisés dans la bande interdite de semi-conducteur (dans l'espace réel). Ceci induit une grande délocalisation dans l'espace des vecteurs d'onde (espace des 'k'). En outre, les centres profonds ont une grande influence sur la durée de vie des porteurs minoritaires. Avec une faible perturbation cristalline les niveaux énergétiques de ces défauts sont proches de la bande de conduction ou de la bande de valence. Si la perturbation est plus importante, le niveau d'énergie introduit dans la bande interdite est plus éloigné des bandes de conduction et de valence et son comportement est plus complexe. Ces défauts peuvent s'introduire lors de la croissance du matériau (contamination lors de la croissance, pureté des produits de base), pendant le processus de réalisation du composant ou même au cours du fonctionnement du composant (exemple : vieillissement des transistors à effet de champs).

2. Classification des défauts et des impuretés

Un cristal parfait est formé par des atomes arrangés dans un réseau périodique. Réellement la perfection cristalline d'un solide n'existe pas. Les ruptures de périodicité constituent des défauts et altèrent les propriétés mécaniques et électriques du semiconducteur de manière significative. Il est important de noter qu'un défaut dans un cristal n'a pas nécessairement que des effets négatifs, ainsi certaines impuretés peuvent être intentionnellement introduites pour doper le matériau et augmenter sa conductivité.

a) Défauts du réseau :

Un défaut du réseau correspond au mauvais placement des atomes. Ce défaut peut être classé suivant ses dimensions (D) : soit ponctuel (défauts ponctuels, 0D), soit en ligne (dislocations, 1D), soit en plan (fautes d'empilement : une partie de plan d'atome mal placée, 2D), soit en volume (3D, des zones localement amorphes). Les défauts ponctuels peuvent être soit des lacunes (absence d'un atome du réseau), soit des atomes substitutionnels étrangers qui prennent la place des atomes natifs du cristal soit des atomes interstitiels (figure 2-1).

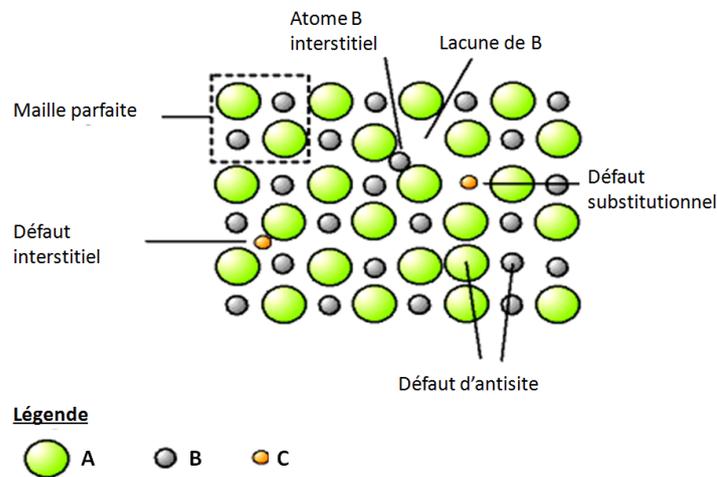


Figure 2.1 : Schéma explicatif des différents défauts qui peuvent exister dans un matériau semiconducteur composé

- b) Les impuretés : ce sont les défauts extrinsèques dus à la présence des atomes étrangers au cristal parfait. Ces impuretés peuvent occuper soit des sites substitutionnels soit interstitiels.
- c) Les complexes : c'est la combinaison entre impureté et défaut de réseau

De façon générale, un atome étranger détruit la périodicité du cristal par modification de la charge et de l'ordre local : le potentiel perturbateur qui en résulte peut introduire des états électroniques localisés avec des niveaux énergétiques discrets dans la bande interdite qui n'existeraient pas dans un cristal parfait. Ces impuretés perturbent localement le cristal et rajoutent des contraintes. Ces états intrinsèques qui piègent des électrons ou des trous ont des énergies d'ionisation d'autant plus grande que le potentiel perturbateur est localisé. Thermodynamiquement, l'énergie d'ionisation est correctement interprétée comme étant la variation de l'énergie libre de Gibbs $\Delta G(T) = E_c(T) - E_t(T) = \Delta H - T\Delta S$, avec ΔH et ΔS les variations d'enthalpie et d'entropie, respectivement.

3. Etude des centres profonds, principe de la technique DLTS

3.1. Cinétique d'émission et de capture des défauts profonds

Un défaut profond dans un semiconducteur peut se comporter comme un piège, un centre de recombinaison ou un centre de génération. Ce défaut se manifeste par la présence d'un niveau énergétique localisé dans la bande interdite ce qui signifie une forte délocalisation dans l'espace des vecteurs d'onde (espace des « k »). Les interactions possibles de ces niveaux profonds et les porteurs ont été développées par Schockley (Schockley 1953) et Hall (Hall 1951). Les transitions possibles entre le centre et les bandes sont caractérisées par les coefficients de capture et d'émission suivants :

e_n (e_p) : désigne le taux d'émission d'un électron (d'un trou) part un défaut vers la bande de conduction (bande de valence) et il s'exprime en s^{-1} .

c_n (c_p) : désigne le taux de capture thermique d'un électron (trou) de la bande de conduction (bande de valence) par un défaut et il a comme unité des cm^3s^{-1}

Si l'on a $e_n \gg e_p$ et $c_n \ll c_p$ on est face d'un piège à électron et pour un piège à trous on a plutôt l'inverse c'est-à-dire $e_n \ll e_p$ et $c_n \ll c_p$. Par contre, si $c_n \approx c_p$ le niveau profond est un centre de recombinaison.

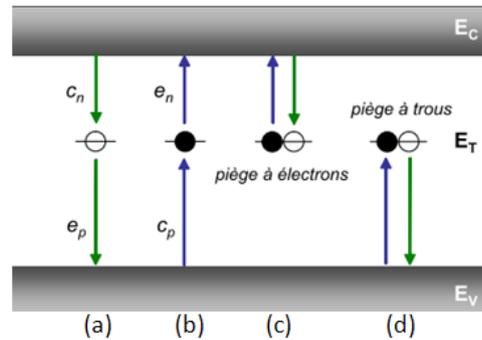


Figure 2.2 : Schéma illustrant l'émission et la capture d'électrons et trous capture d'un électron, (b) émission d'un électron, (c) piège à électrons, (d) piège à trous

Considérons un défaut ayant une énergie E_T , une section efficace de capture pour les électrons σ_n et une concentration totale $N_T = n_T + p_T$ (avec n_T densité des états remplis et p_T densité d'états vides)

Le trafic des électrons et de trous au sein de ce niveau profond se résume en quatre processus : capture des électrons, émission des électrons, capture des trous et émission des trous. Ces interactions sont décrites par la figure 2-2.

Vu que la capture aide à augmenter le nombre des électrons du niveau piège, le taux de variation de porteurs du à la capture est toujours positif et il donné par :

$$\left(\frac{\partial n_T}{\partial t}\right)_{\text{capture}} = c_n p_T n \quad \text{Eq II - 1}$$

avec n la densité des porteurs libres dans la bande de conduction

Si on considère maintenant le processus d'émission d'un électron de niveau piège vers la bande de conduction on peut constater que le taux d'émission est indépendant

du nombre final d'états vides (car la bande de conduction est en grande part vide) et il est juste limité par le nombre des défauts occupés par des électrons d'où :

$$\left(\frac{\partial n_T}{\partial t}\right)_{\text{émission}} = -e_n n_T \quad \text{Eq II - 2}$$

En faisant le même raisonnement pour la capture et l'émission des trous on trouve les expressions suivantes :

$$\left(\frac{\partial n_T}{\partial t}\right)_{\text{capture}} = -c_p n_T p \quad \text{Eq II - 3}$$

et

$$\left(\frac{\partial n_T}{\partial t}\right)_{\text{émission}} = e_p p_T \quad \text{Eq II - 4}$$

Le changement d'occupation de défaut peut être résumé par l'équation suivante :

$$\left(\frac{\partial n_T}{\partial t}\right) = \underbrace{(c_n n p_T - e_n n_T)}_{\text{Bande de conduction}} - \underbrace{(c_p p n_T - e_p p_T)}_{\text{Bande de valence}} \quad \text{Eq II - 5}$$

A l'équilibre thermodynamique, le principe de bilan détaillé permet d'écrire :

$$\left(\frac{\partial n_T}{\partial t}\right) = 0 \quad \text{Eq II - 6}$$

C'est-à-dire que ce qui est émit est égale à ce qui est capturé. Ceci se traduit par la relation suivante :

$$e_n f = c_n n(1 - f) \quad \text{Eq II - 7}$$

avec f la probabilité d'occupation du niveau par un électron d'après la statistique de Fermi Dirac donnée par :

$$f = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right)} = \frac{n_T}{N_T} \quad \text{Eq II - 8}$$

où E_C est l'énergie du minimum de la bande de conduction, T la température et k la constante de Boltzmann. En tenant compte de la concentration des porteurs libres qui s'écrit :

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad \text{Eq II - 9}$$

$$\text{avec } N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad \text{Eq II - 10}$$

où E_F le niveau de Fermi, N_C est la densité d'état effective dans la bande de conduction, m_n^* est la masse effective des électrons et h la constante de Planck. Sachant que le taux de capture des électrons a pour expression :

$$c_n = \sigma_n \langle V_n \rangle \quad \text{Eq II - 11}$$

avec $\langle V_n \rangle = \left(\frac{3kT}{m_n^*}\right)^{1/2}$ la vitesse thermique dans les semiconducteurs

le taux d'émission peut s'écrire alors sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} e_n(T) &= n c_n \frac{(1-f)}{f} = \sigma_n n \langle V_n \rangle \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right) \\ &= \sigma_n 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \left(\frac{3kT}{m_n^*}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right) \end{aligned} \quad \text{Eq II - 12}$$

$$D'où \quad e_n(T) = \gamma_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right) \quad \text{Eq II - 13}$$

$$\text{avec } \gamma_n = 2 \sqrt{3} (2\pi)^{3/2} k^2 m_n^* h^{-3}$$

Dans le cas d'un centre qui interagit avec la bande valence, on obtient une expression analogue :

$$e_p(T) = \gamma_p \sigma_p T^2 \exp\left(\frac{E_V - E_T}{kT}\right) \quad \text{Eq II - 14}$$

où E_V est le niveau d'énergie maximum de la bande de valence.

En traçant le diagramme d'Arrhenius, un fit linéaire permet d'extraire la section efficace de capture apparente σ_n et l'énergie d'activation de défaut ($E_T - E_C$). Dans certain cas, on trouve des sections efficaces irréalistes.

Meyer et Neldel en 1937 ont montré que dans certains cas la section efficace de capture n'est pas une constante mais varie avec la température. D'où l'énergie extraite ne correspond pas à l'énergie d'activation de pièges mais plutôt à l'énergie libre de Gibbs $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ où ΔH et ΔS sont les variations de l'enthalpie et de l'entropie respectivement, pour plus de détaille voir [Johnston'03].

Le taux d'émission thermique des porteurs d'un niveau profond s'écrit sous la forme :

$$\begin{aligned} e_n(T) &= \gamma_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{\Delta H - T\Delta S}{kT}\right) \\ &= \gamma_n \sigma_n T^2 \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right) \end{aligned} \quad \text{Eq II - 15}$$

On a négligé dans tout ce qui précède la dépendance de la section efficace de capture avec la température. L'expression complète de σ_n en fonction de la température est la suivante :

$$\sigma_n(T) = \sigma_{n0} \exp\left(-\frac{E_\sigma}{kT}\right) \quad \text{Eq II - 16}$$

où E_σ est la barrière de capture de la charge

On aboutit alors à l'expression la plus générale du taux d'émission qui tient compte de tous les paramètres cités précédemment :

$$\begin{aligned} e_n(T) &= \gamma_n T^2 \sigma_{n0} \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H + E_\sigma}{kT}\right) \\ &= \gamma_n T^2 \sigma_{n\alpha} \exp\left(-\frac{E_{n\alpha}}{kT}\right) \end{aligned} \quad \text{Eq II - 17}$$

$$\text{avec } \begin{cases} \sigma_{\text{na}} = \sigma_{\text{a}} \exp\left(\frac{\Delta S}{k}\right) : \text{section efficace apparente de capture} \\ E_{\text{na}} = \Delta H + E_{\sigma} : \text{énergie d'activation apparente} \end{cases}$$

La détermination pratique de ces paramètres fait l'objet du paragraphe suivant.

3.2. Technique DLTS

Les méthodes optiques et tout particulièrement la photoluminescence ont montrées un grand succès dans l'étude des niveaux superficiels, alors que pour les défauts profonds, qui sont généralement non radiatifs, ces techniques sont rarement utiles. De plus, à cause de leur position énergétique, ces expériences doivent avoir lieu dans le domaine infrarouge où les détecteurs sont beaucoup moins sensibles que dans le visible. Une technique qui répond au problème des défauts profonds et qui ne tient pas compte du fait qu'il est radiatif ou pas, est la technique DLTS qui a été proposée pour la première fois par Lang [Lang'74] et qui permet de faire la séparation entre pièges à minoritaires ou à majoritaires. Cette technique spectroscopique basée sur l'analyse des transitoires capacitifs nécessite l'utilisation d'une jonction ou d'une barrière Schottky de façon à pouvoir moduler la zone de charge d'espace. Il est possible d'employer des jonctions de type p-n, métal/semi-conducteur... dans le cas d'une jonction p-n, la présence de porteurs minoritaires, permet d'étudier les pièges dans la deuxième moitié de la bande interdite. Pour une structure Schottky, cette technique permet de caractériser uniquement les pièges à porteurs majoritaires : pièges à électron dans le cas d'un matériau type n situé dans la moitié supérieure de la bande interdite, pièges à trous dans le cas d'un matériau type p situé dans la moitié inférieure de la bande interdite.

L'analyse sera faite ici dans le cas de la diode Schottky, métal-semi-conducteur. Le principe générale de la technique DLTS consiste en l'application d'une séquence d'impulsions de tension et l'observation des transitoires de capacité mesurés à hautes fréquences (domaine du MHz) en fonction de la température ce qui revient à faire un sondage de la zone de charge d'espace après une condition initiale de non-équilibre.

La technique DLTS qui est caractérisée par une grande sensibilité de détection et une bonne résolution en énergie de niveaux énergétiques près de la surface (dans le volume), ou l'interface (les niveaux superficiels dans les matériaux), permet d'extraire la signature électrique des défauts énergie d'activation, mais également leur profil de concentration et sa section efficace de capture

3.2.1 Capacité d'une jonction à l'équilibre

La présence d'une zone de déplétion d'épaisseur W dans une Schottky à l'équilibre permet d'assimiler cette dernière à un condensateur plan dont la capacité C par unité de surface est définie par :

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{W}$$

avec ϵ_r la constante diélectrique relative du matériau, ϵ_0 celle de vide.

On suppose que le semi-conducteur est homogène avec une densité de donneurs N_d , que ces donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité des états d'interface est faible. On fait l'hypothèse de la zone de charge d'espace (ZCE) vide de porteurs d'où la densité de porteurs libres dans le semi-conducteur à une profondeur x , $\rho(x)$ s'écrit :

$$\begin{cases} \rho(x) = e N_d & \text{pour } 0 < x < W, \text{ dans la ZCE} \\ \rho(x) = 0 & \text{pour } x > W, \text{ dans la zone neutre} \end{cases}$$

La détermination de la ZCE, W , nécessite la résolution de l'équation de Poisson à une dimension dans la direction perpendiculaire à la surface de la diode :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad \text{Eq II - 19}$$

La première intégration, avec la condition $E=0$ pour $x>W$, donne :

$$\frac{dV}{dx} = -E(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_r \epsilon_0} (x - W) \quad \text{Eq II - 20}$$

d'où un champ électrique négatif qui varie linéairement dans la ZCE.

En faisant une deuxième intégration on obtient :

$$V(x) = -\frac{eN_d}{\epsilon_r \epsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} - xW \right) \quad \text{Eq II - 21}$$

Ayant une barrière de potentiel intrinsèque V_{bi} et une tension de polarisation externe V appliquée sur l'électrode métallique, la diode Schottky présente une zone de désertion de largeur W qui s'écrit sous la forme suivant en fonction de la tension de polarisation V :

$$W(V) = \sqrt{\frac{2\epsilon_r \epsilon_0}{eN_d} (V_{bi} - V)}$$

$$\text{avec } V_{bi} - V = V(x=W) - V(x=0) = \frac{eN_d}{2\epsilon_r \epsilon_0} W^2 \quad \text{Eq II - 22}$$

Toute variation de V entraîne une modulation de $W(V)$ et par la suite une modulation de la charge total développée dans le semiconducteur. La charge d'espace Q_{sc} par unité de surface est donnée par :

$$Q_{sc} = -Q_m = eN_d W = \sqrt{2\epsilon_r \epsilon_0 eN_d (V_{bi} - V)} \quad \text{Eq II - 23}$$

Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle donnée par :

$$C(V) = \left| \frac{dQ_{sc}}{dV} \right| = \sqrt{\frac{e\epsilon_r \epsilon_0 N_d}{2(V_{bi} - V)}} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{W} \quad \text{Eq II - 24}$$

On peut écrire l'équation de $C(V)$ sous la forme suivante :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} - V)}{e\epsilon_r \epsilon_0 N_d} \quad \text{Eq II - 25}$$

$\frac{1}{C^2}(V)$ est une droite dont la pente et l'abscisse à l'origine permettent de déterminer N_d et V_{bi} respectivement. Si le dopage du semiconducteur n'est pas homogène la

mesure $C(V)$ peut être utilisée pour extraire le profil de dopage à partir de l'équation suivante :

$$N_d = \frac{2}{e\epsilon_r\epsilon_0} \left(-\frac{1}{\left(\frac{d(1/C^2)}{dV}\right)} \right) \quad \text{Eq II - 26}$$

3.2.2. Capacité d'une jonction hors équilibre

Considérons une diode Schottky formée par un semiconducteur type n dopé avec une densité N_d contenant un défaut à électron, type donneur, uniformément distribué avec une densité N_T ayant un niveau localisé dans la bande interdite d'énergie E_T .

Sous une polarisation $V=V_p$ pour une durée t_p qu'on suppose suffisante pour remplir tous les niveaux de défauts, la zone de charge se rétrécit, les pièges à électrons qui passent au-dessous de niveau de Fermi se remplissent. Le processus de capture domine et on a $e_n \ll c_n$. Lorsqu'on applique la polarisation inverse $V_r < V_p$, la ZCE augmente et les niveaux remplis passent au-dessus de niveau de Fermi et se vident thermiquement de ces électrons en les émettant vers la bande de conduction. Ces porteurs sont réémis avec une constante de temps qui dépend de la température et de la signature de piège.

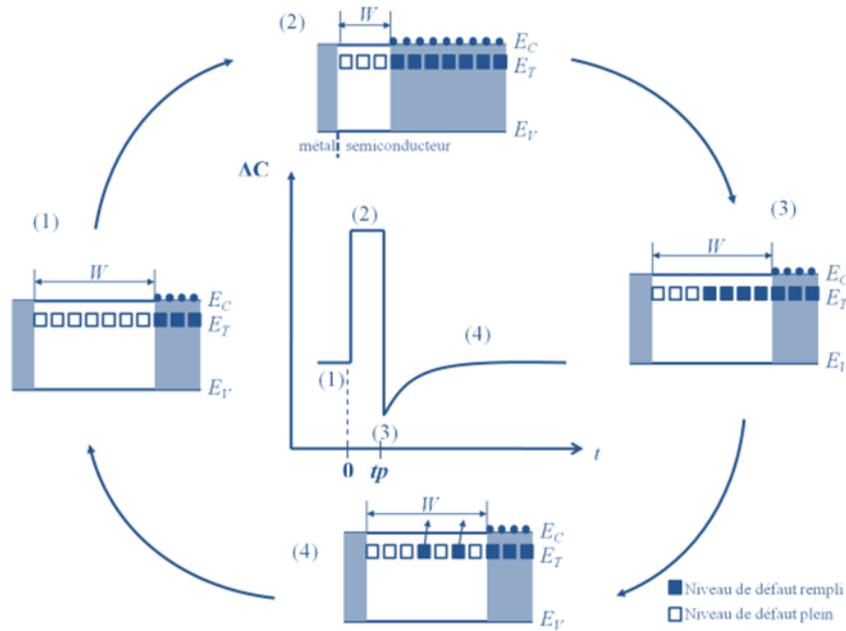


Figure 2.3: Variation de la largeur de la zone de déplétion et de la capacité après l'application d'une polarisation inverse et un pulse de remplissage pour des défauts à porteurs majoritaires (électrons) dans le cas d'un semiconducteur type (n).

L'application de l'impulsion de tension induit une perturbation de l'état d'occupation des différents défauts dans le semiconducteur. Au cours de processus d'émission, les donneurs et centres profonds contribuent à la densité totale de charge dans la ZCE. La densité totale des porteurs à l'instant t est donnée par :

$$N_{\text{tot}}(t) = N_d + n_T(t) \quad \text{où} \quad n_T(t) = N_T \exp(-e_n t) \quad \text{Eq II - 27}$$

$n_T(t)$ est la densité des niveaux profonds occupés à l'instant t après la fin de l'impulsion de remplissage.

Cette variation de densité de porteurs suite à une impulsion de remplissage induit un transitoire capacitif. Cette capacité qui varie exponentiellement avec la température peut s'écrire :

$$C(t) = A \sqrt{\frac{q \epsilon_r \epsilon_0 (N_d + n_T(t))}{2(V+V_b)}} = A \left(\frac{\epsilon_r \epsilon_0 N_d}{2(V+V_b)} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{n_T(t)}{N_d} \right)^{1/2} = C(\infty) \left(1 + \frac{n_T(t)}{N_d} \right)^{1/2} \quad \text{II - 28}$$

avec $C(\infty)$ la capacité finale correspondante à un vidage total du piège ($n_t(\infty) = 0$), et S la surface de contact.

La valeur de N_t peut être obtenue à partir de la différence globale de la capacité ΔC :

$$\Delta C(t) = C(t) - C(\infty) \quad \text{Eq II - 29}$$

Supposant que $N_t \ll N_d$, le terme **(a)** peut être développé à l'ordre 1 et on obtient :

$$\frac{\Delta C(t)}{C(\infty)} \simeq \frac{n_t(t)}{2N_d} \quad \text{Eq II - 30}$$

La concentration de pièges profonds peut donc s'obtenir à partir de l'amplitude du transitoire de capacité.

Un autre paramètre qui a une grande importance dans la compréhension du comportement physique d'un défaut est la section efficace de capture. La détermination de ce paramètre donne des informations sur la nature de défaut. La mesure de la section efficace des électrons et des trous en fonction de la température nous permet à remonter à l'énergie d'activation de la barrière de capture. Ce paramètre est directement déterminé à partir de la constante du temps de capture τ_c , $\tau_c = \frac{1}{\sigma_n \langle v_n \rangle}$ avec σ_n est la section efficace. τ_c est déterminé à partir de la mesure de la variation du hauteur du pic DLTS en fonction de la durée du pulse de remplissage. La densité des pièges qui participent dans la capture pour une durée de l'impulsion t_p est :

$$n_t(t_p) = N_t \left(1 - \exp\left(-t_p/\tau_c\right) \right) \quad \text{Eq II - 31}$$

avec $N_t = n_t(t_p=\infty)$.

3.2.3. DLTS Boxcar

Depuis son introduction par Lang [Lang'74] en 1974, la spectroscopie DLTS des niveaux profonds s'est imposée comme un outil puissant pour la détection et l'

analyse des défauts dans le volume des semi-conducteurs. Elle a été étendue à la caractérisation des états d'interface par Schultz et al [Schultz'77]. La méthode consiste à étudier des transitoires de capacité qui suit une séquence répétées d'impulsions. La théorie de la méthode a fait l'objet de nombreux articles et a été détaillée dans de nombreux ouvrages d'électronique [Schroder'90]. La première technique développée dite « Boxcar » consiste à mesurer la capacité pendant le régime transitoire de retour à l'équilibre à deux instants t_1 et t_2 arbitrairement choisis, et cela en fonction de la température (figure 2.4). Le signal DLTS ($\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$) est généralement nul à basse température (émission nulle) et à haute température (émission très rapide). Entre ces deux extrêmes, ΔC passe par un maximum (ΔC_{\max} , T_{\max}) dont la position est fonction de t_1 et t_2 . Ceci se traduit par un signal DLTS dont l'expression du taux d'émission est donné par :

$$e_n(T_{\max}) = \frac{\ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right)}{(t_1 - t_2)} \quad \text{Eq II - 32}$$

A chaque couple de valeurs (t_1 , t_2) correspond alors un couple ($e_n(T_{\max})$, T_{\max}). Le tracé de diagramme d'Arrhenius, $\ln(e_n/T^2)$ en fonction $1000/T$, permet de déterminer l'énergie d'activation apparente et la section efficace apparente du niveau piège.

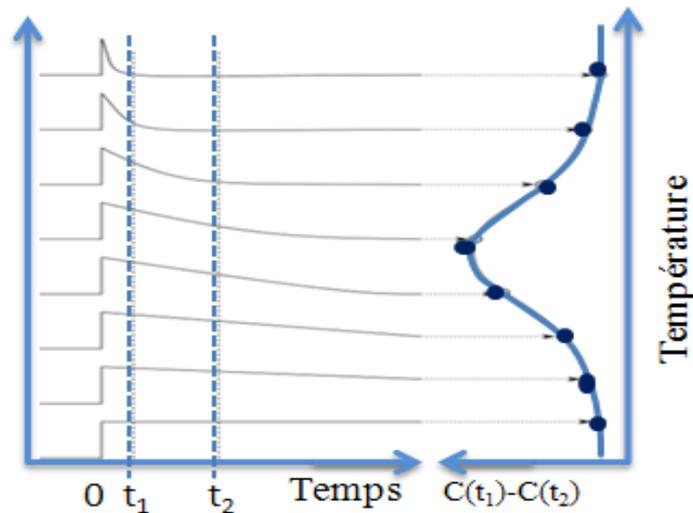


Figure 2.4 : Principe de la technique DLTS Boxcar (Lang'74)

3.2.4. DLTS par Transformée de Fourier : FT-DLTS

Passant par les limitations rencontrées par la méthode Boxcar qui nécessite un temps de mesure globalement long par rapport au nombre de mesure (deux) effectuer pour chaque transitoire, et qui suppose que le transitoire est parfaitement exponentiel, Weiss et al en 1988 [Weiss'88] ont développé un nouveau concept qui est la technique DLTS à transformé de Fourier. La première utilisation de cette technique pour l'étude des défauts profonds été signalée par Weiss et Kassing en 1989 [Weiss'89].

3.2.5. Evaluation directe du transitoire :

L'évaluation directe de chaque transitoire est possible en utilisant la technique FTDLTS. Pour aborder la théorie de cette technique, nous supposons un système numérique qui convertit un signal $f(t)$ analogique, via un convertisseur analogique-numérique, en N valeurs de temps discrètes et équidistantes $k\Delta t$, $k=0, 1, \dots, N-1$, Δt est l'intervalle d'échantillonnage. On suppose que $f(t)$ est périodique de période $T_w = N\Delta t$ et contient N intervalles avec $N+1$ valeurs réelles f_0, \dots, f_N .

Pour l'extraction des paramètres des pièges à partir des transitoires, nous devons d'abord donner certaines définitions:

Les coefficients de Fourier continus (analytiques) c_n de la série de Fourier :

$$c_n = \frac{1}{T_w} \int_0^{T_w} f(t) \exp(-in\omega t) dt, \quad n \in \mathbb{Z} \quad \text{avec la fréquence } \omega = \frac{2\pi}{T_w} \quad \text{II - 33}$$

$$c_n = \frac{1}{2} (a_n - b_n) \quad \text{Eq II - 34}$$

$$\text{et } f(t) = A \exp\left(-\frac{t+t_0}{\tau}\right) + B \quad \text{Eq II - 35}$$

avec A est l'amplitude de transitoire capacitive, B l'offset et t_0 le temps entre la fin de pulse de remplissage et le début du transitoire.

Pour la transformée de Fourier discrète (DFT), il est utile pour l'analyse d'un signal qui est une fonction discrète de temps. La DFT est donnée par l'expression suivante :

$$F_n = \sum_{k=0}^{N-1} f_k \frac{\exp(-2\pi ink)}{N}, n = 0, 1, \dots, N-1 \quad \text{Eq II-36}$$

Dans la littérature, ce type d'analyse est effectué soit en calculant les coefficients de Fourier continus, [Kirchner'81] soit en calculant les coefficients de Fourier discrets [Weiss'88]. Comparant ces deux dernières méthodes, la FTD est la meilleur et la plus précise.

En appliquant la transformée de Fourier on obtient les expressions suivantes pour les coefficients de Fourier imaginaires et réels :

$$a_0 = \frac{2A}{T_W} \exp\left(-\frac{t_0}{\tau}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{T_W}{\tau}\right)\right) \tau + 2B \quad \text{Eq II-37}$$

$$a_n = \frac{2A}{T_W} \exp\left(-\frac{t_0}{\tau}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{T_W}{\tau}\right)\right) \frac{\frac{1}{\tau}}{\frac{1}{\tau} + n^2 \omega_0^2} \quad \text{Eq II-38}$$

$$b_n = \frac{2A}{T_W} \exp\left(-\frac{t_0}{\tau}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{T_W}{\tau}\right)\right) \frac{n\omega_0}{\frac{1}{\tau} + n^2 \omega_0^2} \quad \text{Eq II-39}$$

Par ailleurs pour vérifier que le transitoire de capacité suit bien une loi exponentielle on compare les différents coefficients de Fourier. Ces derniers doivent satisfaire les relations suivantes :

$$a_k < a_n < \frac{k^2}{n^2} a_k \text{ pour } n < k \quad \text{Eq II-40}$$

$$\frac{n}{k} b_k < b_n < \frac{k}{n} b_k \text{ pour } n < k \quad \text{Eq II-41}$$

$$\frac{b_n a_k}{a_n b_k} = \frac{n}{k} \quad \text{Eq II-42}$$

Pour les coefficients de premier et de second ordre on obtient la classe exponentielle qui donne une idée sur le critère exponentiel du transitoire :

$$\frac{b_2 a_1}{2b_1 a_2} = 1 \quad \text{Eq II - 43}$$

La constante de temps d'émission du transitoire de capacité est donnée par le rapport de deux coefficients. Il y a trois possibilités :

$$\tau(a_n, a_k) = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{a_n - a_k}{k^2 a_k - n^2 a_n}} \quad \text{Eq II - 44}$$

$$\tau(b_n, b_k) = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{kb_n - nb_k}{k^2 nb_k - n^2 kb_n}} \quad \text{Eq II - 45}$$

$$\tau(a_n, b_n) = \frac{1}{n\omega_0} \frac{b_n}{a_n} \quad \text{Eq II - 46}$$

On voit donc le grand avantage de la technique FTDLTS, qui permet un calcul des constantes de temps sans l'intervention de l'amplitude A ni de l'offset B.

Donc cette technique d'analyse FT-DLTS permet de caractériser et distinguer des niveaux de pièges faiblement séparés en énergie et surmonte tous les difficultés qui l'on peut avoir dans les autres technique DLTS. Dans la pratique, la résolution avec cette méthode peut atteindre des concentrations 5×10^{-4} à 5×10^{-5} plus faible que la densité des donneurs ou des accepteurs peu profonds avec une précision sur les énergies d'activation de quelques meV.

3.3. DLTS et puits quantique

Si c'est une hétérojonction de type I contenant un matériau à faible gap inséré dans une matrice à grand gap crée un puits de potentiel dans la bande de conduction et/ou dans la bande de valence. Ceci induit un confinement de porteurs dans la direction orthogonale au puits et un libre déplacement dans le plan parallèle. Ce puits agit d'une manière très similaire à un piège «géant» localisé spatialement à une certaine profondeur de la jonction et qui, avec un choix approprié des paramètres de mesure, peut capter et émettre les électrons. Ainsi, on peut appliquer la technique DLTS pour mesurer l'écart énergétique entre le niveau fondamental du puits et la limite supérieure de la barrière. Avant d'aborder la technique DLTS, on doit toujours

commencer par la détermination de profil de dopage de l'hétérostructure $N(W)$ pour pouvoir analyser l'échantillon.

Supposant que l'on a une diode Schottky contenant un puits quantique de largeur L_w , placé à une distance x_w par rapport à l'interface du contact Schottky. L'application d'une polarisation inverse permet la localisation de ce puits qui peut être soit dans la zone neutre soit dans la zone de charge d'espace (figure 2.5).

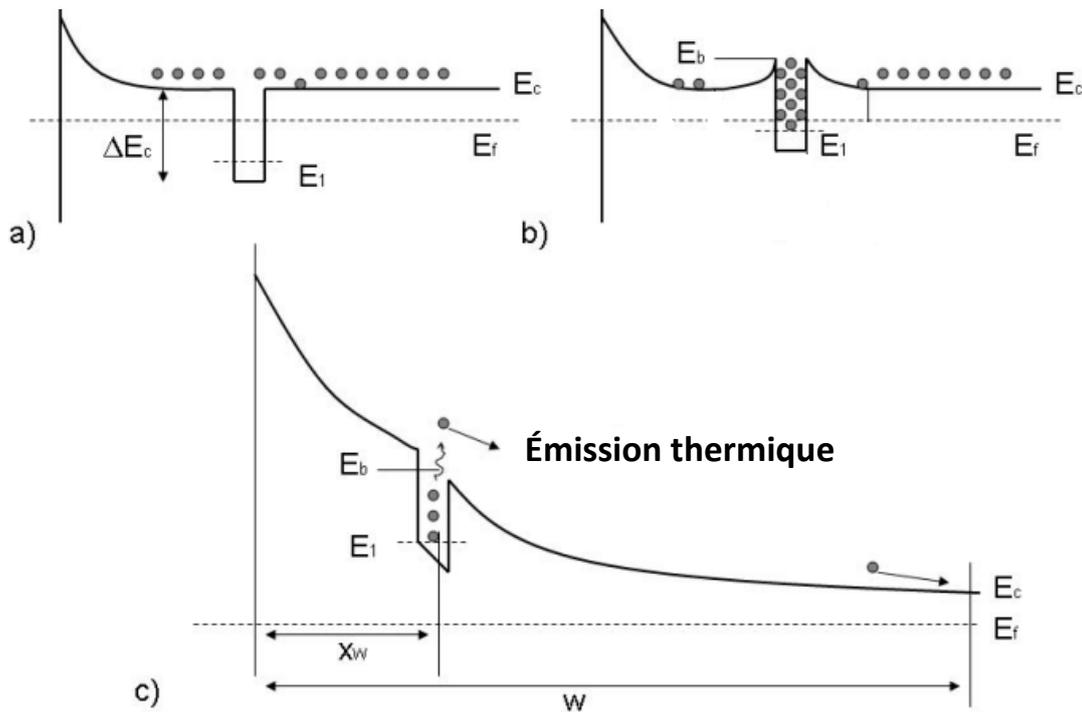


Figure 2.5: Diagramme de bandes illustrant le piégeage et l'émission de porteurs dans un puits quantique : a) au début du pulse de remplissage, b) à la fin de ce pulse, c) sous une polarisation inverse et l'émission thermique

Quand on applique une impulsion de tension, les niveaux énergétiques du puits qui se trouvent au-dessous du niveau de Fermi se remplissent. La capture des électrons provoque une courbure de la bande de conduction à proximité du puits et où la densité d'électrons se réduit fortement avec apparition d'un ZCE autre du puits. Le taux de capture commence à diminuer jusqu'à atteindre un état d'équilibre en raison

du la forte compensation de processus d'émission thermique des électrons. En appliquant une polarisation inverse, les porteurs piégés dans ce puits quantique sont émis par voie thermique à l'origine d'un transitoire capacitif. Des calculs détaillées [Blood'90] montre que si $L_w \ll x_w$, la variation de la capacité en fonction de temps est donnée par:

$$\frac{\Delta C}{C(\infty)} = \frac{x_w}{W} \frac{L_w n_{w0}}{W N_D} \exp(-e_w t) \quad \text{Eq II - 47}$$

Avec n_{w0} est la densité initiale de porteurs dans le puits.

Lorsque les bandes de conduction sont suffisamment inclinées par l'action d'un champ électrique provenant d'une polarisation appliquée à la structure, la largeur de la barrière est diminuée et une émission tunnel pure ou une émission tunnel activée thermiquement peut avoir lieu. La différence entre ces deux types d'émission est que la première est indépendante de la température et ne peut exister qu'à fort champs électrique.

3.4. Banc de mesure DLTS

Le schéma synoptique du l'équipement expérimental DL8000 de PhysThech existant à l'Institut des Nanotechnologie de Lyon est présenté dans la figure 2.6. L'appareillage principal utilisé est composé d'un générateur de tension de pulses -20V à +20V qui est notre source de tension impulsionnelle pour toutes les polarisations appliquées à l'échantillon, un amplificateur, un convertisseur courant-tension, un capacimètre type Boonton 72B. Les tensions V_r et V_p sont réglables à l'aide des potentiomètres. Le cryostat est commandé par un régulateur de température du type Lakeshore modèle 331. Le contrôle d'un système de chauffage et d'un circuit de circulation d'Hélium liquide autour de l'échantillon permet d'atteindre toute température dans la gamme 10-300K, avec une précision de 0.1K. Les pulses d'excitation appliquées sur la grille ont une durée t_p appartenant à l'intervalle $[10\mu s, 4.10^4 s]$ avec une résolution de $5.10^{-7} s$ et une période répétitive T_w . Le capacimètre Boonton 72B peut mesurer des capacités jusqu'à 3000pF sur quatre calibres différents avec une précision de femto-farad. Dans le cas des mesures de

transitoires de capacité, un signal sinusoïdal de fréquence 1MHz et d'amplitude de 100mV est superposée à la tension délivrée par la source. Tous les appareils mis en jeu sont commandés par le processeur piloté par le logiciel HERA via une carte GPIB.

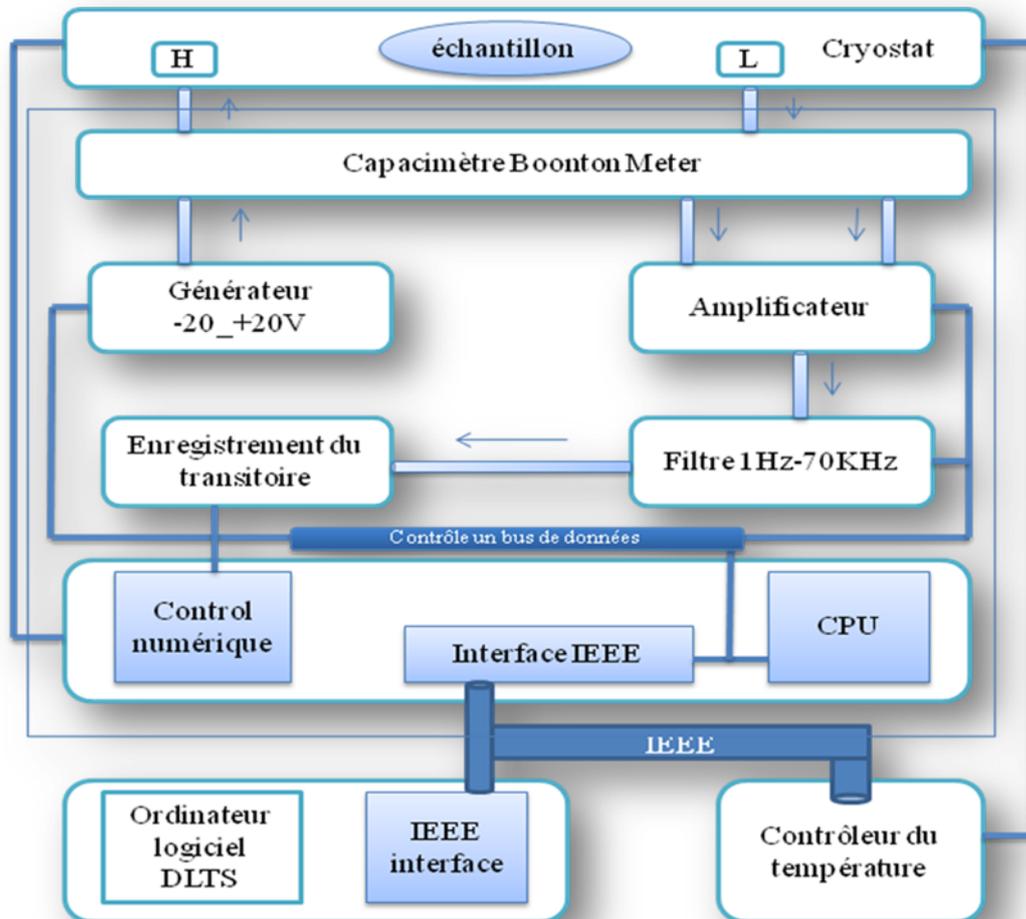


Figure 2.6 : Vue schématique de l'appareillage de mesure de DLTS

Le circuit de mesure analogique (guidé par les flèches, figure 2.6) commence par la source de polarisation et traverse le capacimètre Boonton (connexion arrière). Via la sortie « high » arrive la polarisation sur le contact Schottky de l'échantillon qui est placée à l'intérieur du cryostat, le contact ohmique de l'échantillon est relié à la face avant du Boonton , sortie « low ». A la sortie on récupère deux signaux (capacité et

courant) qui seront injectés dans l'amplificateur convertisseur I/V. ce signal passe ensuite par le filtre puis est transmis dans l'enregistreur de transitoire qui transmet l'information au processeur.

3.5. Influence des paramètres de mesure

Un défaut de type piège à élection (ou trou) dans un matériau est défini par un pic de variation de capacité sur le spectre DLTS. Un recouvrement partiel des pics est souvent observé. Pour arriver à une bonne résolution de spectre on doit agir sur les différents paramètres de mesure tel que la polarisation de la diode, la durée de l'impulsion de remplissage et le choix de la fenêtre de mesure qui définissent la constante d'émission du centre e_n . Tous ces paramètres doivent être choisis judicieusement pour dissocier les centres qui sont très proches.

En agissant sur la durée de l'impulsion de remplissage, on agit sur la durée mise par les centres pour capturer des électrons donc sur le taux de capture. Ce dernier est directement lié à la section de capture σ_n ($c_n \propto \sigma_n$). Cette méthode permet de séparer deux centres qui répondent dans la même gamme de température et qui ont des sections de capture différentes.

En appliquant une séquence d'impulsion en faisant varier V_r de 0 à plusieurs volts. L'amplitude du signal DLTS augmente, passe par un maximum et décroît à nouveau. Cette méthode nous permet d'étudier la localisation spatiale des différents défauts dans le matériau à partir de la jonction

4. La photoluminescence

4.1. Principe de photoluminescence

La photoluminescence (PL) est l'une des techniques les plus utilisées dans la caractérisation optique des matériaux semi-conducteurs. Son principal avantage est qu'elle est relativement simple à mettre en œuvre, assez rapide et surtout qu'elle n'est pas destructive. La spectroscopie de PL est la technique privilégiée pour caractériser les échantillons dès qu'ils sont sortis de la chambre de croissance sans la moindre préparation, afin de confirmer la qualité des matériaux obtenus.

Son principe consiste à exciter un matériau semi-conducteur ayant une bande interdite plus faible que l'énergie du photon incident par une source de lumière intense (laser) afin de générer par absorption des paires électron-trou. Les porteurs photo-crées relaxent vers les niveaux les plus bas de bande où ils se recombinaient par émission spontanée (figure 2.7).

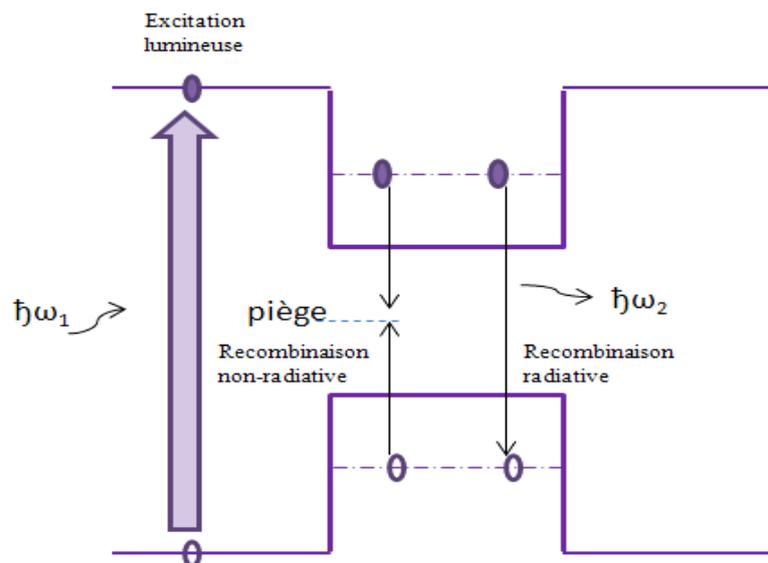


Figure 2.7 : Principe de la photoluminescence

Si on prend le cas de la boîte quantique qui a une densité d'état correspondant à des distributions de Dirac, son pic d'émission à faible température est très fin. Si on considère la surface entière sondée par le faisceau laser, on obtient un spectre de photoluminescence assez large (quelques meV) qui résulte de l'ensemble des émissions provenant des boîtes quantiques. La largeur à mi-hauteur (FWHM) renseigne alors sur la dispersion inhomogène des BQs.

Ces îlots peuvent avoir des formes assez variées : cubique, pyramidale, pyramidale tronquée, sphérique. Mais les échantillons étudiés contiennent des BQs qui sont très larges en comparaison de leur hauteur, ce qui permet de les regrouper en familles. Chaque famille est composée de BQs ayant le même nombre de MC d'épaisseur et la

distribution des largeurs peut être bien modélisée par une gaussienne. La figure 2.8 montre clairement la réponse optique d'une série de BQs qui sont parfaitement homogènes d'où un spectre fin de PL et une deuxième série ayant une variété de taille de BQs ce qui donne un spectre large de PL.

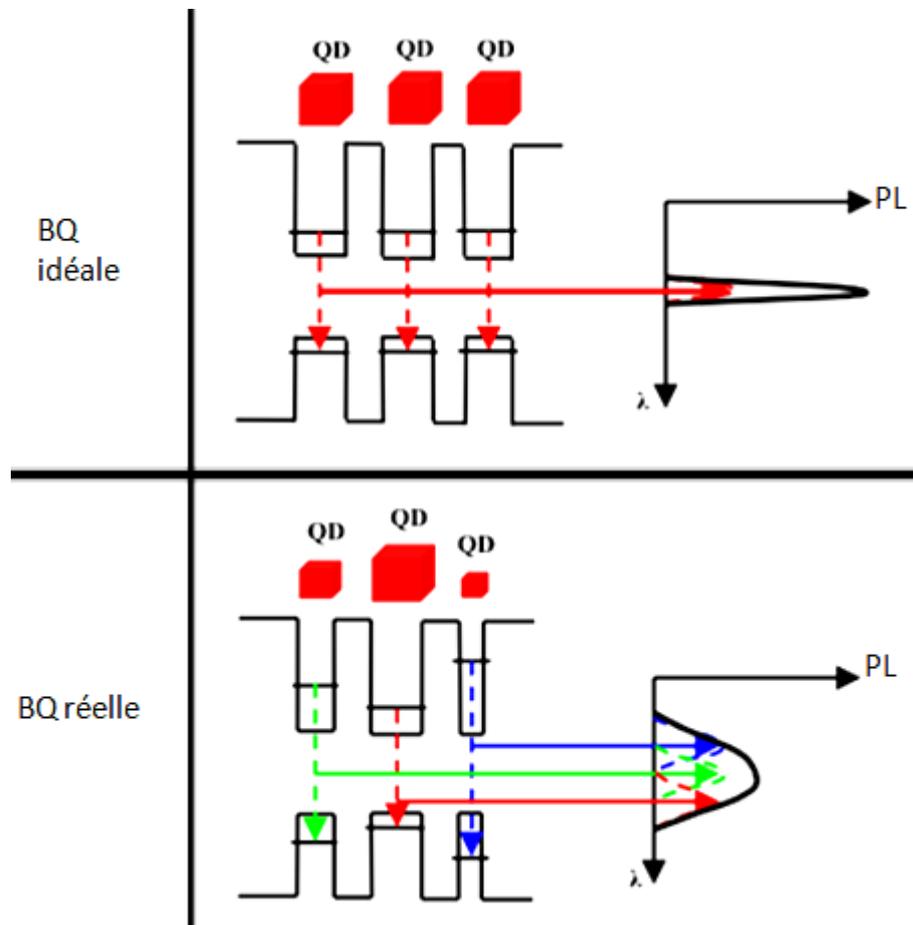


Figure 2.8 : Illustration du spectre d'émission des boîtes quantiques idéales et isotropes et d'autre inhomogène. Pour la structure de bande énergétique, seule la transition d'état fondamental est représentée. L'écart entre deux niveaux énergétiques diminue lorsque la taille de la boîte augmente

4.2. Dispositif de mesure de la photoluminescence

Les mesures de photoluminescence (PL) ont été réalisées avec une excitation par un laser Argon à $\lambda=514\text{nm}$. Le faisceau passe par un filtre interférentiel approprié (qui ne laisse passer que la raie principale) puis est focalisé sur l'échantillon. Au niveau de l'échantillon le diamètre de spot du laser est d'environ $300\mu\text{m}$. Pour atténuer

l'intensité du faisceau on peut, volontairement interposer un filtre neutre entre le filtre interférentiel et l'échantillon. Une partie de la lumière émise par luminescence est collectée dans un dispositif Cassegrain et focalisée sur la fente d'entrée d'un monochromateur. Sur la fente d'entrée du monochromateur est fixé un filtre passe-haut à 850 nm qui coupe le faisceau d'excitation. Grâce à un réseau de 600 traits/mm motorisé, la luminescence est mesurée par une photodiode en germanium placée après la fente de sortie du monochromateur (pendant les mesures, la photodiode est refroidie par de l'azote liquide). La largeur des fentes d'entrée et de sortie sont ajustables. Pour les mesures à basses températures, 13°K, l'échantillon est mis dans un cryostat relié à un compresseur d'hélium liquide. Afin d'améliorer le rapport signal/bruit par filtrage par détection synchrone, le faisceau d'excitation est choppé à une fréquence de 16 Hz, et le signal mesuré est passé par un filtre de rayons cosmiques. Le signal optique est converti en signal électrique grâce à une photodiode Ge très sensible, puis filtré au moyen d'une détection synchrone, et finalement, envoyé sur un système d'acquisition interfacé à un micro-ordinateur où est enregistré le spectre (figure 2.9).

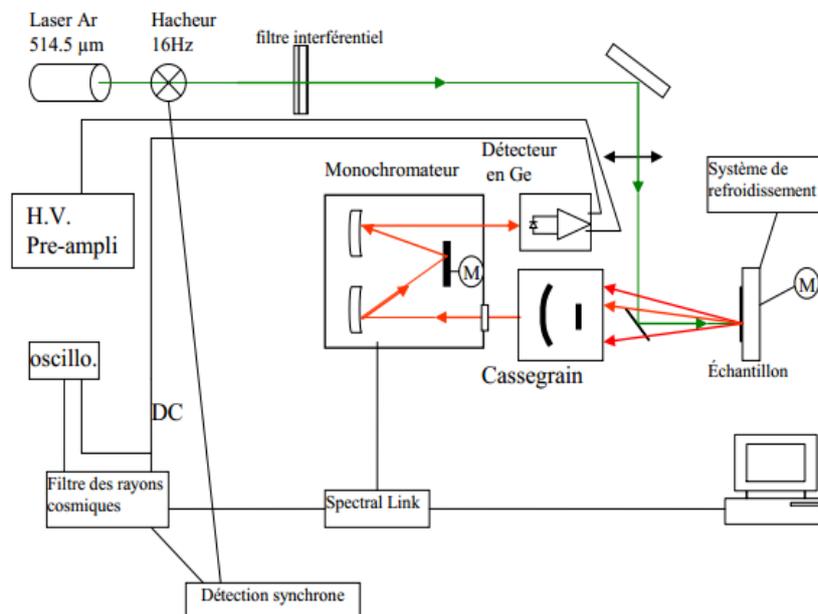


Figure 2.9 : Dispositif expérimental de photoluminescence disponible à l'INL

L'étude de la photoluminescence en fonction de température permet la détermination des différent L'énergie de bande interdite (gap) d'un semiconducteur diminue lorsque sa température augmente. Les causes de cette diminution sont :

- La dilatation thermique : lorsque la température augmente, l'anharmonicité du potentiel des atomes induit une augmentation de la distance interatomique. L'augmentation consécutive du paramètre de maille diminue le gap.

-Les interactions électron-phonon : lorsque la température augmente, la densité de phonons et leur couplage avec les électrons augmente, ce qui diminue le gap.

De ces causes, la seconde est responsable d'environ 75% de la diminution de l'énergie de bande interdite lorsque la température augmente. Une relation semi-empirique a été proposée par Varshni [Varshni'67] pour rendre compte de la diminution de l'énergie de bande interdite avec la température :

$$E_g = E_g(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad \text{Eq II - 48}$$

où α et β sont des constantes. E_g représente le gap.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différents types des défauts qui peuvent exister dans un cristal et qui participe à la rupture de sa périodicité. Nous avons détaillé les différentes méthodes de détection de ces défauts : nous avons commencé par une description de la cinétique au sein d'un défaut profond et nous avons détaillé par la suite le principe de la technique DLTS et de la photoluminescence. Ces techniques de caractérisation mises en jeu dans ce travail de thèse pour analyser des boîtes quantiques, sorte de défauts géants sont deux techniques complémentaires qui vont permettre une analyse relativement complète de nos structures à boîtes quantiques.

Chapitre 3 : Analyse de la localisation spatiale de plan de boîtes quantiques InAs/InP par des mesures C-V

1. Introduction

Les progrès expérimentaux qui visent la compréhension de l'interaction des porteurs dans les boîtes quantiques utilisent deux méthodologies : soit l'étude des propriétés électroniques de ces boîtes basées sur des analyses optiques et dans ce cas la littérature est très riche dans ce domaine [Heitz'97], [SEK'09], [Schmidt'96]. Soit l'analyse de l'interaction entre les porteurs de charge piégés dans la boîte et les états des bandes de conduction ou de valence de la matrice où elle est intégrée qui est assurée par des techniques dites électriques et dans ce cas la littérature est moins fournie, notamment pour le système InAs/InP. Ce système étant encore relativement récent, la physique qui gouverne ses propriétés radiatives soulève de nombreuses questions, tant sur leur processus de croissance que sur leurs propriétés optiques et électriques [Veldhoven'09], [Kuroda'07]. Hors cette dernière approche semble primordiale pour comprendre la dynamique de capture et d'émission des porteurs dans les boîtes quantiques. La connaissance de ces comportement électriques sont importants pour pouvoir maîtriser les différentes applications optoélectroniques réalisées à partir de structures intégrant des boîtes quantiques et aussi pour le développement des nouveaux composants.

Les techniques d'étude permettant de mesurer la capacité d'une zone de charge d'espace en fonction de la polarisation appliquée (C-V) sont des méthodes très efficaces pour étudier le comportement de puits quantique se chargeant par des porteurs. Les boîtes quantiques s'apparentent à un puits de potentiel à zéro dimension, éventuellement couplée à un puits quantiques 2D (couche de mouillage) et sont des nanostructures intéressantes pour être analysées par ces techniques (C-V). Dans ce chapitre nous allons nous concentrer sur l'analyse capacité-tension de

boîtes InAs/InP et InAs/GaAs sur une plage de tension de polarisation inverse. La réalisation de cette analyse permettra de déterminer à partir de quelle tension le plan de boîtes quantiques contribue à la capacité totale du composant. En outre, la mesure de capacité en fonction de la tension permet de déterminer les profils (apparents) de porteurs au sein de la structure étudiée, ainsi que la discontinuité de bande et la densité de charges accumulée dans le plan de boîtes quantiques. Tous ces paramètres sont essentiels pour la conception d'un dispositif de type émetteur ou laser. Une telle étude n'a jamais été exploitée en détail sur des boîtes quantiques InAs/InP, la réalisation technologique des barrières Schottky idéales et non fuyantes étant délicate avec InP.

Dans ce chapitre, nous allons nous focaliser sur les mesures C-V pour aboutir à une analyse qualitative et quantitative des profils de porteurs $N(W)$ de nos échantillons. Nous étudierons l'effet de dopage et l'influence de morphologie des BQ sur la réponse capacitive. Certaines limites de la méthode C-V à l'égard de la résolution en profondeur en raison des effets de la longueur de Debye seront discutées.

2. Echantillons étudiés

Les échantillons que nous avons étudiés dans ce travail ont été élaborés par **Philippe REGRENY à l'Ecole Centrale de Lyon** (équipe Hétéroépitaxie de l'INL) par EJM à sources solides (ssEJM). Les boîtes quantiques obtenues ont des dimensions typiques de 5 nm selon l'axe de croissance et environ 50nm à 100nm dans le plan. Elles sont distribuées aléatoirement sur la couche de mouillage, avec une densité surfacique de $\sim 2.10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Néanmoins, il est possible d'obtenir, sous certaines conditions de croissance (température, vitesse de croissance), une densité surfacique plus faible de l'ordre de 10^9 cm^{-2} .

Les échantillons sont élaborés dans un réacteur type RIBER Compac21 équipé par des cellules d'effusion de phosphore, arsenic et indium. Avant d'être introduit dans le recteur, le substrat InP était chauffé à 200°C à 10^{-8}Torr afin d'évaporer les contaminations carbonés du surface. Ce substrat InP est recouvert aussi par une fine

couche d'oxyde natif d'une dizaine d'angström d'épaisseur qui est désorbé dans le réacteur sous pression de phosphore. Après avoir désorbé la couche d'oxyde et calibré la température de l'échantillon dans une ambiance ultravide, une couche buffer d'InP de 200nm d'épaisseur est épitaxiée sur le substrat à 480°C sous pression d'indium et de phosphore. Le substrat est ensuite amené à la température de croissance d'InAs. Avant le dépôt d'InAs, la surface d'InP est exposée 2 secondes sous phosphore et arsenic simultanément. La valve de phosphore est ensuite fermée et la surface maintenue sous arsenic. Sous une pression d'arsenic de 2.10^{-6} Torr et à une température de 520°C commence la croissance d'InAs avec un taux de croissance de 0.2MC/s. l'épaisseur d'InAs déposée est entre 0.8 et 1.6MC. Au cours d'un recuit de 120s à la même température de croissance et la même pression et sous flux d'arsenic, les îlots d'InAs commencent à se former. Le composé InAs est produit par trois façons : i) par la réaction d'échange P-As à la surface InP exposée à un flux d'arsenic, ii) par le dépôt d'InAs, iii) par les échanges P-As à l'interface InAs/InP au cours de recuit réalisé sous pression d'arsenic. Cette procédure de formation d'InAs est schématisée sur la figure (3.1).

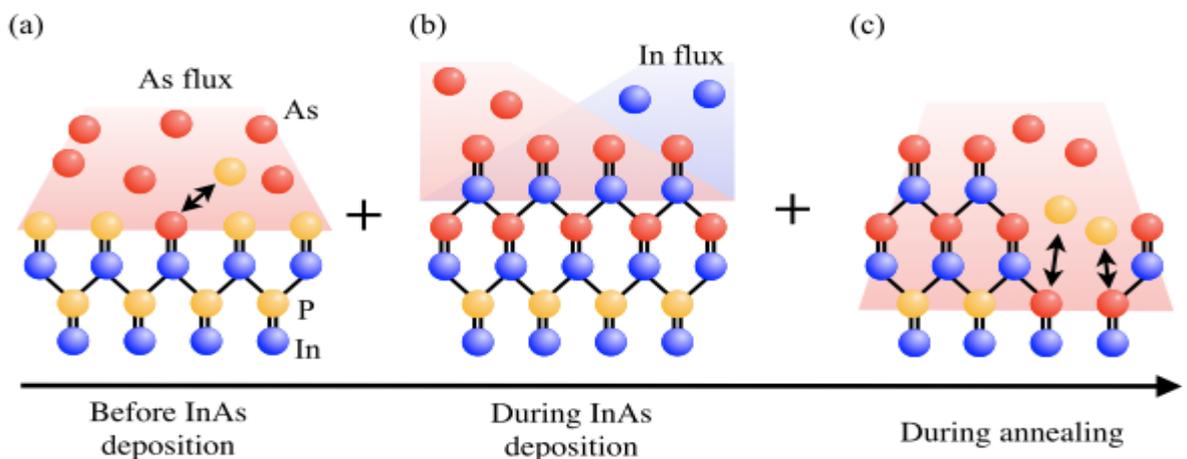


Figure 3.1 : Formation d'InAs dans notre processus de croissance. (a) réaction d'échange P-As à la surface d'InP avant le dépôt d'InAs. (b) le dépôt d'InAs. (c) réaction d'échange P-As à l'interface InAs / InP lors du recuit.

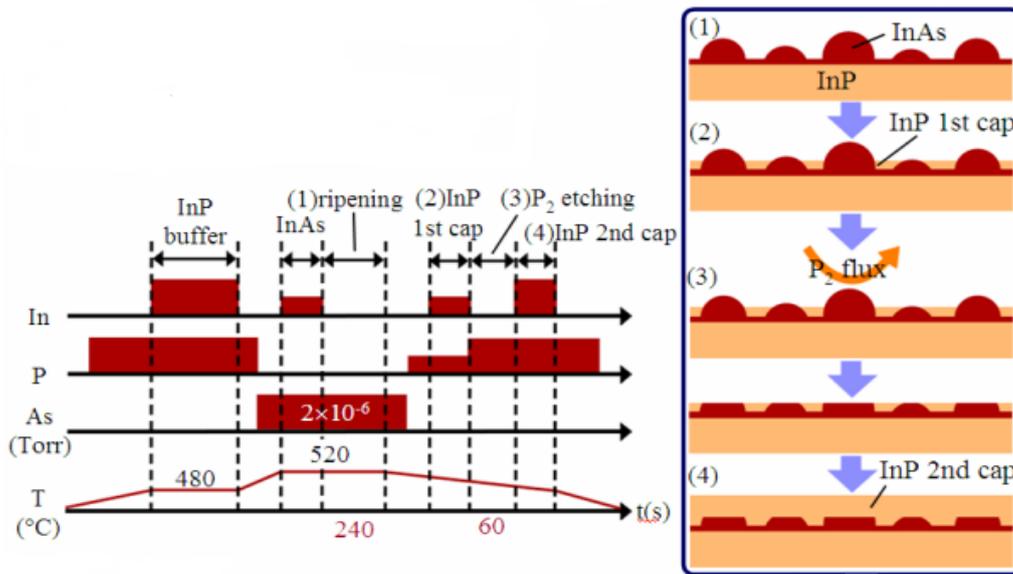


Figure 3.2 : Séquence de croissance des boîtes quantiques

InAs/InP, T : la température, t : durée du temps

Après cette étape de recuit, la première couche cap d'InP d'épaisseur 1.7nm est déposée. La croissance est interrompue ensuite durant 120s pour faire un recuit sous un flux de phosphore afin de «raboter les gros dots». La croissance est terminée par une deuxième couche cap d'InP d'épaisseur 200nm et à la fin les échantillons sont descendus rapidement à la température ambiante sous une pression de phosphore. Cette séquence de croissance est représentée sur la figure suivante (figure3.2).

Les échantillons InAs/InP obtenus sont :

<i>Echantillon</i>	<i>Caractéristiques</i>
C810	Quantum dash dopé
C814	Quantum dash non dopé
C815	Quantum dot faible densité, 0.8 MC InAs déposé
C816	Quantum dot forte densité, 1.6 MC InAs déposé
C901	InP dopé avec couche de mouillage InAs sans QD
C900	InP dopé n Témoin

Tableau 3.1 : Liste des échantillons épitaxiés

Dans le cas de fabrication des échantillons à quantum dash, 4MC d'InAs étaient déposées à 520°C et le recuit était réalisé durant 10s sous une pression d'arsenic de 2.10^{-6} Torr. Ensuite la procédure de double cap est identique à celle décrit pour les échantillons à BQs.

3. Diode Schottky

L'objectif de notre étude consiste à analyser l'effet d'un champ électrique transverse sur le couplage de la boîte quantique avec son environnement. Dans ce but nous utilisons des structures de types barrière Schottky contenant un plan de boîtes quantiques. Au cours de ma thèse, il n'a pas été possible de prévoir et de faire réaliser des structures d'étude de type jonctions dissymétriques qui auraient pu éviter les problèmes de réalisations de barrières Schottky non fuyantes et non idéales.

Une barrière Schottky est composée de deux zones : une région, après le métal qui constitue la barrière Schottky, totalement désertée de charges mobiles, appelée zone de charge d'espace, puis d'une zone électriquement neutre. Le raccord entre ces deux zones se fait d'une façon progressive, exponentielle sur une longueur caractéristique dite longueur de Debye L_D . L_D apparaît donc comme la distance sur laquelle

s'effectue la neutralisation d'une charge d'espace (on dit parfois longueur d'écran). Elle dépend de la température du matériau et de son dopage et s'écrit sous la forme suivante.

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon k T}{q^2 N_D}} \quad \text{Eq III - 1}$$

Dans la suite nous allons travailler avec l'approximation de la zone de déplétion, c'est-à-dire que nous supposons que l'appauvrissement en porteurs libres de la zone de charge d'espace présente une transition brutale entre la ZCE et la région quasi-neutre c'est-à-dire la longueur de Debye est supposée nulle. En se basant sur cette approximation et avec des mesures C-V faites avec un signal de fréquence de 1MHz, nous obtenons une estimation du profil apparent de densité de porteurs dans la diode Schottky suivant les équations ci-après :

$$N_{C-V}(W) = \frac{2}{A^2 q \epsilon} \left[\frac{d}{dV} \frac{1}{C^2} \right]^{-1}, \quad W = \frac{\epsilon A}{C} \quad \text{Eq III - 2 et Eq III - 3}$$

Dans ce travail, plusieurs échantillons d'InAs/InP ont été étudiés. Un schéma descriptif de l'échantillon est représenté sur la figure 3.3: le plan contenant soit des boîtes quantiques isotopes soit des bâtonnets quantiques d'InAs est épitaxié entre deux couches d'InP pour assurer le confinement vertical dans les BQs. Ces deux couches, « cap » et « buffer », sont dopées à quelques 10^{16}cm^{-3} par introduction d'atomes de Silicium.

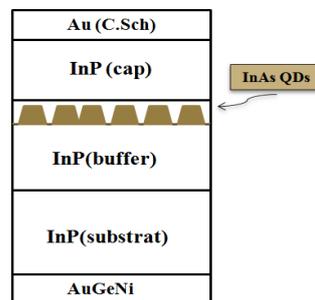


Figure .3.3 : Schéma descriptif de la structure des échantillons à BQs InAs/InP étudiés

Le tableau III-1 rassemble les différentes tailles et dimensions des îlots existant dans les échantillons que nous avons étudiés.

Echantillons	Nature de boîtes	Densité surfacique	base		hauteur
			Suivant (1-10)	Suivant (110)	
C810	Quantum dash dopé	7.10^{10}cm^{-2}			3-5 nm
C814	Quantum dash non dopé				
C815	QD dopé faible densité	10^8cm^{-2}	100nm	100nm	
C816	QD dopé forte densité	$1-2. 10^9 \text{cm}^{-2}$	100nm	60nm	

Tableau 3.2 : Caractéristiques géométriques des structures quantiques sur les échantillons étudiés

4. Etapes technologiques

Les techniques de caractérisation électrique de matériaux semi-conducteurs nécessitent des contacts électriques de types redresseurs. Les techniques les plus pratiques à mettre en place sont les mesures capacitives sur une barrière Schottky de très bonne qualité, c'est-à-dire idéale et non fuyante. Nos échantillons sont à base d'InP de type n et nécessite une technologie adaptée à ce matériau et à ce type de dopage.

Pour avoir des barrières de Schottky de bonne qualité, nous avons mis en place la technologie de fabrication de contacts électriques suivante. Nous avons d'abord réalisé un nettoyage classique de la surface avec dégraissage dans un bain chaud de trichloréthylène, suivi par un bain chaud d'acétone puis de méthanol, avec utilisation d'ultrason durant 5 min chacun. Nous avons réalisé des contacts électriques de types ohmiques en déposant une multicouche de Ni/AuGe/Ni (40nm/300nm/70nm) en face arrière sur le substrat InP de type n⁺ par évaporation thermique. Un recuit de type RTA (Rapid Thermal Annealing) à 300°C pendant 5 min dans un four à lampe adapté a été utilisé pour réaliser le contact ohmique qui a été testé électriquement.

Pour le contact Schottky, nous avons du réaliser plusieurs procédés technologiques différents afin d'aboutir à des contacts de type barrière de Schottky non fuyantes.

La première méthode, a consisté à éliminer simplement l'oxyde natif en utilisant un bain de BOE (Buffered Oxide Etch ou Oxide Granant Tamponné) pendant une minute. Ensuite nous avons déposé soit des plots d'Au/Ti (100nm/6nm) de diamètres de 1 et 0.5 mm soit directement sur la couche d'InP d'encapsulation (ou couche barrière), soit après le dépôt d'une couche mince d'oxyde par un Dépôt Chimique en phase Vapeur (CVD) pendant 30 min sous oxygène suivie d'un dépôt d'Au/Ti. Le dépôt d'Au/Ti se fait toujours en utilisant des masques métalliques. Ces deux approches ont donné des diodes Schottky présentant des grandes fuites de courant donc inexploitable.

Pour la deuxième méthode, une couche du nitrure Si_3N_4 (épaisseur 20-30 nm) a été élaborée par PECVD (Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma ou Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition en anglais), suivie d'un dépôt d'Au/Ti. Des mesures $I(V)$ réalisées sur l'une des diodes de l'échantillon sont reportées sur la figure 3.4.

Nous remarquons qu'avec cette méthode de dépôt, nous arrivons à augmenter la hauteur de barrière jusqu'à 0.8-1V. En faisant des mesure $C(V)$, on constate que le plan de BQs se trouve à une polarisation comprise entre -2 et -4V, ce qui implique la nécessité d'une forte tension inverse pour les vider. A cette gamme de tension, le courant est très fort. Ce qui limite l'utilisation de cette technologie de barrière de Schottky.

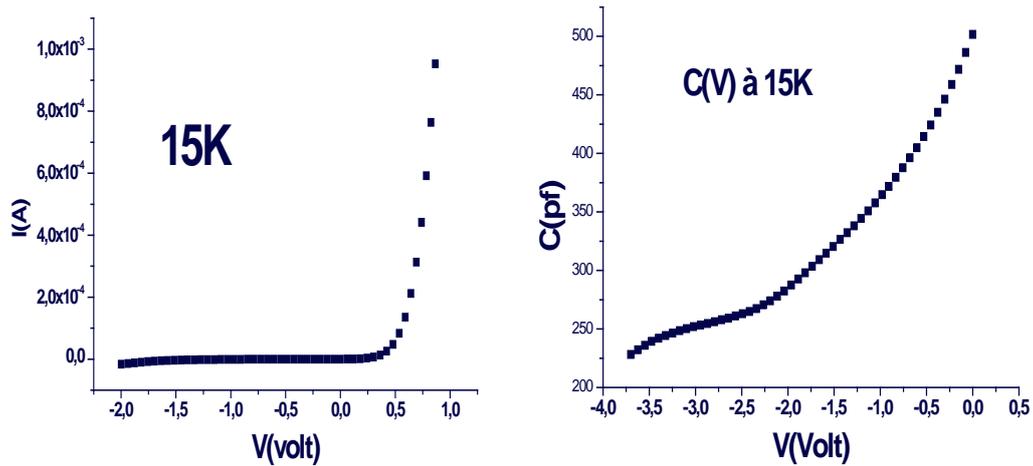


Figure 3.4 : Caractéristique I-V et C-V de l'échantillon InAs/InP à $T=15K$ utilisant la technologie nitrure

La troisième méthode, a consisté à garder l'oxyde natif et à déposer directement des plots d'Au/Ti. Cette méthode présente un compromis entre les deux méthodes précédentes. Pour toutes les mesures qui suivent nous avons préféré utiliser cette méthode pour avoir des barrières Schottky exploitables.

5. Etude capacitive d'une diode Schottky à BQs

5.1 C(V) et profil de dopage

Le premier échantillon que nous avons étudié est un échantillon avec un plan de boîtes quantiques d'InAs sur GaAs, l'échantillon est fourni par l'Institut IOFFE (Russie) et nous a servi à valider la méthodologie de la mesure sur ce type d'échantillon à BQs. La structure des couches de cet échantillon, qui est à base de GaAs, est présentée sur la figure 3.5 est constitué par un substrat fortement dopé (n^+), deux couches « buffer » et « cap » d'épaisseur $1\mu\text{m}$ et $0.5\mu\text{m}$ respectivement. Le dopage est à quelques 10^{16}cm^{-3} . Le plan de BQs d'InAs formé entre ces deux couches résulte d'un dépôt de trois mono-couche d'InAs.

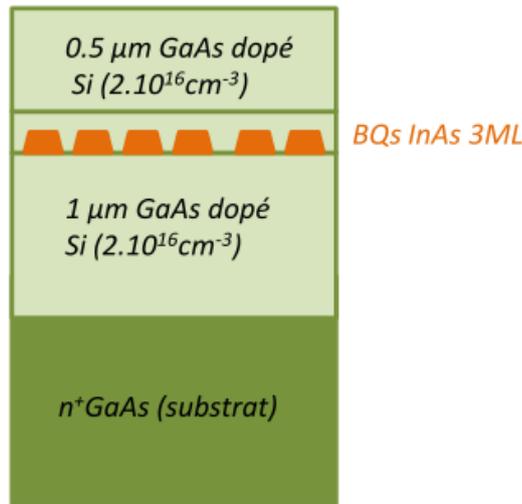


Figure.3.5: Structure des couches de matériaux constituant l'échantillon d'InAs/GaAs

La figure 3.6 présente la variation de la capacité en fonction de la tension de cet échantillon à une température $T=60$ K. Une particularité typique liée à la présence de boîtes quantiques est détectée : l'apparition d'un plateau de capacité constante entre $V_r=-2V$ et $V_r=-3V$, ce qui permet de supposer que les niveaux énergétiques des boîtes susceptibles d'émettre et de capter des électrons [Brunkov'97], [Dózsa'00]. Donc, en augmentant la polarisation, la ZCE augmente, on s'enfonce plus en profondeur et on sonde progressivement les couches de l'échantillon. Quand le niveau de Fermi arrive sur le plan des BQs, il se fixe tant que tous les porteurs existants dans la BQ ne sont pas tous émis.

La valeur de la capacité du plateau est en bon accord avec la distance séparant le plan de BQs de l'interface du contact Schottky et sa largeur est révélatrice de la distribution énergétique des états électroniques dans les BQs associé à la distribution de taille des BQs [Ledentsov'96] et de la fonction de Fermi Dirac qui détermine la position relative entre le niveau énergétique de BQ et le niveau de Fermi du matériau bulk.

Sur la même figure nous avons tracé la dérivée de la capacité en fonction de la tension de polarisation appliquée. Ceci permet de détecter plus précisément la largeur de plateau c'est-à-dire la plage de tension ΔV sur laquelle la réponse de

l'échantillon dévie du comportement connue pour un matériau bulk [Geller'06]. La caractéristique C-V permet alors d'estimer le nombre de charge accumulée dans la couche de boîtes quantiques à partir de la relation suivante $Q = C_p \cdot \Delta V$ [Ilchenko'01] ou C_p est la valeur de la capacité au plateau et ΔV est sa largeur en tension. En outre, connaissant la densité surfacique des boîtes quantiques on peut évaluer la valeur de la densité de charge dans l'ensemble de BQs.

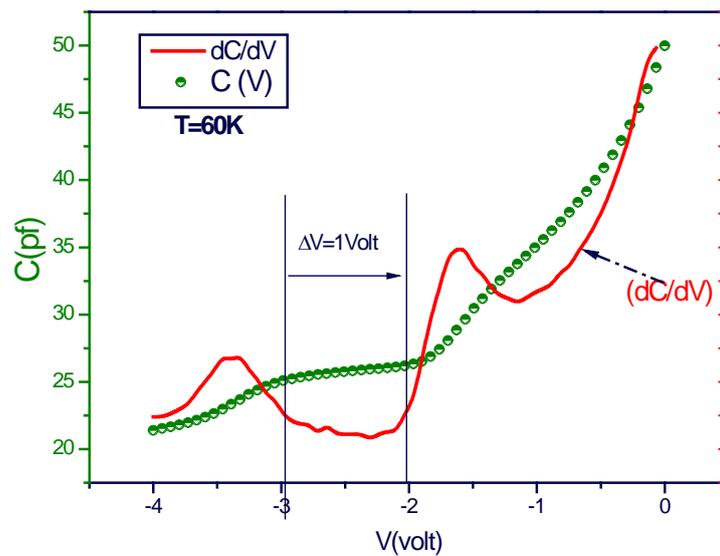


Figure 3.6 : Caractéristique C-V de l'échantillon InAs/GaAs à T=60K. Le maximum de la dérivée seconde indique précisément le début et la fin du plateau de capacité relatif au remplissage ou au vidage électronique du plan de BQ.

A partir de la mesure $C(V)$ et en utilisant les équations eq III-2 et eq III-3, nous déterminons le profil apparent de concentration des porteurs de charge dans cette structure, représenté sur la figure 3.7 et nous pouvons réaliser une analyse quantitative du profil relevé. Ce profil est caractérisé par la présence de trois zones : Partant de la gauche vers la droite, on commence par un palier de concentration constante (de l'ordre de $1-2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$) correspondante au dopage de la couche d'encapsulation en InP (couche « Cap »). Plus en profondeur on identifie un pic relié au plan de BQs dont le maximum se place à $0,55 \mu\text{m}$, apparaissant légèrement plus en profondeur par rapport à la position du plan des boîtes quantiques prévue par la

croissance. Ce pic est entouré par deux zones de déplétions qui mettent en évidence le confinement électronique dans le plan de BQs. Ensuite nous revenons à une concentration constante (de l'ordre de $1-2 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$) qui est en conformité avec le dopage de la couche tampon (couche buffer). Cette dernière zone est quelquefois observée : elle est soit très courte soit absente dans le profil $C(V)$ en raison de la limite de tension de claquage de notre diode Schottky et de l'effet d'écrantage dû au pic d'accumulation.

La largeur à mi-hauteur du pic $N(W)$ peut nous donner une valeur moyenne-approximative de la hauteur des boîtes quantiques.

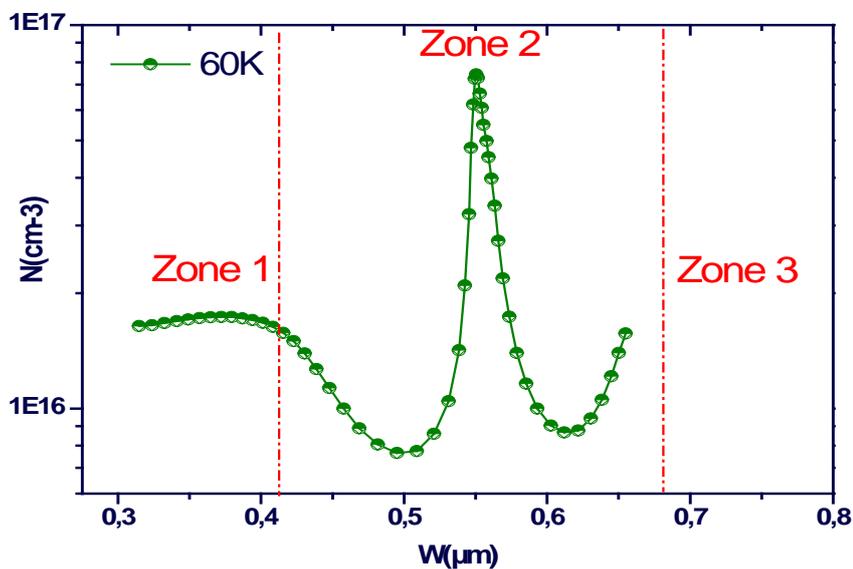


Figure.3.7: Profil apparent de concentration de l'échantillon BQ InAs/GaAs à la température $T=60\text{K}$

5.2 Influence de la température sur les courbes $C(V)$ et $N(W)$

La mesure de la capacité de barrière de Schottky est obtenue, pour un point de polarisation donné, par la superposition d'un signal alternatif de faible amplitude de fréquence 1 MHz qui entraîne une légère variation de charge au sein de matériau bulk (ΔQ_{3D}) ou au sein des boîtes quantiques (ΔQ_{BQ}). Cette variation de charge rend possible la mesure de la capacité de l'échantillon. Quand la température décroît, la longueur de Debye devient de plus en plus faible et la distribution électronique sur

les niveaux des boîtes quantiques devient étroite. La caractéristique capacité-tension présente un palier relié au mécanisme de charge-décharge des boîtes quantiques d'autant plus marqué que la température est basse (figure.3.8). L'interprétation de ce phénomène nécessite une étude de la variation du profil de dopage en fonction de la température, présentée sur la figure 3.9.

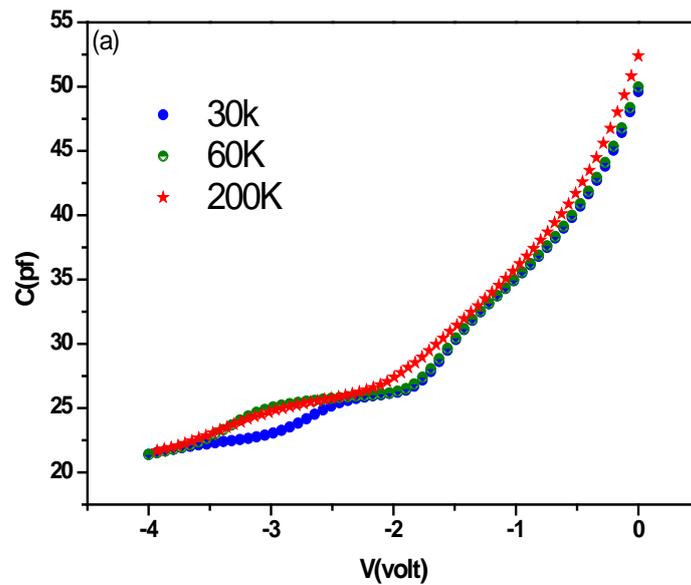


Figure. 3.8: Caractéristiques C-V de l'échantillon BQ InAs/GaAs pour différentes températures de mesure

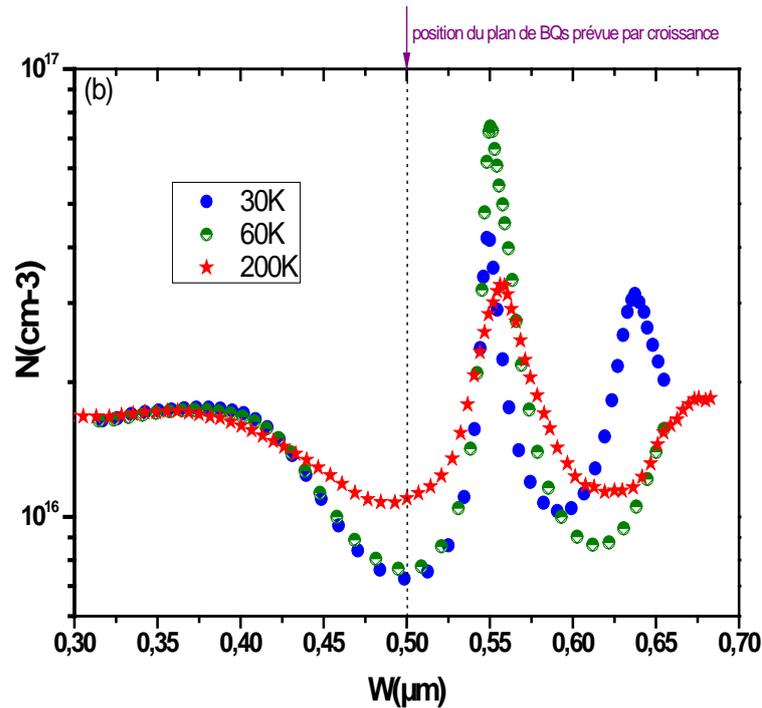


Figure 3.9 : Courbes de profils apparents $N(W)$ pour différentes températures pour l'échantillon BQ InAs/GaAs.

La variation de la température provoque des changements importants sur le profil de concentration. A haute température ($T > 60K$) nous constatons l'apparition d'un pic large. Son maximum est décalé par rapport à la position prévue par la croissance. Quand la température diminue le taux d'émission thermique diminue et un champ plus fort est nécessaire pour abaisser la hauteur de barrière et permettre le déchargement des BQs. La courbe C-V montre que la zone de charge d'espace varie lentement pour un incrément de polarisation appliquée en passant par le plan de BQs Ceci peut se traduire par la relation suivante:

$$\text{Quand } T \text{ diminue : } \Delta Q_{BQ} \gg \Delta Q_{3D} \implies C_{BQ} \gg C_{3D}.$$

La faible variation de la ZCE se traduit par un pic étroit et important dans le profil apparent de concentration $N(W)$. Si la température décroît, ce pic devient plus intense et plus étroit à cause de l'accroissement du confinement des porteurs à basses températures. Ceci induit une augmentation des concentrations des porteurs dans les BQS qui n'ont plus l'énergie suffisante pour franchir thermiquement la barrière

d'énergie. A très basse température ($T=30K$), le taux d'émission thermoïonique des électrons des BQs est très faible par rapport à la fréquence de mesure ($f=1MHz$). Un gel de porteurs se produit au sein des BQs [Brunkov'97]. L'application d'un champ beaucoup plus fort induit l'émission de ces électrons par voie tunnel. Ce processus donne naissance à un petit plateau C-V à haute polarisation (-3 à -4 V) menant à un deuxième pic dans le profil $N(W)$ à $0.64\mu m$. Le gel de porteurs dans les BQs est responsable de la diminution du pic d'accumulation (à $W=0.55\mu m$) et de l'introduction d'un second pic d'accumulation autour de $0.64\mu m$.

Nous pouvons conclure que la position de pic d'accumulation est toujours la même (autour de $0.55\mu m$) quelque soit la température, alors que le 2^{ème} pic se décale en profondeur (voir figure 3.9) vue la faible densité des électrons gelées à des températures relativement hautes.

Avec le capacimètre (BOONTON) qu'on a utilisé pour réaliser les différentes mesures la fréquence est fixée à $1MHz$. Si à une température donnée nous avons la possibilité de diminuer la fréquence, nous pourrions nous attendre à une augmentation de l'émission thermique des porteurs des BQs. Ceci induirait un élargissement du plateau C-V et une augmentation du pic d'accumulation

Après cette étude de BQs d'InAs/GaAs, nous focalisons notre étude, dans la partie suivante, sur des structures Schottky à boîtes quantiques InAs/InP. Nous mettrons l'accent sur la concurrence qui peut exister entre l'effet de la taille des BQs et celui de leur densité ainsi que sur l'influence du dopage de la barrière InP sur le type d'émission qui domine dans les structures. D'autre part, nous examinons l'effet de la température sur l'émission des charges piégées dans les BQs.

6. Effet du dopage de la couche d'encapsulation sur les propriétés électriques des boîtes quantiques

Nous allons décrire dans cette partie l'étude de l'effet d'un faible dopage de la barrière en InP sur les différents types d'émission qui dominant dans le plan de boîtes quantiques. Pour cela nous commençons par l'un échantillon référencé Ep859 de boîtes InAs dans InP ayant une couche tampon et une couche d'encapsulation non intentionnellement dopée à quelques 10^{15}cm^{-3} . Cette structure est élaborée à 520°C avec une pression d'Arsenic de 2.10^{-6}Torr . L'épaisseur d'InAs déposée est de 1.2nm (voir pour plus de détails [Monat'02]). La densité des boîtes est de 4 à $8 \cdot 10^{10}\text{cm}^{-2}$. Les îlots d'InAs/InP se présentent comme des bâtonnets allongés avec une section trapézoïdale très aplatie.

Les tailles des îlots déduites des images de microscopie électronique en transmission sont les suivantes : - longueur : 50-100 nm

- largeur : 21-23 nm

- hauteur : 2.4 nm

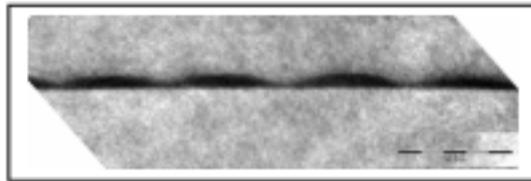


Figure 3.10 : Image TEM en coupe transverse suivant [110] des îlots d'InAs de la structure Ep859 élaborée à 520°C .

La structure de cet échantillon est schématisée sur la figure suivante (fig 3.11). Nous allons le comparer à l'échantillon référencé C814 dont les caractéristiques des couches sont présentées à la figure 3.12. Dans cet échantillon les îlots d'InAs sont encapsulés dans un matériau barrière InP dopé avec du silicium à 6.10^{16}cm^{-3} et a la même morphologie que l'échantillon Ep859.

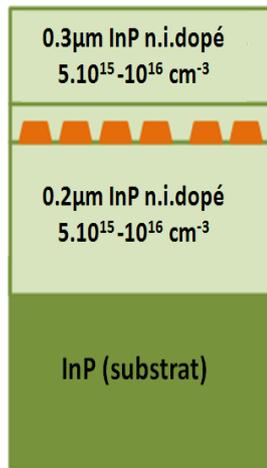


Figure 3.11: structure de l'échantillon Ep859

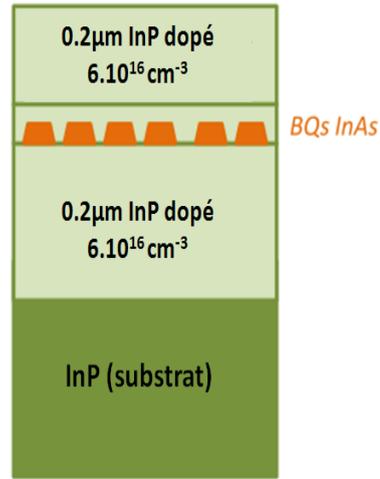


Figure 3.12 : structure de l'échantillon C814

A partir des mesures capacitives on peut déterminer les profils apparents de dopage $N(W)$ présentés sur la figure 3.13 pour l'échantillon Ep859. Sur le même graphe nous avons tracé la variation de la ZCE pour plusieurs températures en fonction de la polarisation inverse.

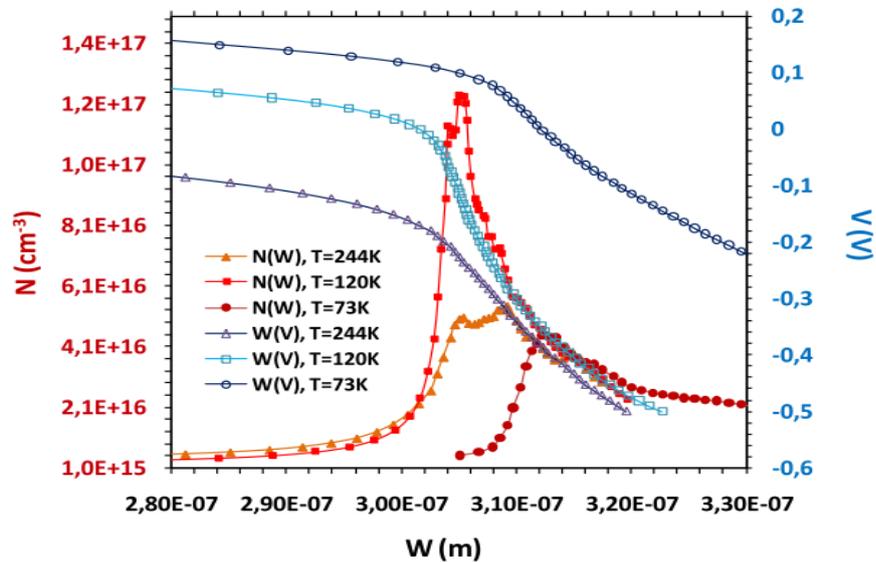


Figure.3.13: Profils de concentration et variation de zone de charge d'espace en fonction de la polarisation appliquée pour l'échantillon EP859 pour différentes températures

Cet échantillon présente le même comportement que l'échantillon de BQ InAs/GaAs étudié précédemment. Ceci laisse supposer que les différents types d'émissions dominantes à différentes T sont similaires pour les deux structures. Vu la décroissance de l'amplitude du pic d'accumulation $N(W)$ à basse température, on s'attend à voir un 2^{ème} pic résultant d'une émission tunnel. Mais pour l'échantillon EP 859, nous sommes limités par les fuites de courant qui deviennent importantes à hautes polarisation.

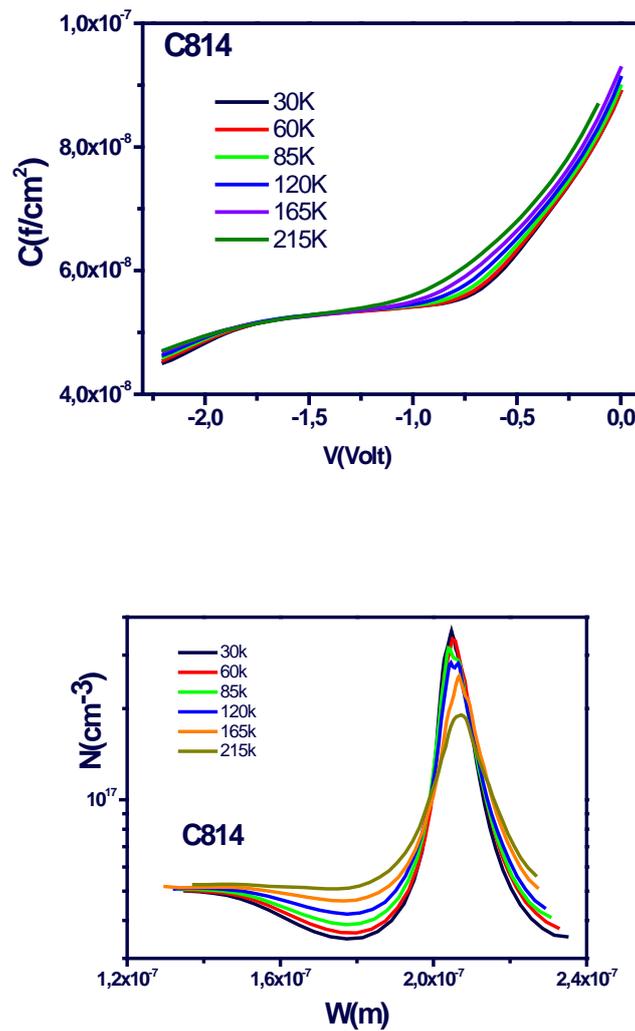


Figure 3.14 : Caractéristiques C-V (a) et concentrations de profil apparent $N(W)$ (b) de l'échantillon C814 en fonction de la température. Observation d'un pic relié à la présence des BQs autour de $0,2 \mu m$.

Pour pouvoir comparer l'effet de dopage de la matrice, on a étudié l'échantillon C814 à boîtes quantiques allongées (QDashes) d'InAs/InP. La variation de sa capacité et de son profil apparent de dopage sont enregistrés à différentes températures et sont représentés sur la figure 3.14.

A partir des caractéristiques capacitives de l'échantillon C814, on remarque la faible influence de la température sur le pic relié aux BQs et l'absence du 2^{ème} pic relié à l'émission tunnel.

En comparant les trois échantillons étudiés précédemment, on peut donc conclure que le 2^{ème} pic qui apparaît à basses températures est plus significatif pour les échantillons faiblement dopés. L'hypothèse émise pour expliquer ce phénomène est le fort dopage de la matrice (couche barrière et tampon) implique un fort champ électrique à travers le plan de boîtes quantiques et une faible longueur de Debye d'où une émission tunnel très rapide et qui se produit à des polarisations plus faibles. Ce processus tunnel qui domine dans les structures fortement dopées est confirmé par le fait que le pic d'accumulation des BQs n'atteint jamais le même niveau. De plus, on remarque clairement que pour l'échantillon C814 le deuxième pic est collé au premier.

On a vu les différents processus d'émission au sein d'un système à BQs. Il est bien évident que l'émission thermoïonique est gérée par la température alors que pour l'émission tunnel elle dépend du champ électrique appliquée et de la largeur de barrière. Ce qu'on a pu tirer de la comparaison des échantillons ayant des dopages différents est que plus on dope plus on augmente le champ circulant dans nos structures plus on accroît la dynamique de l'émission tunnel. La figure suivante schématise le diagramme de bande pour un échantillon à matrice dopée et non dopée.

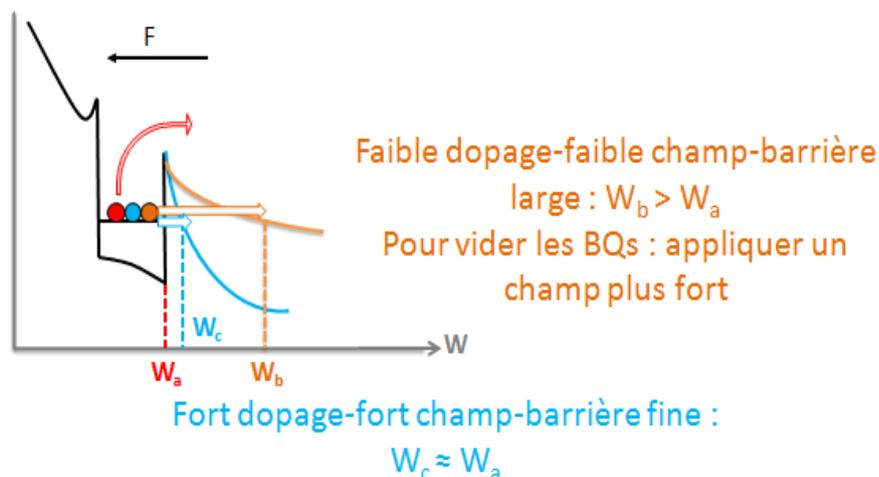


Figure 3.15 : influence du dopage de la matrice sur la structure de bande

Donc l'analyse réalisée ci-dessus permet d'affirmer que le premier pic détecté est lié à l'accumulation des porteurs dans le plan de BQs et que le deuxième est l'indication de l'émission tunnel qui se manifeste à basse température et avec un fort champ électrique.

7. Effet de dopage des boîtes quantiques

On a consacré la partie précédente pour analyser l'effet de dopage de la couche d'encapsulation et de la couche tampon sur les propriétés électriques des boîtes quantiques. Dans cette partie on va poursuivre la même démarche en comparant deux échantillons ayant la même structure, même dopage de la matrice et même forme et densité d'îlots. La seule différence entre ces deux échantillons est le dopage de boîtes : le premier est le C810 qui a des BQs dopés à quelques 10^{16}cm^{-3} et le deuxième est le C814 ayant des BQs non intentionnellement dopées. Ces échantillons sont schématisés par la figure 3.16 suivante :

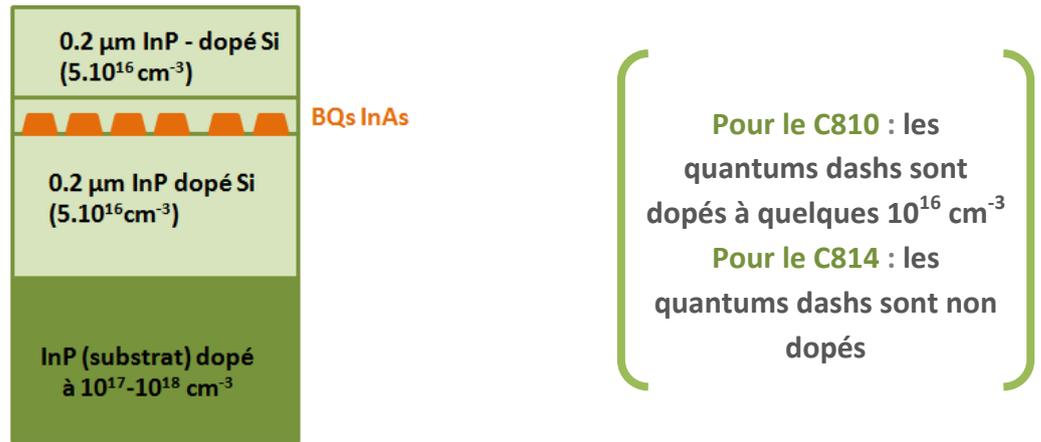


Fig 3.16: structure générale des échantillons C810 et C814.

A partir d'une étude capacitive des deux structures C810 et C814, on a extrait la densité apparente des porteurs en fonction de la zone de charges d'espace pour une température $T=30\text{K}$ et on a superposé les deux caractéristiques sur le graphe suivant :

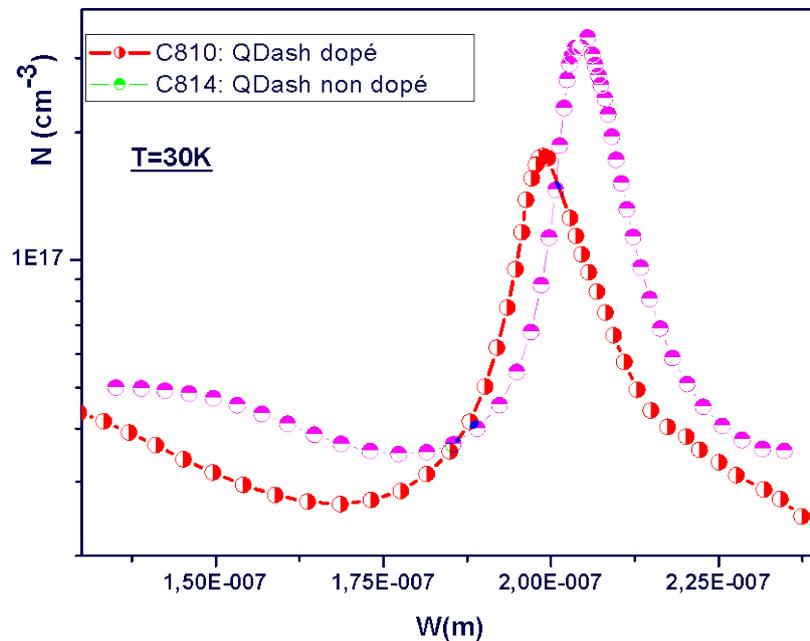


Figure 3.17 : Profils de concentration des échantillons C810 (rouge) et C814 (vert) à la température $T=30\text{K}$

On remarque la présence de deux pics d'accumulation reliées à la charge / décharge des BQs. Le C810 présente un pic décalé vers les faibles profondeurs de déplétion par rapport au pic du C814.

Sachant que l'alignement de bandes entre InAs et InP doit respecter l'affinité électronique de chaque matériau, correspondant aux discontinuités de bande de conduction (ΔE_C) et de bande de valence (ΔE_V), l'équilibre des niveaux de Fermi des deux côtés de l'hétérojonction impose une courbure des bandes de conduction et de valence autour du puits de potentiel créé par les BQ.

La discontinuité de bande entre la matrice InP et l'îlot quantique dépend donc nécessairement de leurs dopages. Plus on dope nos boîtes plus on aura une faible différence d'affinité électronique et donc une courbure de bande plus faible. Les niveaux énergétiques seront donc moins confinés électrostatiquement dans une boîte dopée. Pour l'échantillon C810 ayant des bâtonnets quantiques dopés, nous observons que la déplétion de ces îlots se fait à une tension plus faible que celle de l'échantillon C814. Par conséquent, le déchargement des niveaux énergétiques des boîtes dopées se fait en avance par rapport aux boîtes non dopées de l'échantillon C814, en bon accord avec la description électrostatique que nous avons prise.

Cette différence de comportement électrostatique devrait pouvoir être confirmée par l'analyse de l'émission des porteurs par les techniques de transitoire de charge (spectroscopie capacitive de type DLTS).

8. Effet de la densité et de la taille des boîtes quantiques

La densité, la taille et la dispersion en taille des boîtes quantiques sont trois paramètres importants à contrôler pour avoir des propriétés électroniques suffisamment précises utiles pour les applications des composants. Leur taille doit être inférieure à la longueur d'onde de De Broglie thermique pour assurer la séparation des niveaux d'énergie de BQs (c'est-à-dire une taille de l'ordre de 100nm pour les BQs InAs). La dispersion en taille détermine, de son côté, la largeur à mi-hauteur des pics de luminescence, ce qui détermine les performances des futurs

dispositifs. Dans cette partie nous allons nous focaliser sur l'effet de la densité de BQs sur leur réponse électrique. Ensuite nous étudierons le rôle de l'effet de taille sur les propriétés électriques.

8.1 Effet de densité des boîtes quantiques

Nous commençons par les échantillons C815 et C816 qui ont la même structure. L'échantillon C816 contient une forte densité des boîtes quantiques isotropes ($1-2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$) alors que l'échantillon C815 comporte une densité de quelques 10^8 cm^{-2} qui est beaucoup plus faible.

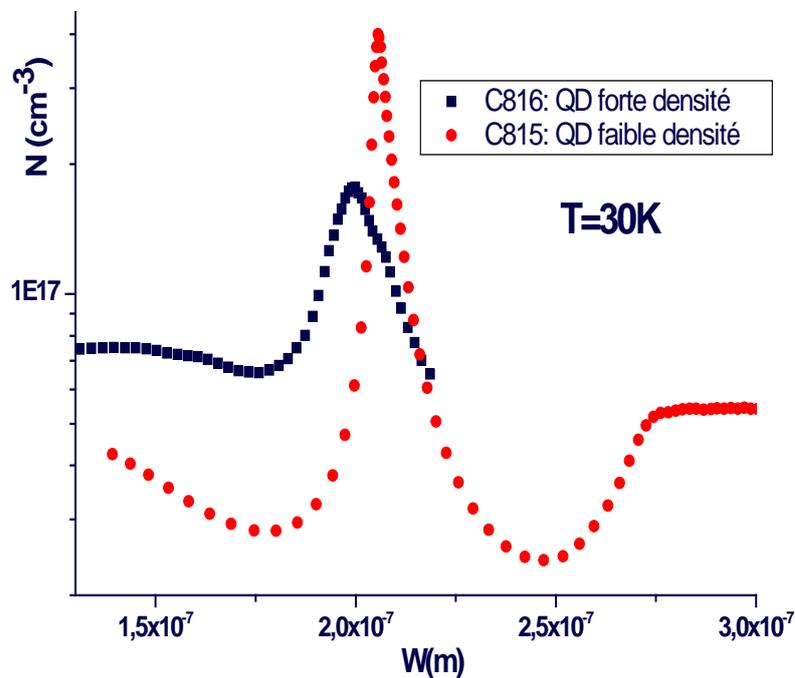


Figure.3.18 : comparaison des profils de concentration des échantillons C815 (rouge) et C816 (noir) à la température $T=30\text{K}$

Quand la taille de la boîte quantique est suffisamment faible, les interactions répulsives entre les électrons dominent et il devient de plus en plus difficile de capturer ou d'émettre des électrons dans la boîte quantique (phénomène de blocage de Coulomb). Grâce à une tension appliquée sur une grille on peut faire varier le

nombre d'électrons dans la boîte et le contrôler à l'unité près. En effet si la tension est suffisamment élevée, un électron peut surmonter le blocage de Coulomb

Nous pouvons remarquer à partir de la figure 3.18, une différence très importante sur la forme du pic du profil de concentration, bien que leurs positions soient très proches en accord avec la position attendue donnée par la croissance. Le plan de boîtes quantiques à forte densité (échantillon C816) est beaucoup plus large et moins haut que celui à faible densité (échantillon C815). Si la largeur témoigne bien de l'effet de dispersion en taille, plus importante pour les fortes densités, la différence en amplitude est plus étonnante. Il semblerait que le plan à plus faible densité confine beaucoup mieux les porteurs. La largeur du pic de concentration du plan de boîte à haute densité est à comparer avec celui obtenu sur un puits quantique d'InAs dans InP. Il semblerait que le résultat obtenu sur le plan de forte densité soit lié à la présence de la couche de mouillage qui est censée être présente dans ce cas. Il semblerait donc que l'échantillon C816 soit assez proche d'un plan d'InAs de type puits à fluctuation de monocouche.

8.2 Effet de taille

Dans cette partie nous allons comparer la réponse électrique des îlots ayant des formes différentes (QDs (C815) et QDashes (C814)). A partir des mesures C-V, nous avons obtenu les profils de concentration pour plusieurs températures (Figure 3.19). A partir de ces mesures, nous avons tracé la largeur à mi-hauteur de chaque pic pour les deux échantillons (Figure 3.20) et la variation de la longueur de Debye en fonction de la température T (Figure 3.21). La figure 3.20 montre une divergence des caractéristiques des deux échantillons à basse température et une convergence à haute température.

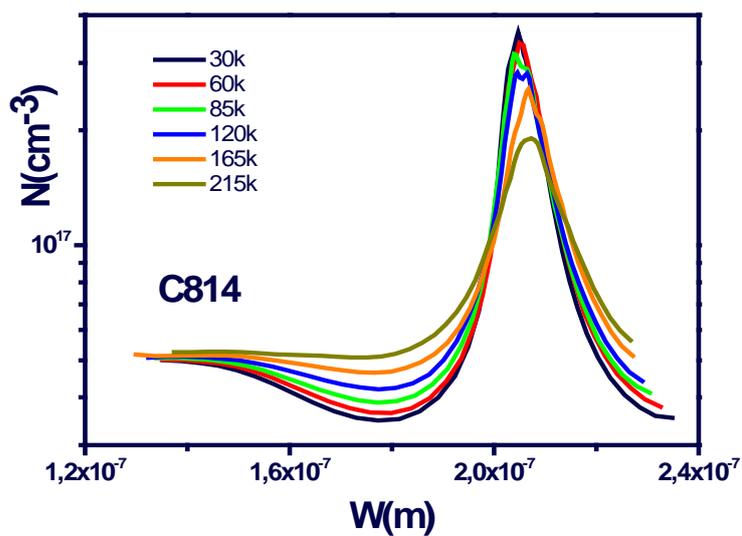
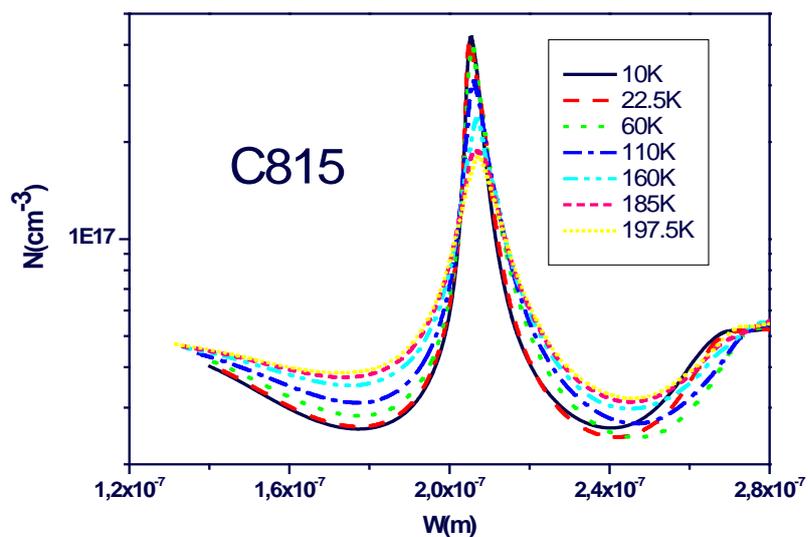


Figure 3.19 : profil de concentration d'un échantillon à boîtes quantiques, le C815, et de l'échantillon à quantum dashes, C814.

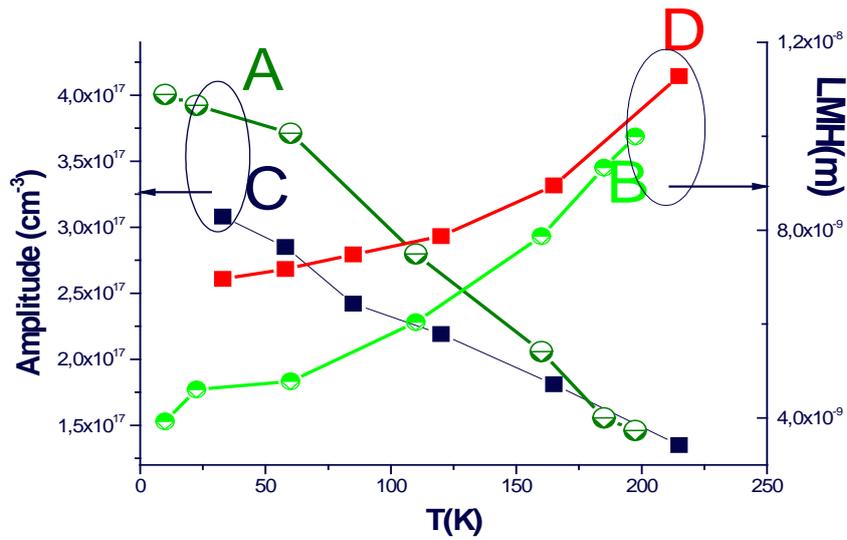


Figure 3.20 : Variation de l'amplitude et de la largeur à mi-hauteur du profil de concentration de l'échantillon à BQs C815 (courbes A et B) et l'échantillon à QDashes C814 (courbes C et D).

A basse température, l'échantillon C815, à boîtes quantiques, présente une forte densité de porteurs dans le plan de BQs (courbe A) et une largeur à mi-hauteur faible (courbe B). Alors que l'échantillon C814 a un comportement inverse (courbes C et D).

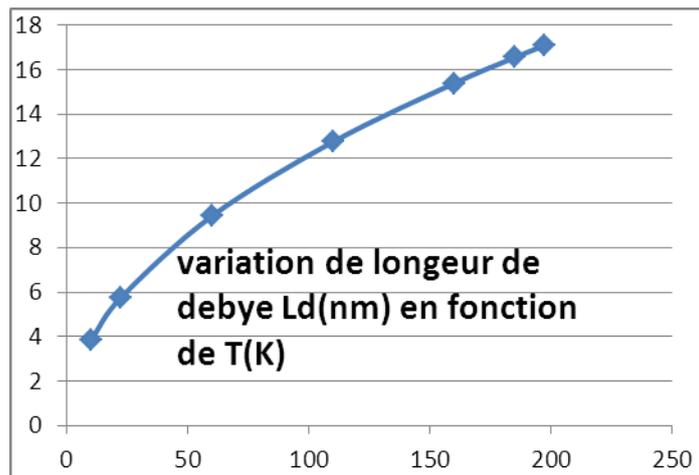


Figure 3.21 : La variation de longueur de Debye en fonction de la température

Ceci vient du fait que :

- A basse température, les porteurs sont mieux confinés dans les boîtes quantiques isotropes de l'échantillon C815.
- A haute température, la longueur de Debye (ou longueur d'écrantage) augmente (figure III-16). L'écrantage de la réponse des boîtes quantiques par les électrons (3D) d'InP croit. Le comportement des boîtes et des dashes est semblable à haute température et indépendant des tailles des boîtes étudiées.
- le passage des basses températures vers les hautes températures est plus rapide dans l'échantillon C815 à boîtes quantiques. Nous pouvons conclure que plus nous confinons plus la sensibilité à la température augmente.

9. Analyse dC/dV (type conductance) sur un exemple de boîtes d'InAs/InP (C815)

Dans des études récentes, il a été démontré que la dépendance entre la capacité et la tension peut être utilisée pour détecter les états électroniques (ou « atomique ») des BQs [Engström'07].

Nous allons montrer dans cette partie une méthode qui se base essentiellement sur les mesures C-V à différentes températures et qui permet la détection des niveaux confinés des boîtes quantiques. Nous avons pris comme exemple l'échantillon C815 à boîtes quantiques isotropes.

A partir des mesures C-V à plusieurs températures, nous avons tracé la dérivée de la capacité par rapport à la tension appliquée (figure 3.23). Le pic de la caractéristique (dC/dV) peut être considéré comme une signature de résonance des émission/capture des porteurs entre les boîtes quantiques InAs et la matrice InP dans laquelle ils sont intégrés. Quand la polarisation inverse change, les états des BQs sont alternativement remplis ou vidés par l'application du signal alternatif V_{ac} . Lorsque le taux d'émission

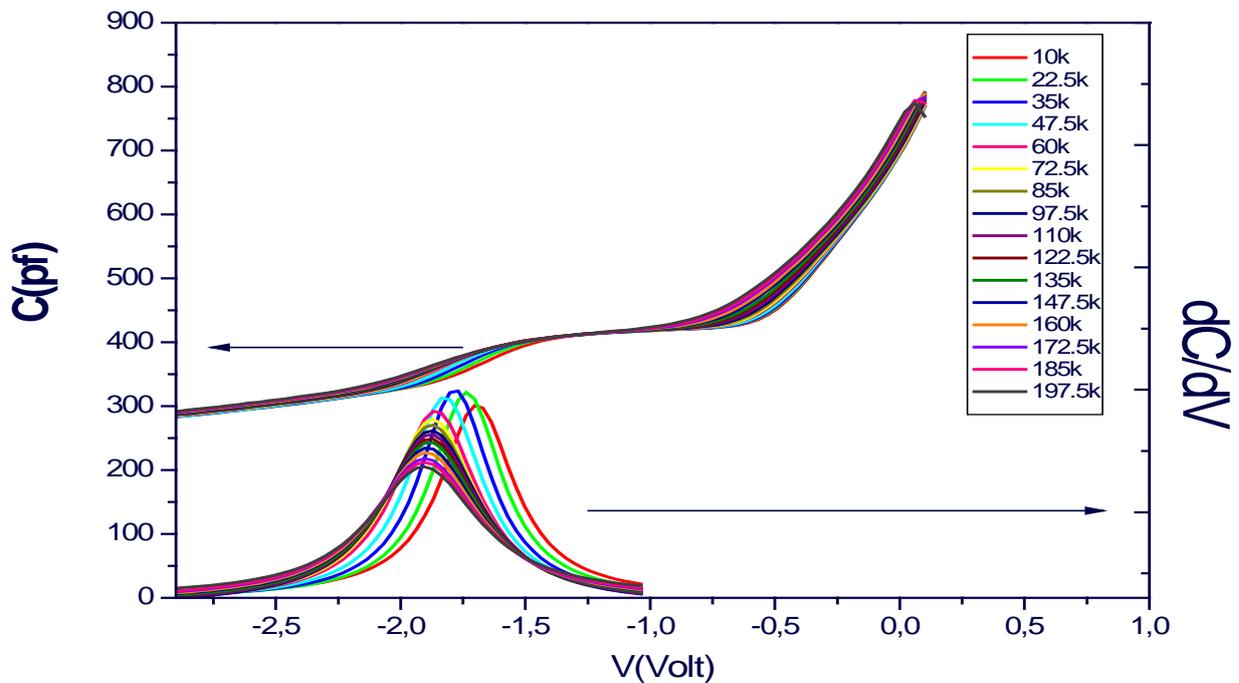


Figure 3.22 : Caractéristique (C-V) et (dC/dV) de l'échantillon C815 à différentes températures

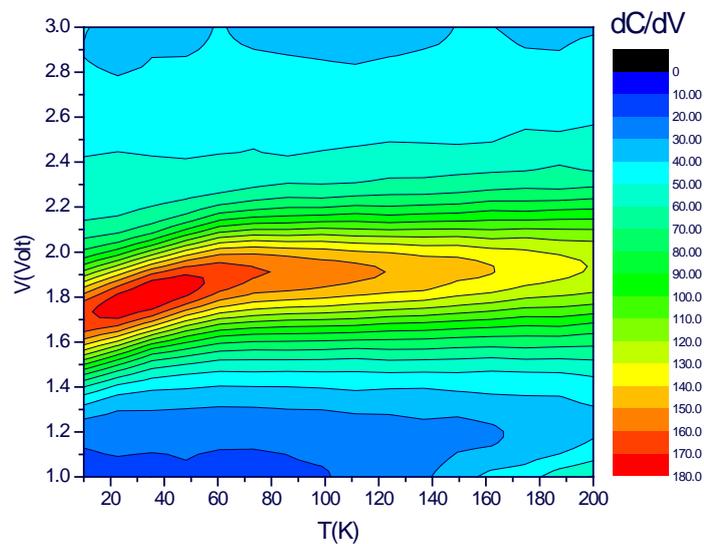


Figure 3.23 : Représentation plane (type contour) de $(dC/dV)= f(V,T)$ de l'échantillon C815 à différentes températures

ou de capture des porteurs coïncide avec la fréquence de signal alternatif, une condition de résonance se produit, conduisant à un maximum de conductance. Une

présentation plane (contour) de (dC/dV) en fonction de la tension et de la température montre la forte localisation des porteurs à basse température et le phénomène de résonance qui se produit à une tension égale à $-1.8V$. Cette tension correspond bien à la position du plan de boîtes quantiques.

Cette étude capacitive permet de localiser l'intervalle de température et de tension correspondant à la réponse des BQs. Dans le chapitre suivant, partant des données fournis à l'aide de cette étude, nous allons utiliser la spectroscopie transitoire des défauts profonds pour détecter les différents niveaux énergétiques des BQs, ainsi que ces paramètres.

10. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit, en premier lieu, les étapes technologiques permettant l'obtention des diodes Schottky exploitables. En deuxième lieu, nous avons analysé les caractéristiques C-V et N-W des échantillons à BQs InAs/GaAs et InAs/InP afin de déterminer les types d'émission qui dominant dans nos structures. En troisième lieu, nous avons étudié l'influence de la taille des BQs et de leur densité ainsi que l'influence du dopage de la barrière InP sur la réponse électrique des BQs. Enfin, une étude de la dérivée de capacité à différentes températures et à différentes polarisations est réalisée. Cette étude a permis la détection d'une résonance dans un niveau énergétique de BQ et la location de ce niveau en température et en tension. Ces différentes analyses réalisées dans ce chapitre seront utiles pour le chapitre IV qui est focalisé à la détermination des différents niveaux énergétiques dans nos BQs par la technique DLTS.

Chapitre 4 : Etudes des boîtes quantiques InAs/InP par spectroscopies capacitives

1. Introduction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, le confinement spatial important des électrons et des trous dans les nanostructures de types boîtes quantiques ou bâtonnets quantiques (BQs et QDashs) ont pour conséquence des propriétés uniques au niveau optique et électrique. Ces dernières sont plus intéressantes de point de vue de la physique fondamentale que des applications à de nouveaux dispositifs. Ainsi des lasers à semiconducteurs et des amplificateurs optiques utilisant des BQs en zone active ont été réalisés et sont entrés dans l'étape de commercialisation [Bimberg'05]. Comme les BQs peuvent être considérées comme des pièges géants de type donneurs ou accepteurs susceptible de piéger plusieurs porteurs, il est important d'étudier les échanges de ces porteurs tant de point de vue émission que capture entre les niveaux quantifiés des BQs et les bandes de conduction (ou de valence) de la matrice de la barrière. Ces propriétés électroniques sont cruciales pour une compréhension correcte du fonctionnement des dispositifs à BQs.

Relativement beaucoup d'études par DLTS ont été reportées dans la littérature pour les BQs InAs/GaAs qui se sont plus développées au niveau croissance et applications [Engström'08], [Song'11].

Les études réalisées en utilisant InP comme substrat, c'est-à-dire sur les systèmes InAs/InP et InAs/InAlAs sont plus rares et assez dispersés [Kim'04], [Kim'05], [Ajjel'10].

Dans ce quatrième chapitre, nous présentons l'étude par la technique DLTS d'échantillons de type barrière Schottky à plan de BQs InAs/InP différents par leur forme, leur concentration et leur dopage. Le but est d'analyser les différents niveaux d'énergie existant dans ces boîtes ainsi que l'influence du champ électrique sur le processus d'émission. Une couche épitaxiale d'InP simple sera également étudiée

comme référence dans le but d'identifier les défauts profonds spécifiques à InP dans les conditions de croissance EJM choisies.

2. Caractérisation capacitive d'un échantillon ayant une matrice non intentionnellement dopée

Dans le but de caractériser avec finesse et précision les niveaux énergétiques dans les boîtes quantiques InAs/InP, la technique FT-DLTS est utilisée. Le principe de base de cette technique (voir chapitre II) réside dans le fait que les porteurs piégés par des niveaux profonds d'impuretés actives sont libérés moyennant un certain apport d'énergie thermique. La présence de porteurs piégés peut être détectée en étudiant la variation de capacité d'une jonction polarisée en inverse en fonction de la température. Il est ensuite possible de lier la température de réémission des porteurs à l'énergie du niveau détecté dans le gap du semi-conducteur.

2.1 Etude de l'échantillon Ep859 et extraction de la signature des pièges

Les mesures présentées par la suite qui vient ont été réalisées sur l'échantillon Ep859 à boîtes quantiques InAs/InP, qui présente un dopage non intentionnel de la couche matrice (voir figure III-7) de 5.10^{15}cm^{-3} . Les diodes Schottky réalisés sur cet échantillon sont de bonnes qualités et leur caractéristique électrique en inverse permet l'application d'une tension inverse sans que le courant perturbe la mesure capacitive

On présente sur la figure (4.1) les spectres DLTS en traçant la variation relative de la capacité $\Delta C/C$ en fonction de la température, le terme $\Delta C/C$ étant proportionnel à la concentration des défauts. La tension inverse et la tension du pulse de remplissage sont fixés à -1V, 0.18V respectivement pour cette mesure. Le temps de remplissage des pièges est $t_p=0.1\text{ms}$. Cette caractérisation par DLTS de l'échantillon Ep859 met en évidence la présence d'au moins cinq pièges sur l'étendue de mesure considérée.

On remarque sur le spectre DLTS du piège principal référencé 1 qui apparaît à 40K une queue à très basses température, relativement athermique. Cette observation est généralement l'indication d'une émission tunnel à travers une fine barrière de potentiel.

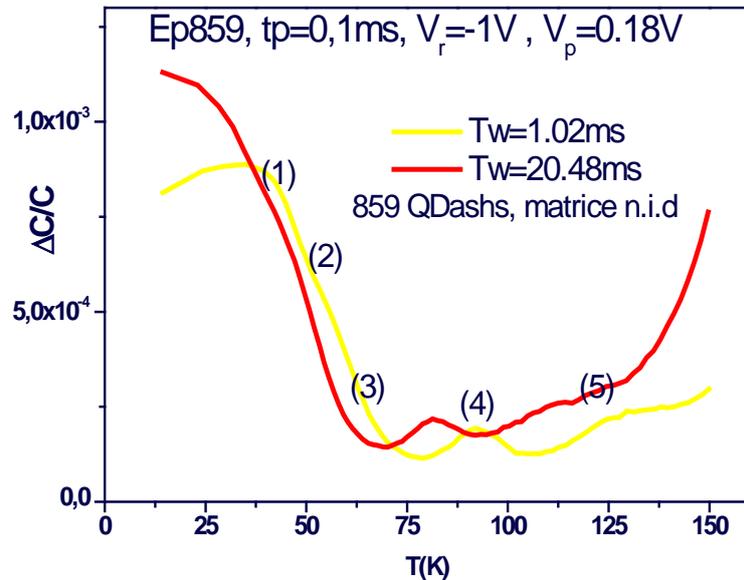


Figure 4.1 : Spectres DLTS obtenue pour l'échantillon Ep859 pour deux fenêtrage de mesure avec une durée d'impulsion de 0.1ms, une tension d'impulsion de 0.18V et une tension inverse de -1V.

L'exploitation de chacune de séries de pics est effectuée, chaque pic étant relié à un niveau de piège dont la variation de position en température en fonction de Tw permet de remonter à la signature du défaut. L'extraction des signatures des défauts, énergie ou section efficace de capture des porteurs, est obtenue par l'analyse des diagrammes d'Arrhénius correspondants (figure 4.2).

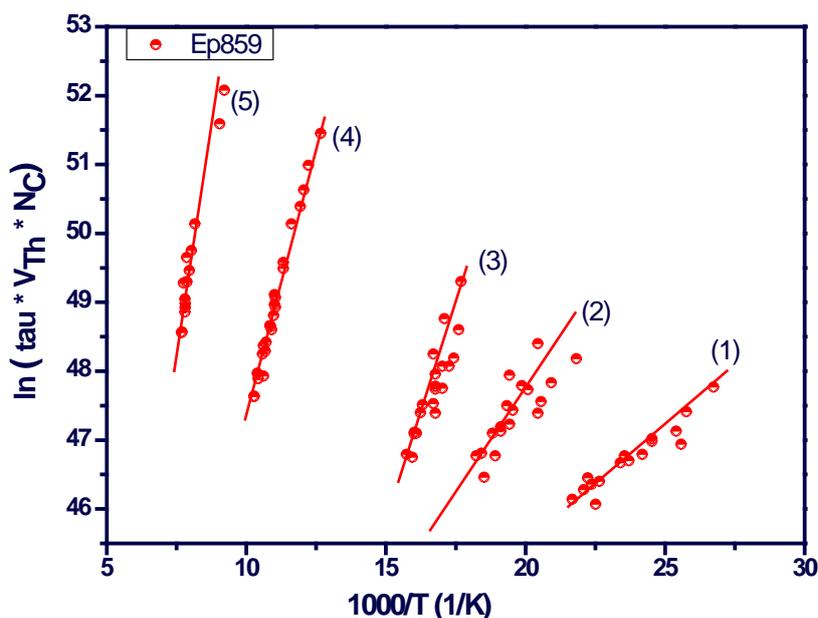


Figure 4.2 : Tracés d'Arrhenius de l'échantillon Ep859 correspondants au spectre DLTS de la figure IV.1

défaut	Energie [meV]	σ_{na} [cm ²]	N_T [cm ⁻³]
(1)	25	5.1E-18	2.8 E+13
(2)	39	1.7E-17	2 E+13
(3)	92	9.3E-14	1.2 E+13
(4)	145	6.3E-14	6.3 E+12
(5)	212	9.4E-14	8.2 E+12

Tableau 4.1 : Récapitulatif des paramètres des défauts extraits des mesures DLTS (énergies d'activation, section efficace apparente de capture)

Afin d'extraire la signature DLTS associée directement aux boîtes quantiques, on montre sur la figure 4.3 une comparaison des spectres DLTS obtenus sur l'échantillon Ep859 et un échantillon de référence C900, couche d'InP élaborée avec les mêmes conditions de croissance. La mesure est réalisée avec : $T_w = 20,48$ ms, $t_p = 0,1$ ms, $V_r = -1$ V, $V_p = 0,18$ V. En comparant les deux spectres on remarque que le pic

DLTS basse température est spécifique de l'échantillon à BQs. Ce dernier peut donc être raisonnablement attribué à une réponse électronique du plan de boîtes quantiques. Les autres défauts (4) et (5) sont présents habituellement dans les couches InP obtenues par EJM au laboratoire et se sont présents en très faibles concentrations.

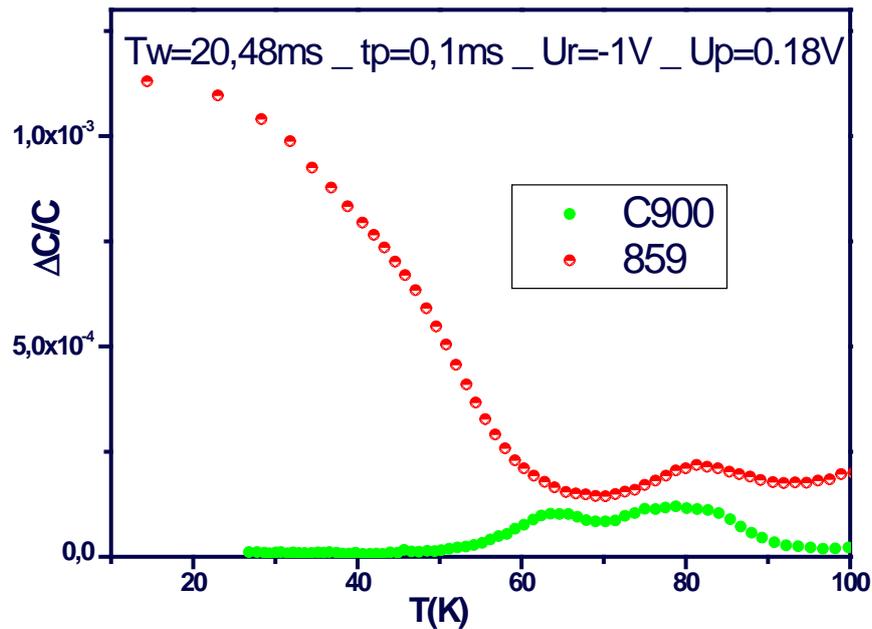


Figure 4.3 : Comparaison des spectres DLTS de l'échantillon à boîtes quantiques (Ep859) et de l'échantillon référence (C900) pour les conditions des mesures suivantes : $T_w = 20.48 \text{ ms}$, $t_p = 0.1 \text{ ms}$, $V_r = -1 \text{ V}$, $V_p = 0.18 \text{ V}$

Présentant une forte émission tunnel, le pic DLTS relié au BQs n'est pas bien défini. De ce fait, nous supposant que les pièges (1) et (2) pourraient être un seul niveau (niveau p du BQ) et que le piège (3) provient du niveau fondamental de BQ avec une énergie de 92 meV.

2.2 Effet de la hauteur d'impulsion sur l'émission des boîtes quantiques

Afin d'évaluer la zone spatiale à partir de laquelle les émissions des porteurs de boîtes quantiques se déclenchent, des analyses DLTS sur l'échantillon Ep859 ont été effectuées sur une gamme de tensions d'impulsion de remplissage V_p de -0.8V à 0V, avec une polarisation inverse fixée à -1 V, une fenêtre de mesure T_w égale à 10.24ms et un temps de remplissage t_p égal à 1ms. Les résultats de ces analyses sont présentés sur les figures 4.4 et 4.5. L'examen de ces résultats à la lumière des mesures C-V faites dans le chapitre précédent donnent des informations supplémentaires sur l'origine spatiale et le type d'émission qui peut s'établir au sein de la structure. Plus précisément, il est révélateur que le processus d'émission demeure presque identique entre les impulsions de remplissage à partir de -0.2V et au-delà (figure 4.5). Ceci donne l'impression que l'émission est indépendante de la hauteur de l'impulsion de remplissage au-dessus de -0.2 V, c'est-à-dire que l'accumulation est la même au-delà de cette valeur. Il est clair, à partir de la figure 4.5, que l'occupation croît avec les impulsions de remplissage.

Nous pouvons même remarquer une meilleure résolution du spectre à faible hauteur d'impulsion révélant plus distinctement le niveau autour de 60 K observé dans l'échantillon de référence d'InP. Le spectre du niveau supposé associé aux boîtes quantiques d'InAs est très sensible à la hauteur d'impulsion se déformant fortement à forte hauteur de V_p , c'est-à-dire dans une zone à fort champ électrique. La partie basse température du spectre semble athermique et pourrait être reliée à une émission tunnel à partir du puits de potentiel créé par la boîte quantique. Ces observations semblent bien conforter la nature non conventionnelle de cette partie du spectre attribuable à l'émission d'électron à partir des boîtes quantiques d'InAs.

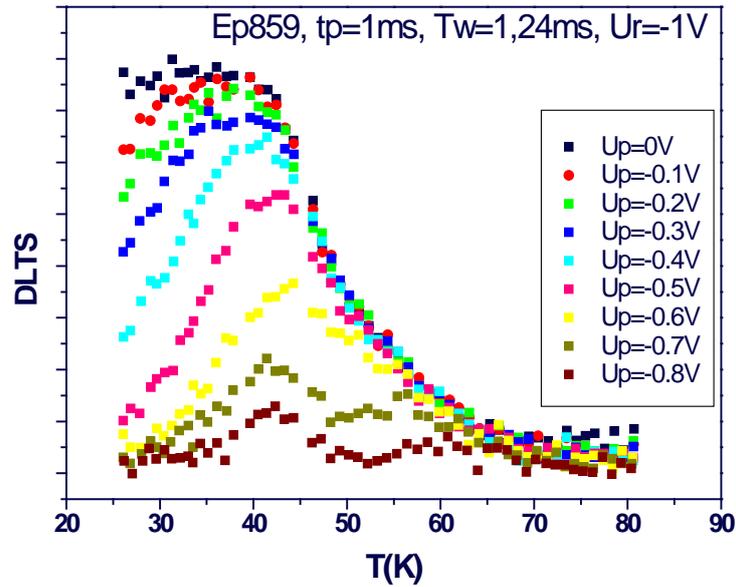


Figure 4.4 : Spectres DLTS obtenues pour l'échantillon Ep859 pour plusieurs hauteurs d'impulsion, avec une durée d'impulsion de 1ms, une fenêtre de mesure T_w égale à 1.24ms et une tension inverse de -1V.

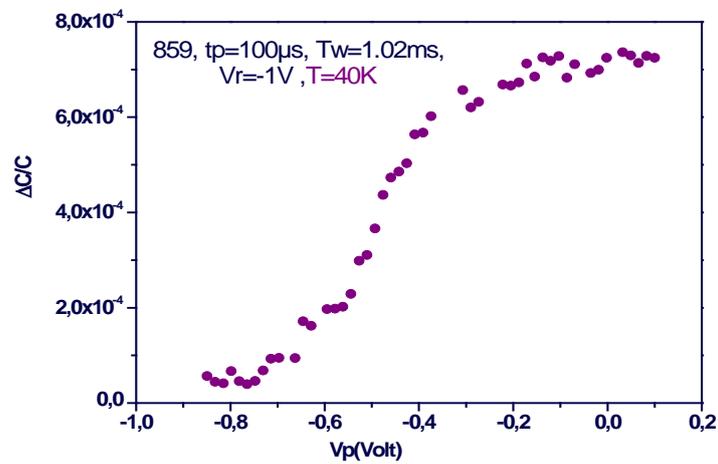


Figure 4.5 : Variation de l'amplitude de pic 1 de l'échantillon Ep859 en fonction de la hauteur d'impulsion. $V_r=-1\text{V}$, durée de pulse : $t_p=0.1\text{ms}$, $T_w=1.02\text{ms}$.

2.3 Effet de la polarisation inverse sur l'émission des boîtes quantiques

Dans cette partie, nous étudions la réponse des boîtes quantiques pour différents champs électriques. Nous allons analyser les différents processus d'émission qui peuvent exister au sein de ces îlots. Cette étude est réalisée sur l'échantillon Ep859. La mesure est faite avec une tension d'impulsion fixée à 0V, un temps de remplissage de 100 μ s et une fenêtre de mesure $T_w=1.02$ ms.

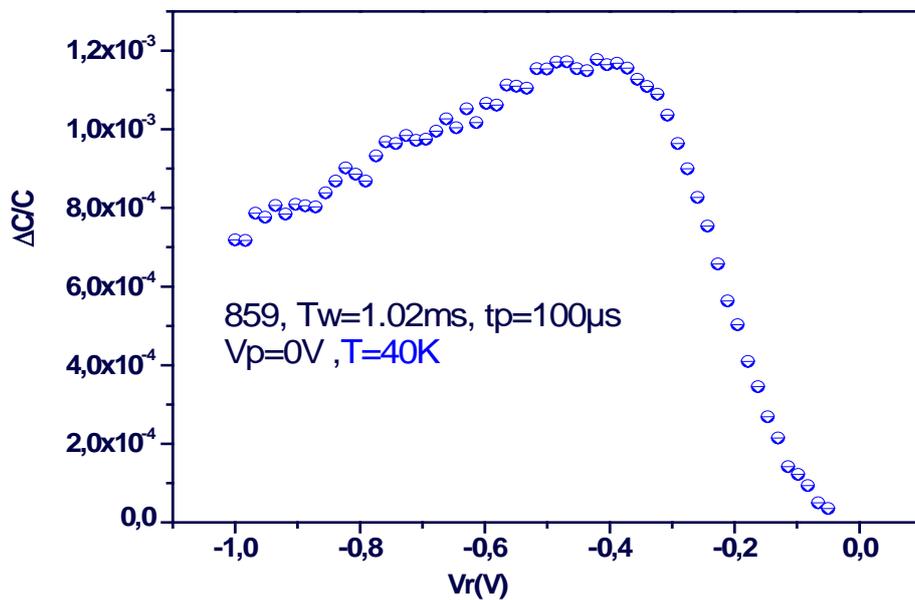


Figure 4.6 : Variation de l'amplitude de pic 1 de l'échantillon Ep859 en fonction de la polarisation inverse. $V_p=0$ V, durée de pulse : $t_p=0.1$ ms, $T_w=1.02$ ms.

En faisant une étude DLTS isotherme à la température de 40K, on remarque que le signal atteint son max à -0.4V (figure 4.6). Au-delà de cette tension l'amplitude diminue. Ceci peut être interprété par le passage d'une émission thermoionique à une émission tunnel. L'augmentation de la polarisation inverse induit une augmentation du champ électrique. L'incurvation des bandes augmente et la barrière de potentiel qui a une géométrie triangulaire devient plus fine ce qui facilite l'émission tunnel des porteurs. La densité des porteurs augmentent allant d'une polarisation inverse de 0 à

-0,4V. Ceci confirme les résultats obtenus par CV. Donc ce pic est bien attribuable à l'émission d'un niveau énergétique des BQs InAs/InP.

3 Etude d'une série d'échantillons ayant une matrice dopée

3.1 Etude de l'échantillon référence :

Pour cette étude, les mesures DLTS ont été effectuées sur l'échantillon C900. Cet échantillon est une simple couche d'InP et ne contient pas de boîtes. La gamme de température est comprise entre 10K et 120K. Au-delà de cette température, le courant de fuite est grand, ce qui induit la perturbation de la mesure. La durée d'impulsion de remplissage a été fixée à 1ms et la mesure de transitoire a été moyennée sur 204.8 ms.

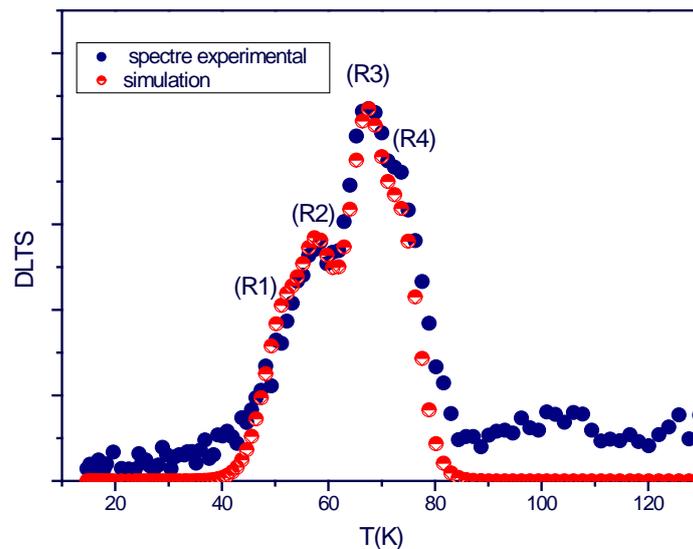


Figure 4.7 : Spectre DLTS de l'échantillon référence C900 (simple épitaxie InP). Les tensions inverses et l'impulsion de remplissage sont respectivement égale à -1V et 0V. la durée d'impulsion est de 1ms et la fenêtre de mesure est de 204.8ms. Le spectre expérimental est simulé à partir des signatures extraites reportés dans le tableau IV-2.

La mesure DLTS sur cet échantillon entre 10K et 120K, a permis de mettre en évidence 4 défauts (R1), (R2), (R3), (R4) correspondants à des défauts existants dans nos structures. Un spectre correspondant est représenté dans la figure (4.7). Ces niveaux détectés présentent des faibles énergies d'activation. Ces défauts peuvent être attribués à des lacunes de phosphore [Allen'86] ou des lacunes d'indium [Spicer'80]. Ils peuvent être aussi liés aux défauts d'interface due aux lacunes de phosphore occupées par des atomes d'oxygène après le traitement surfacique [Srivastava'80], [Newman'86].

Les signatures de l'ensemble des pics DLTS observés pour cet échantillon sont représentées sur la figure (4.8) et leurs différents paramètres sont rassemblés dans le tableau (4.2).

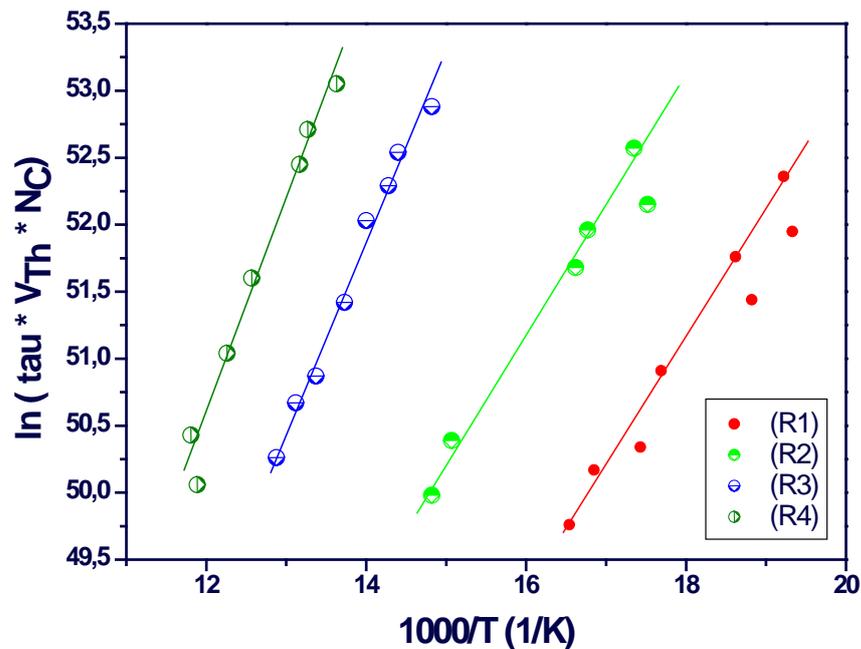


Figure 4.8 : Diagramme d'Arrhénius pour les pièges (1), (2), (3) et (4) mesurés sur C900

défaut	Energie [meV]	sigma [cm ²]	N _T [cm ⁻³]
(R1)	70	1.7 E-16	3.6 E+13
(R2)	84	3.5 E-16	6.1 E+13
(R3)	119	1.1 E-14	9.0 E+13
(R4)	139	2.8 E-14	7.1 E+13

Tableau 4.2 : Energies d'activation, section efficaces de capture et concentrations des quatre pièges dans l'échantillon référence C900 et à basses températures

3.2 Etude DLTS des échantillons à boîtes quantiques

3.2.1 *Etude DLTS en fonction de la durée d'impulsion*

3.2.1.1 **Résultats**

Une caractérisation par DLTS de l'échantillon C814 met en évidence la présence de plusieurs défauts (de 1 à 8). Une bonne résolution des pics est obtenue pour une fenêtre de mesure égale à 204.8ms. Les valeurs de la tension inverse et de d'impulsion sont fixés à -2.2V et 0V respectivement. Avec cette polarisation on a pu sonder la zone de charge d'espace qui recouvre la couche barrière d'InP et le plan de bâtonnets quantiques d'InAs. La durée d'impulsion de remplissage a été fixée à 1ms cette durée d'impulsion assure un maintien de la condition $N_T \ll N_D$ d'où un transitoire de capacité de forme exponentielle [Crowell'81]. On s'est limité à des températures inférieures à 240 K vue la présence d'un courant de fuite relativement important au-delà de cette température. La rampe en température a été suffisamment lente pour garantir l'homogénéité de la température de l'échantillon avant chaque mesure de transitoire.

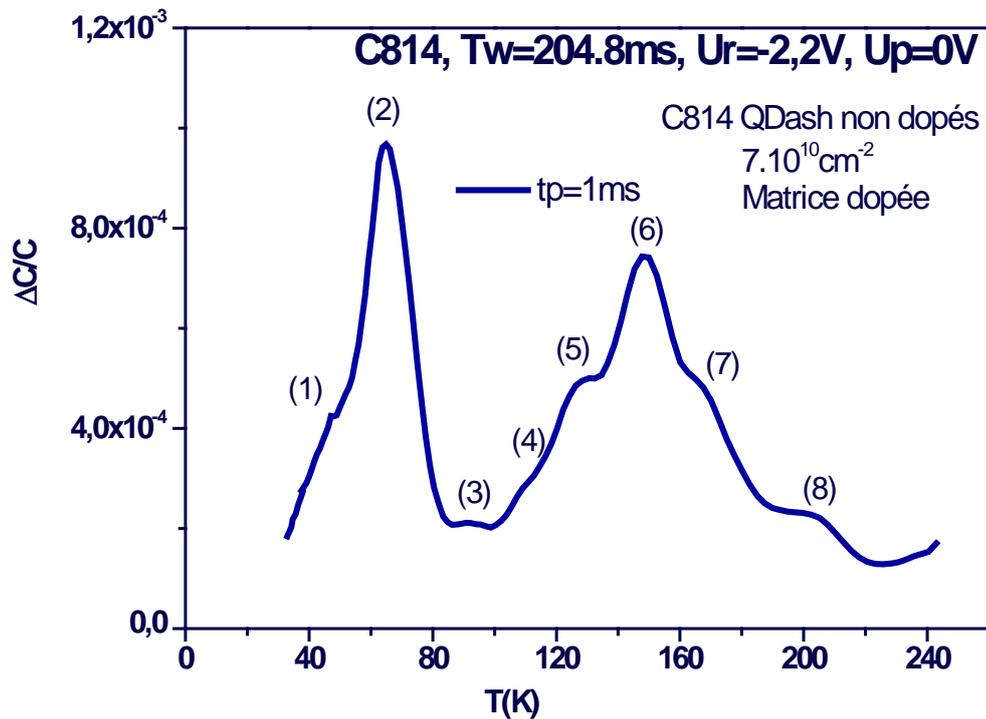


Figure 4.9 : Spectre DLTS obtenus pour l'échantillon C814 pour une fenêtre de mesure de 204.8ms, une durée d'impulsion de 1ms et une tension d'impulsion de 0V et une tension inverse de -2.2V.

Un spectre DLTS correspondant est représenté dans la figure 4.9. Les signatures typiques de l'ensemble des pics DLTS observés sont représentées sur la figure 4.10. Les paramètres des pièges sont rassemblés dans le tableau 4.3.

L'échantillon C814 est une diode Schottky contenant un plan de bâtonnets quantiques (Quantum Dashes). Les défauts détectés sur cet échantillon peuvent avoir deux origines : soit des défauts (ponctuels ou étendus) de la couche barrière d'InP ou des défauts liés aux niveaux énergétiques des BQs.

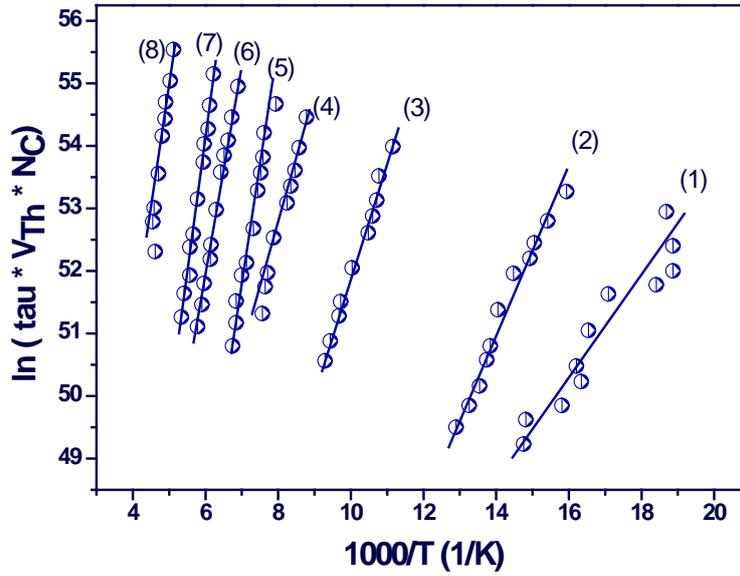


Figure 4.10 : Tracés d'Arrhenius des défauts détectés dans l'échantillon C814 correspondants aux défauts de la figure IV.9

défaut	Energie [meV]	σ_a [cm ²]	N_T [cm ⁻³]
(1)	64	2.2 E-17	2.6 E+14
(2)	113	7.0 E-15	4.6 E+14
(3)	157	2.2 E-15	8.8 E+13
(4)	205	2.7 E-15	1.5 E+14
(5)	280	2.3 E-13	2.1 E+14
(6)	308	6.1 E-14	3.2 E+14
(7)	377	8.1 E-13	2.4 E+14
(8)	393	1.0 E-14	9.9 E+13

Tableau 4.3 : Energies d'activation, section efficaces de capture et concentrations des pièges existants dans l'échantillon C814.

Une étude systématique en fonction de la durée d'impulsion a été faite pour permettre la séparation entre défauts ponctuels et défauts étendus. Ceci peut être réalisé en étudiant l'évolution de l'amplitude du pic DLTS avec la durée de l'impulsion de remplissage (t_p) [Pons'84] [Stievenard'84]. Sachant que la saturation de défaut ponctuel est beaucoup plus rapide que celle d'un défaut étendu, une telle étude permet la distinction de la nature des pièges existants dans cette structure.

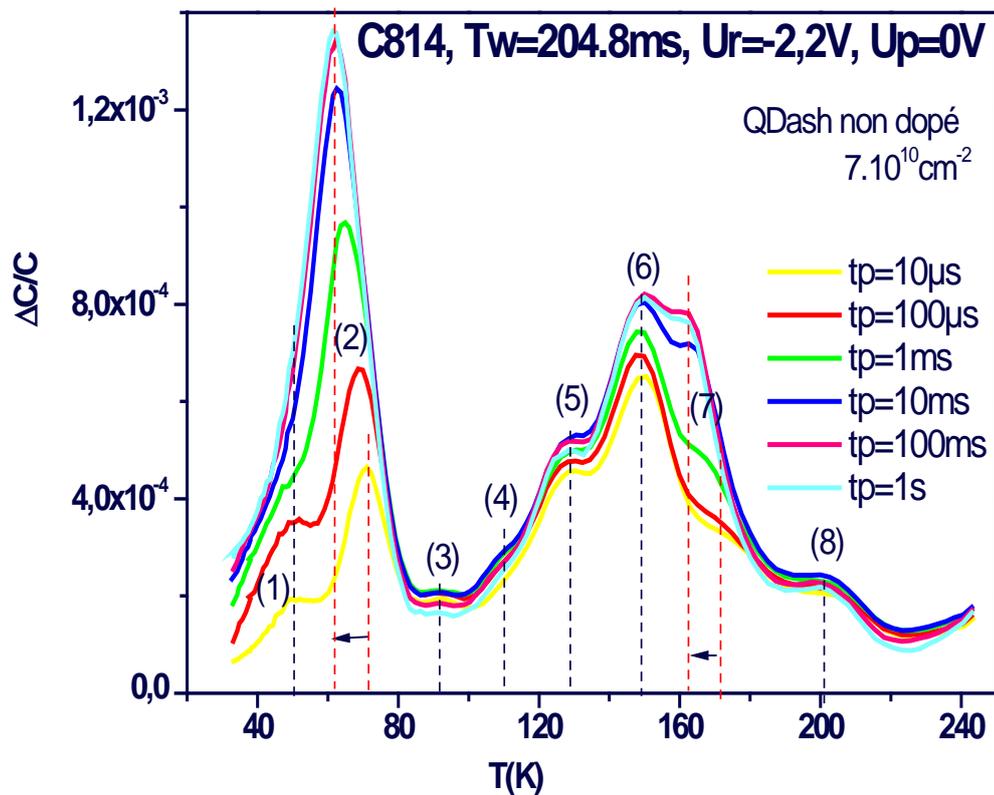


Figure 4.11 : Spectres DLTS obtenus pour l'échantillon C814 avec une fenêtre de mesure de 204.8ms, une tension d'impulsion égale à 0V et une tension inverse de -2.2V, en variant la durée d'impulsion de remplissage de 10 μ s à 1s.

La variation de la durée d'impulsion de 10 μ s à 1s n'a aucun effet important sur les défauts 3, 4, 5 et 8 dont l'amplitude sature relativement rapidement. Alors que pour

les pièges 1, 2, 6 et 7 nous observons des changements sur l'amplitude et/ou sur la position pour cette gamme de durée d'impulsion. (Figure 4.11)

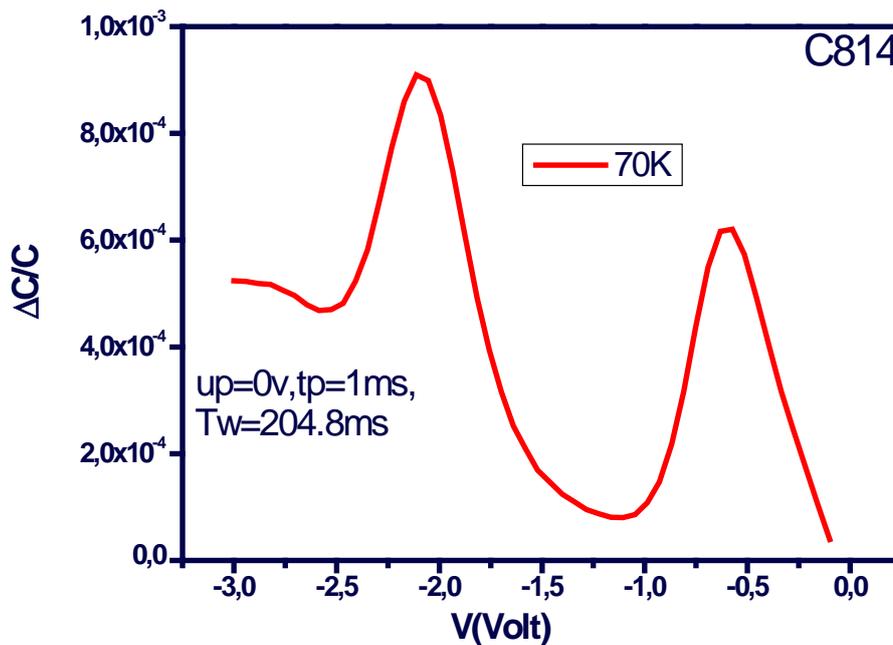
3.2.1.2 Discussion

En faisant varier la durée d'impulsion de $10\mu\text{s}$ à 1s , nous observons une variation de l'amplitude du pic DLTS pour une fenêtre d'émission identique. Une saturation rapide est obtenue pour les défauts 3, 4, 5 et 8. Ce comportement est typique des défauts ponctuels. Donc à priori ces niveaux seraient des défauts ponctuels de la matrice InP. Ces défauts sont inhérents à la croissance EJM et au dopage silicium utilisés pour les fabriquer. Alors que pour les défauts 1, 2, 6 et 8, on constate que pour des temps de remplissage très courts, ils ne se chargent pas complètement. Comme la saturation de ces défauts est relativement large, cela peut être attribué à un comportement de défaut étendu ou à un remplissage de niveaux de boîtes quantiques. L'analyse du processus de capture au sein de ces niveaux consiste à exploiter la variation de l'amplitude du signal de DLTS en fonction de la durée de remplissage t_p . Pour des polarisations V_r et V_p fixes, l'augmentation de la durée de l'impulsion électrique permet au BQs de piéger plus d'électrons. On remarque que le maximum du pic DLTS du pic (2) se décale vers les basses températures, avec une amplitude plus élevée et un élargissement coté basses températures. Ce comportement particulier du pic DLTS indique une forte localisation spatiale de défaut, et nous amène à penser que ce pic est du aux boîtes quantiques [Kim'09]. Ayant une forte dispersion de taille de boîtes quantiques, les niveaux intrinsèques de BQ se présentent sous forme d'une bande d'énergie. Une bande d'énergie est une série de niveaux énergétiques discrets. L'application d'une impulsion électrique de faible durée induit un remplissage des niveaux les plus profonds et le pic DLTS sera proche d'un pic d'un niveau discret. L'augmentation de cette durée n'influe pas sur la réponse des niveaux profonds, mais la réponse des autres niveaux les moins profonds se rajoute au signal DLTS. Ces niveaux ont des énergies d'activation plus faible, donc des émissions plus rapides. Ce raisonnement élémentaire explique bien l'utilité d'une température plus faible pour assurer le dépiégeage des porteurs. Pour le défaut (7), il présente le même comportement que le défaut (2). Il peut être relié à

l'émission des boîtes quantiques. Les défauts (1) et (6) se saturent plus lentement et pour des durées d'impulsion relativement longues. Ce type d'évolution est attribué à un comportement de défauts étendus. Le défaut (6) n'est pas facilement décomposable pour les extraire du spectre total, et si on veut faire une comparaison entre les échantillons à BQs et l'échantillon référence on est limité à basse température (au-delà la mesure sur la référence n'était pas possible). Dans l'étude qui suit nous nous concentrons juste sur le défaut 2.

3.3 Etude DLTS en fonction de la polarisation inverse

Dans la partie précédente nous avons supposé que le défaut 2 est probablement lié à un niveau de BQ. Pour valider cette hypothèse nous avons fait des mesures isothermes autour de la température d'émission de ce défaut ($T=70K$).



Fig

ure 4.12 : Variation de l'amplitude du pic 2 de l'échantillon C814 en fonction de la polarisation inverse. $V_p=0V$, durée de pulse : $t_p=1ms$, $T_w=204.8ms$.

On applique à l'échantillon C814 des impulsions ayant une tension d'impulsion électrique V_p fixée à 0V et on fait varier la tension de polarisation V_r pour pouvoir

se déplacer dans la zone de déplétion. La durée du pulse est fixée à 1 ms et la fenêtre de mesure est égale à 204.8ms.

Deux pics apparaissent à cette température. Le maximum d'intensité du 2^{ème} pic DLTS correspond à une polarisation de -2V. A l'aide des courbes CV on peut constater qu'à cette tension le plan de BQs est dans la zone de déplétion. Alors que le 1^{er} pic apparaît à partir d'une polarisation de 0V et atteint son maximum à -0.6V.

Plusieurs hypothèses pour interpréter ce résultat sont possibles:

i) - Ces deux pics peuvent être liés aux niveaux s et p de BQs. L'augmentation de la polarisation inverse V_r assure le dépiégeage du premier niveau p. Si la tension continue à croître, la barrière tunnel devient très fine et l'émission tunnel de ces porteurs sera très rapide. Si nous augmentons encore le champ traversant les BQs, le niveau p se vide complètement et l'émission des porteurs du niveau s peut se déclencher. Cette émission passe d'un régime thermoionique à un régime tunnel au-delà de $V_r = -2.5V$.

ii) - On peut aussi supposer qu'il s'agit de la coexistence des pièges de la matrice InP et des niveaux intrinsèques des BQs InAs, mais cette hypothèse reste plus aléatoire.

Pour confirmer l'une de ces hypothèses une étude d'un échantillon de référence non fuyant à haute tension serait nécessaire.

3.4 Etude DLTS en fonction de la hauteur du pulse

La figure (4.13) représente le spectre DLTS de l'échantillon C814. On a appliqué une polarisation inverse $V_r = -2,2V$ et une impulsion de remplissage qui varie de -2 à 0V par pas de 0,4V. Le temps de remplissage est de l'ordre de 1ms. la fenêtre de mesure est égale à $T_w = 204.8ms$. Cette étude montre que l'augmentation de la hauteur du pulse induit une augmentation de l'amplitude de pic DLTS correspondant au niveau 2 avec un léger décalage du maximum du pic vers les basses températures.

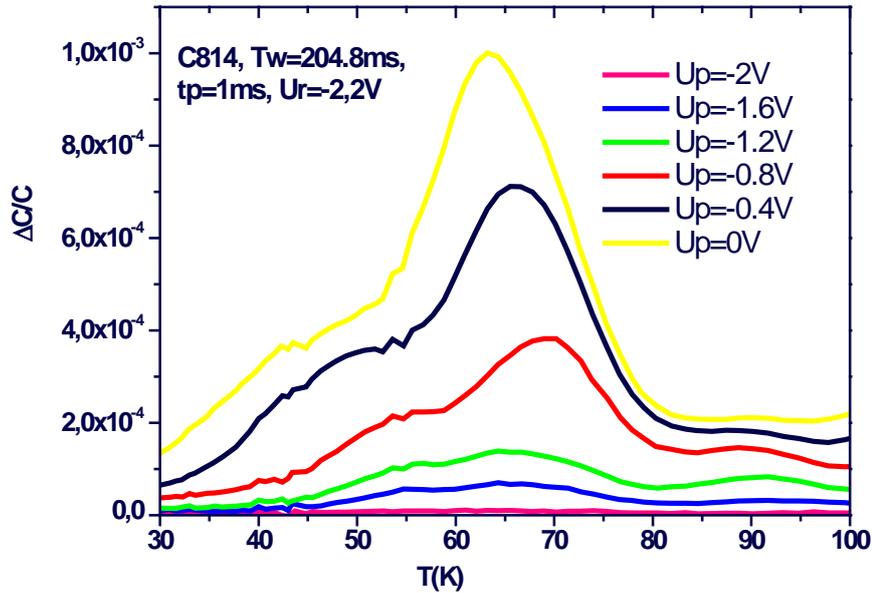


Figure 4.13 : Spectres DLTS obtenue pour l'échantillon 814 avec une fenêtre de mesure de 204.8ms, une tension de pulse variable, une tension inverse de -2.2V et une durée du pulse de remplissage de 1ms.

Si on garde l'hypothèse que ce niveau est lié au BQs, une explication possible de ce décalage vers les basses températures pourrait être reliée à l'augmentation de remplissage en électrons des boîtes quantiques, remplissage qui est directement observé sur l'amplitude du pic DLTS. En effet, l'augmentation du remplissage des BQs va déformer la forme du potentiel. A faible remplissage, le potentiel est relativement rectangulaire et à fort remplissage, à cause des effets de répulsion coulombienne, il devient de forme triangulaire sur chaque coté du puits. Ces niveaux confinés ont alors tendance à monter en énergie dans le puits triangulaire et donc à diminuer leur barrière électronique vue du haut du puits. L'énergie d'activation étant réduite l'émission des porteurs augmente se traduisant par un décalage du pic DLTS vers les basses températures.

4 Conclusion

La compréhension des propriétés électriques et optiques intrinsèques des boîtes quantiques InAs/InP est un élément clé pour la conception des dispositifs. Dans ce chapitre, nous avons déterminé par mesures de DLTS le comportement électrique des BQs InAs insérées dans une matrice InP. L'étude a été réalisée sur un composant simple, une barrière de Schottky, mais qui présente quelques difficultés de réalisation sur le plan technologique afin d'obtenir des diodes non fuyantes et non claquantes. La technique de DLTS capacitive est un outil de caractérisation des défauts profonds très performant pour l'analyse des boîtes quantiques. Les résultats de mesure de spectroscopie de centre profonds par DLTS obtenus sur les échantillons à boîtes quantiques nous ont permis d'une part, d'analyser les défauts ponctuels liés à l'épitaxie de la barrière InP qui restent en très faible concentration, et d'autre part d'assigner deux niveaux à électrons à la présence des boîtes quantiques d'InAs/InP. Ce résultat premier pour le système InAs/InP nous oriente vers la présence d'un état p situé autour de $E_c(\text{InP}) - 0.09$ eV dans le puit 0D de la boîte et d'un état s situé autour de $E_c(\text{InP}) - 0.04$ eV, c'est-à-dire plus profond dans ce puits. Ces résultats sont très semblables qualitativement à ceux trouvés dans les boîtes InAs/GaAs. Nous avons donc présenté, pour la première fois, des résultats de mesures DLTS sur des boîtes quantiques en InAs/InP mettant en évidence les niveaux à électron associés aux états s et p de ces boîtes. Nous avons aussi montré l'influence du dopage de la structure sur l'échappement tunnel des porteurs à travers la barrière InP. Nous n'avons pas pu montrer une influence de la forme ou de la densité des boîtes quantiques sur la valeur de ces niveaux d'énergie, sûrement à cause d'un nombre de paramètres d'influence trop fluctuant.

CONCLUSION GENERALE

L'introduction générale a permis de bien situer ce travail de thèse et de bien montrer l'objectif principal et original de cette étude qui a consisté à explorer l'activité électrique de boîtes quantiques d'InAs/InP élaborées par épitaxie par jet moléculaire par des mesures capacitives quasi- statiques et spectroscopiques. Aucune études avant le début de ce travail de thèse, n'avaient été réalisées sur ce système important pour les applications optoélectroniques à 1,55 μm à la différence du système InAs/GaAs dont les études ont été très abondantes. Le système InAs/InP se distingue de InAs/GaAs par une morphologie plus plate et moins isotrope concernant la forme des boîtes quantiques et une technologie des barrières de Schottky plus difficile à maîtriser pour le dopage de type n.

Nous avons introduit dans le premier chapitre, les notions et concepts théoriques de base importants reliés à la physique régissant le comportement des porteurs (électrons et trous) dans les structures quantiques, nécessaires à la compréhension des résultats. Puis, dans le deuxième chapitre, nous avons décrit le principe des techniques expérimentales et les montages et méthodes expérimentaux utilisés dans cette étude. L'ensemble de nos résultats ont été répartis sur les chapitre trois et quatre.

Dans le troisième chapitre nous avons pu étudier le comportement du chargement électrique d'un plan de boîte quantique pendant la mesure capacité-tension d'une barrière de Schottky sur InP. Un échantillon de boîtes quantiques InAs/GaAs nous à servi de cas d'école et de référence. Nous avons pu aboutir à une analyse qualitative et quantitative des profils de concentration (N-W) extraits à partir des mesures de capacité- tension et celles-ci étant réalisées pour différentes températures. Cette analyse a permis de mettre en évidence le comportement électrique spécifique des boîtes quantiques InAs/InP qui se caractérise par un plateau de capacité constante corrélé au remplissage ou au vidage des porteurs libres pour une position fixe de la ZCE correspondant au plan métallurgique des boîtes

quantiques. La longueur de ce plateau, en volt, dépend de la température de mesure et est corrélable à la position (en volt) de l'état électronique s et p du puits 0D de la boîte quantique. Ce chapitre a permis la comparaison des réponses électriques des boîtes quantiques ayant des tailles et des formes différentes.

Dans le quatrième chapitre, les résultats de mesure de spectroscopie de centre profonds (DLTS) obtenus sur les échantillons à boîtes quantiques nous ont permis d'une part d'analyser les défauts ponctuels de la barrière InP qui sont en très faible concentration, et d'autre part d'assigner deux niveaux à électrons à la présence des boîtes quantiques d'InAs/InP. Ce résultat premier pour le système InAs/InP nous conforte sur la présence d'un état p situé autour de $E_c(\text{InP}) - 0.09$ eV dans le puit 0D de la boîte et d'un état s situé autour de $E_c(\text{InP}) - 0.04$ eV, c'est-à-dire plus profond dans le puit. Ces résultats sont très semblables qualitativement à ceux trouvés dans les boîtes InAs/GaAs. Nous présentons, donc pour la première fois, des résultats de mesures DLTS sur des boîtes quantiques en InAs/InP mettant en évidence les niveaux à électron associés aux états s et p de ces boîtes. Nous avons aussi montré l'influence du dopage de la structure sur l'échappement tunnel des porteurs à travers la barrière InP. Nous n'avons pas pu montrer une influence quelconque de la forme ou de la densité des boîtes quantiques sur la valeur de ces niveaux d'énergie, sûrement à cause d'un nombre de paramètres d'influence trop fluctuant.

La continuation ou l'utilisation de ce travail serait à placer sous l'angle de deux perspectives.

Tout d'abord une poursuite de ce travail devraient pouvoir bénéficier de meilleures structures d'étude de type jonction dissymétrique pour analyser plus finement le dopage n et de barrière de Schottky de meilleure qualité (à cause d'une barrière naturellement plus forte) pour le dopage p. Cela permettrait d'analyser plus finement l'influence des paramètres de morphologie (forme, taille, dimension) et de caractériser les états électroniques à trous qui bénéficie d'un puits plus profond dans le système InAs/InP par rapport à InAs/GaAs.

Dans un deuxième temps, nous pourrions exploiter les techniques de mesures électriques sous AFM à pointes conductrices pour analyser le comportement électrique de la boîte unique. Ceci pourrait nous permettre éventuellement de nous affranchir des problèmes de technologies de barrière de Schottky sur le dopage n et d'avoir un échantillonnage de boîtes quantiques en termes de forme et de taille plus intéressant.

Les références bibliographiques

[Ajjel'10] **N. Hamdaoui, R. Ajjel, H. Maaref, B. Salem, G. Bremond and M. Gendry**, Electrical properties of self assembled InAs/InAlAs quantum dot on InP, *Semicond. Sci. Technol.* 25 (2010) 065011, 6p.

[Allen'86] **R. E. Allen, O. F. Sankey, J. D. Dow**, *Surface Science* 168, 376 (1986).

[Arakawa'82] **Y. Arakawa et H. Sakaki**. "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current." *Applied Physics Letters* 40 : 939-941, 1982

[Blood'09] **P. Blood**, *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 15 (2009), 808

[Bimberg'99] **Dieter Bimberg, Marius Grundmann & Nikolai Ledentsov**. *Quantum dot heterostructures*. JohnWiley&Sons, 1999. ISBN:0471973882

[Bimberg'05] **Dieter Bimberg**, *Quantum dots for lasers, amplifiers and computing*. *J. Phys. D* 38 (13) 2055-2058, 2005

[Brunkov'97] **P. N. Brunkov, N. N. Faleev, Yu. G. Musikhin, A. A. Suvorova**. *Inst. Phys. Conf Ser* 155, Bristol: IOP, 1997

[Brunkov'96] **P. N. Brunkov, S. G. Konnikov, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov**. *Semiconductors* 30, 492 (1996)

[Bennet'92] **C.H. Bennet, G. Brassard, and A.K. Eckert**. *Quantum cryptography*. *Sci. Am.*, 267(11):50–54, 1992

[Blood'90] **P. Blood and J. W. Orton** *The electrical characterization of semiconductors: majority carriers and electron states* (London: Academic Press, 1990)

[Brunkov'88] **P. N. Brunkov, A. A. Suvorova, M. V. Maximov, A. F. Tsatsul'nikov**, *Physica B* 249-251, 267 (1988)

[Bourgoin'83] **J. Bourgoin and M. Lannoo**, *Point Defects in Semiconductors II – Experimental Aspects*, volume 35 of Springer Series in Solid-State Sciences, Springer, Berlin, 1983.

[Chitrani'04] **D. Chitrani, R. L. Williams, J. Lefebvre, P. J. Poole and G. C. Aers**, *Physica E* 21, 290 (2004)

- [Chang'02]** W. H. Chang, W. Y. Chen, T. M. Hsu, N. T. Yeh, and J. I. Chyi, Hole emission processes in InAs/GaAs self-assembled quantum dots, Phys. Rev. B 66, 195337 (2002).
- [Chen'01]** P. Chen, C. Piermarocchi, L. J. Sham, Control of Exciton Dynamics in Nanodots for Quantum Operations, Phys. Rev. Lett. 87, 067401, 2001.
- [Chang'01]** W.-H. Chang, W. Chen, M. Cheng, C. Lai, T. Hsu, Charging of embedded InAs Self assembled quantum dots by space-charge techniques, Phys. Rev. B 64, 125315 (2001).
- [Cho'75]** A. Y. Cho et J. R. Arthur, « Molecular beam epitaxy », Progress in Solid State Chemistry, vol. 10, no. 3, p. 157-191, 1975.
- [Carlin'91]** J. F. Carlin, R. Houdre, A. Rudra, and M. Ilegems, Appl. Phys. Lett. 59, 3018 (1991)
- [Chang'91]** N. Chand, J. P. van der Ziel, S. N. G. Chu, and N. K. Dutta. Excellent uniformity and very low (<50 a/cm²) threshold current density strained ingaas quantum well diode lasers on gaas substrate. Appl. Phys. Lett., 58 : 1704, 1991
- [Crowell'81]** Crowell, C. R., Alipanahi, A. Transient distortion and nth order filtering in deep level transient spectroscopy (DnLTS), Solid-State Electron, 1981, Vol.24, N°1, p.25-36.
- [Dózsa'00]** L. Dózsa, Zs. J. Horváth, Vo Van Tuyen, B. Pődör, T. Mohácsy. Eng., 51-52 (2000), 85
- [Dagar'97]** A. Dadgar, R. Engelhardt, M. Kuttler, and D. Bimberg, Capacitance transient study of the deep Fe acceptor in indium phosphide, Phys. Rev. B 56, 10241(1997).
- [Engström'07]** O. Engström, M. Kaniewska, M. Kaczmarczyk, W. Jung, Appl. Phys. Lett.91, 133117-1(2007)
- [Engström'08]** O. Engström, M. Kaniewska, Deep Level Transient Spectroscopy in Quantum Dot Characterization, Nanoscale Res Lett (2008) 3:179-185
- [Franceschetti and Zunger'00]** Alberto Franceschetti and Alex Zunger. Pseudopotential calculations of electron and hole addition spectra of InAs, InP, and Si quantum dots. Physical Review B., 62 : 2614, (2000)

- [Frenkel'38]* **J. Frenkel**, On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors, Phys. Rev. 54, 647 (1938).
- [Geller'06]* **M. Geller, E. Stock, C. Kapteyn, R.L. Sellin, D. Bimberg**, Phys. Rev. B 73, 205331(2006)
- [Ghosh'00]* **S. Ghosh, B. Kochman, J. Sing and P. Bhattacharya**, Appl. Phys. Lett. 76, 2571(2000)
- [Goldstein'85]* **L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M.N. Charasse, and G. Le Roux**. Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices. Applied Physics Letters, 47 : 1099, (1985)
- [Goosh'69]* **C.H. Goosh**, Gallium Arsenide Lasers, Wiley Interscience, 1969
- [Harris'81]* **J. J. Harris and B. A. Joyce, P. J. Dobson**. Oscillations in the surface structure of Sn-doped GaAs during growth by MBE. Surf. Science 103, (1), 90-96, (1981)
- [Heitz'97]* **R. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg**. Phys. Rev. B 56, 10435 (1997)
- [Houdré'93]* **Houdré, J. F. Carlin, A. Rudra, J. Ling, and M. Ilegems**, Superlattices Microstruct. 13, 67 (1993)
- [Hartke'68]* **J. L. Hartke**, The Three-Dimensional Poole-Frenkel, J. Appl. Phys. 39, 4871 (1968)
- [Ilchenko'01]* **V. V. Ilchenko et al**, J. Appl. Phys., vol.89, no.2, 2001
- [Irène'96]* **Irène et Michel Joindot**, Les télécommunications par fibre optique. Dunod, Paris, 1996
- [Imamura'95]* **K. Imamura, Y. Sugiyama, Y. Nakata, S. Muto, and N. Yokoyama**, Jpn.J. Appl. Phys., Part 2 34, L1445, 1995
- [Irmscher'83]* **K. Irmscher, H. Klose, and K. Maas**, Electric Field Enhanced Electron Emission from Gold Acceptor Level and A-Centre in Silicon, Phys. stat. sol. (a) 7, 25(1983).
- [Johnston'03]* **S. W. Johnston, R. S. Crandall and A. Yelon**, Evidence of the Meyer-Neldel rule in InGaAsN alloys and the problem of determining trap capture cross sections, Appl. Phys. Lett. 83, 908 (2003)
- [Kim'09]* **Lin Soak Kim, Eun Kyu Kim, Jun Oh Kim, Sang Jun Lee, Sam Kyu Noh**. Study on carrier trapping and emission processes

in InAs/GaAs self-assembled quantum dots by varying filling pulse width during DLTS measurements. Superlattices and Microstructures, Volume 46, Issue 1-2, p. 312-317.

[Kuroda'07] T.KURODA, Y.SAKUMA, K.SAKODA, K.TAKEMOTO and T.USUKI Single-photon interferography in InAs/InP quantum dots emitting at 1300nm wavelength. Applied Physics Letters, 91, 223113 (2007)

[Kim'05] E. K. Kim and J. S. Kim, K. Park and E. Yoon, S. K. Noh, Energy Levels of InAs/InP Quantum Dots by Thermal Treatment. Journal of the Korean Physical Society, Vol. 46, May 2005, pp. S117S120.

[Kim'04] J. S. Kim and E. K. Kim, K. Park and E. Yoon, I.-W. Park, Y. J. Park, Energy Levels of InAs/InP QD System with GaAs and InGaAs Insertion Layers by C-V and DLTS Methods. Journal of the Korean Physical Society, Vol. 45, No. 5, November 2004, pp. 1296-1299

[Kapteyn'01] C. Kapteyn, Carrier Emission and Electronic Properties of Self-Organized Semi-conductor Quantum Dots, Mensch & Buch Verlag, Berlin, 2001, [Dissertation, Technische Universit"at Berlin].

[Kapteyn'99] C. M. A. Kapteyn, F. Heinrichsdor, O. Stier, R. Heitz. Electron Escape from InAs QuantumDots, Phys. Rev. B 60 (20), 14265-14268 (1999).

[Kim'99] S. S. Kim, M. Erdtmann and M. Razeghi, J. Korean Phys. Soc. 35, S303 (1999)

[Kirstaedter'94] N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg. Electron. Lett., 30 (1994), 1416

[Kastner'92] M.A. Kastner. "The single-electron transistor." Reviews of Modern Physics 64 : 849-858, 1992

[Kirchner'81] P. D. Kirchner, W. J. Scaff. "The Analysis of Exponential and Nonexponential Transients in Deep-Level Transient Spectroscopy," J. Appl. Phys., vol. 52(11), pp. 6462-6470, 1981

[Ledentsov'96] N. N. Ledentsov, M. Grundmann. Solid State Electr 40 785 (1996)

[Lang'74] V. Lang, "Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors," in Journal of Applied Physics, vol. 45, pp. 3023-3032, 1974

- [Miska'04]** P. Miska, J. Even, C. Platz, B. Salem. J. Appl. Phys. 95 (2004) 1074
- [Monat'02]** Monat, C., Gendry, M., Brault, J., Besland, M.P., Regreny, P. Low size dispersion of InAs quantum islands emitting at 1.55 μm on InP (001). in 14th Indium Phosphide and Related Material. Stocholm (Sweden), n°02CH37307, 2002, p. 569.
- [Magno'00]** R. Magno, Brian R. Bennett and E. R. Glaser, J. Appl. Phys. 88, 5843 (2000)
- [Marzin'94]** J.Y.Marzin, J.M.Gérard, A.Izraël, D.Barrier, and G.Bastard. Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs. Physical Review Letters, 73 : 716, (1994)
- [Makram-Ebeid and Lanno'82]** S. Makram-Ebeid and M. Lannoo, Electric-Field-Induced Phonon-Assisted Tunnel Ionization from Deep Levels in Semiconductors, Phys. Rev. Lett. 48, 1281 (1982).
- [Newman'86]** N. Newman, W. E. Spicer, T. Kendelewicz, I. Lindau, J. Vac. Sci. Technol B4, 931 (1986).
- [Pons'84]** D. Pons, J. Appl.Phys. 55 (10) (1984) 3644
- [Reithmaier'04]** Reithmaier, G. Sek, A. Loer, C. Hofmann, S. Kuhn. Strong coupling in a single quantum dot semiconductor microcavity system., Nature, 432 :197, 2004.
- [Ramachandran'97]**T.R.RAMACHANDRAN,A.MADHUKAR, MUKHAMETZHANOV. Nature of Stranski-Krastanow growth of InAs on GaAs (001) Sci. Technol. 16, 1330 (1997)
- [Ryzhii'96]** V.Ryzhii. "The theory of quantum-dot infrared phototransistors." Semiconductor Science and Technology 11 : 759-765, 1996
- [Rudra'94]** A. Rudra, R. Houdré, J. F. Carlin, and M. Ilegems, J. Cryst. Growth 136, 278 (1994).
- [SEK'09]** G.SEK, P.PODEMSKI, A.MUSIAL, J.MISIEWICZ. Exciton and biexciton emission from a single InAs/InP quantum dash. Journal of Applied Physics, 105, 086104 (2009)
- [Stintz'03]** A. Stintz, T. J. Rotter, and K. J. Malloy: J. Cryst. Growth 255 (2003) 266

- [Song'11]** H. Song, JS.Kim, EK.Kim, SJ.Lee, SK.Noh : Capacitance transient analysis of different sized InAs/GaAs quantum dot structures Journ – Nanosciences 11, 6504-66509(2011)
- [Stier'99]** O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg. Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band $k \cdot p$ theory. Physical Review B.,59 : 5688, (1999)
- [Schmidt'96]** K. H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, M. Oestreich. Phys. Rev. B54, 11346 (1996)
- [Schroder'90]** D. K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterisation (Wiley, New York, 1990)
- [Soutade'90]** Jacques Soutade. Systeme d'acquisition et de traitement d'images des diagrammes de diffraction d'électrons obtenus en épitaxie par jets moléculaires. Mémoire.Conservatoire national des arts et métiers (1990)
- [Stievenard'84]** D. Stievenard, J. C. Bourgoin, M. Lannoo, J. Appl.Phys. 55(6) (1984) 1477
- [Spicer'80]** W. E. Spicer, I. Lindau, P. Skeath, C. Y. Su, J. Vac. Sci.Technol. 17, 1019 (1980)
- [Srivastava'80]** G. P. Srivastava, Semi-insulating III-V materials, Nottingham,Shiva (1980).
- [Schultz'77]** M. Schultz et N. M. Johnson, Appl. Phys. Lett, 31, 622-625 (1977)
- [Troiani'00]** F. Troiani, U. Hohenester, E Molinari, Exploiting exciton-exciton interactions in semiconductor quantum dots for quantum-information processing, Phys. Rev. B 62, R2263–R2266, 2000.
- [Veldhoven'09]** P.J.VAN VELDHOVEN, N.CHAUVIN, A.FIORE and R.NOTZEL, Low density 1.55m InAs/InGaAsP/InP (100) quantum dots enabled by an ultrathin GaAs interlayer. Applied Physics Letters, 95, 113110 (2009)
- [Vincent'79]** G. Vincent, A. Chantre, and D. Bois, Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions, J. Appl. Phys. 50, 5484 (1979)
- [Varshni'67]** Varshni, Y.P. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors Physica, 1967, vol.34, p. 149

[Wang'98] **Benzhong Wang, Fanghai Zhao.** "Self-organized InAs quantum dots formation by As/P exchange reaction on (001) InP substrate." Applied Physics Letters 72 : 2433-2435, 1998

[Weiss'89] **S. Weiss, R. Kassing,** Solid State Electron. 31 (1989)1733

[Weiss'88] **S. Weiss and R. Kassing,** "Deep Level Transient Fourier Spectroscopy (DLTFS)-A technique for the analysis of deep level properties," Solid-State Electronics, vol. 31, pp. 1733-1742, 1988

[Yoshie'04] **T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson,** Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. Nature, 432, 2004

[Yang'01] **Haeyeon Yang, P. Ballet et G.J. Salamo.** "Formation of quantum wires and dots on InP (001) by As/P exchange." Journal of Applied Physics 89: 7871-7874, 2001

[Yoon'99] **Sukho Yoon, Youngboon Moon, Tae-Wan Lee.** "Effects of As/P exchange reaction on the formation of InAs/InP quantum dots." Applied Physics Letters 74 : 2029-2031, 1999

[Yano'94] **K. Yano, T. Ishii, T. Hashimoto,** "Room-temperature single-electron memory." IEEE Transactions on Electron Devices 41 : 1628-1638, 1994.

[Zory'93] **Peter S.Zory,**"Quantum well lasers",university of florida,academic Press, INC. Harcourt Brace Jovanovich, Publishers. San Diego, CA, 1993.