

République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE ABOU BAKR BELKAID

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Département d'Electronique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان  
كلية التكنولوجيا  
المكتبة

Thèse de Magister en Electronique

Spécialité : Signaux et Systèmes

سجل تحت رقم... 45.6  
بتاريخ... 2013... 01... 22  
Mag. E.L.N. 15  
الرقم... 104

Thème

---

**CARACTERISATION DES SEMI-CONDUCTEURS PAR  
LES TECHNIQUES CAPACITIVES**

---

*Présentée par : KERAI SALIM*

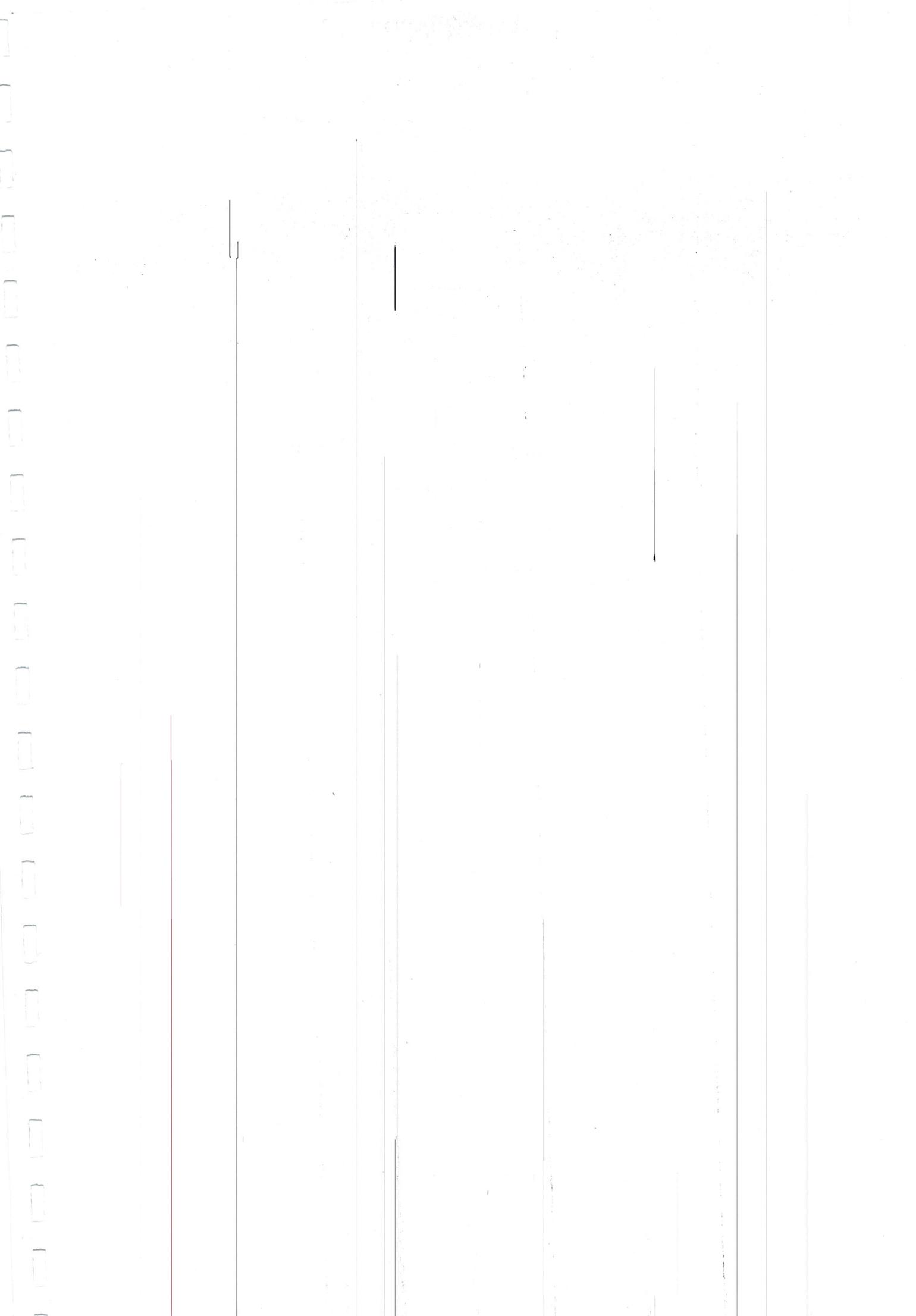
**Soutenue en octobre 1999 devant la commission d'examen**

Président  
Examineurs

Mr. B. CHERKI  
Mr. F.T. BENDIMERAD  
Mr. F. BEREKSI-REGUIG  
Mr. N.E. CHABANE-SARI  
Mr. K.E. GHAFFOUR

Directeur de thèse :  
Codirecteur de thèse

Maître de conférences à l'Université de Tlemcen  
Chargé de cours à l'Université de Tlemcen



République Algérienne Démocratique et Populaire  
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE ABOU BAKR BELKAID

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Département d'Electronique

**Thèse de Magister en Electronique**

**Spécialité : Signaux et Systèmes**

Thème

---

**CARACTERISATION DES SEMI-CONDUCTEURS PAR  
LES TECHNIQUES CAPACITIVES**

---

*Présentée par : KERAI SALIM*

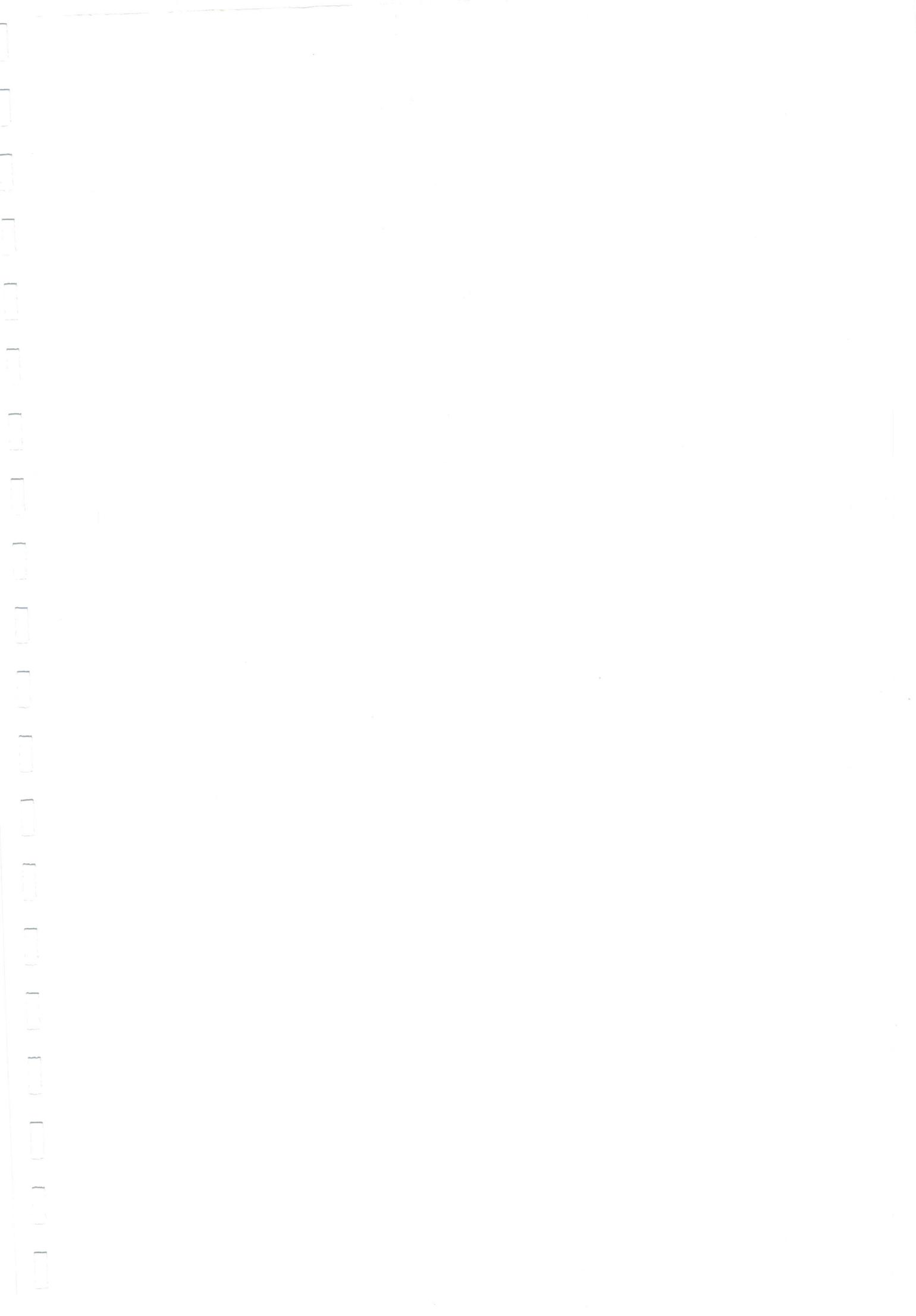
**Soutenue en octobre 1999 devant la commission d'examen**

Président  
Examineurs

Mr. B. CHERKI  
Mr. F.T. BENDIMERAD  
Mr. F. BEREKSI-REGUIG  
Mr. N.E. CHABANE-SARI  
Mr. K.E. GHAF FOUR

Directeur de thèse :  
Codirecteur de thèse

Maître de conférences à l'Université de Tlemcen  
Chargé de cours à l'Université de Tlemcen



## Remerciements

Je tiens à exprimer ma vive et sincère gratitude à Mr. N.E. CHABANE-SARI, qui a dirigé ma thèse, et qui par son aide, m'a permis de mener à bien ce travail.

Ma gratitude va aussi à Mr. K.E. GHAFfour, codirecteur de thèse, qui grâce à ses encouragements et ses conseils éclairés, j'ai pu réaliser ce travail, je lui en suis reconnaissant.

Je remercie Mr. B. Cherki qui m'a fait l'honneur de bien vouloir assurer la présidence du jury ainsi que Mr. F.T. BENDIMERAD et Mr. F. BEREKSI-REGUIG, qui ont accepté d'examiner, et de juger ce travail.

## INTRODUCTION GENERALE

L'industrie des dispositifs semi-conducteurs est au premier plan de la technologie moderne. Elle est, en effet, la clé de tous les progrès dans les secteurs vitaux de l'informatique, de la Bureautique, de télécommunication, de la défense militaire, etc.... Le développement stupéfiant d'une telle industrie n'a été possible que grâce à la collaboration exemplaire des différents spécialistes, venus de divers horizons : informatique, électronique, physique du solide, physique des plasmas, techniciens de vide, chimistes... stimulés par un formidable enjeu économique.

L'élaboration d'un dispositif semi-conducteur exige une longue suite d'opérations technologiques chacune de ces opérations, si elle n'est pas convenablement menée, peut conduire en bout de chaîne à un produit non fiable. C'est la raison pour laquelle, à chaque étape du processus, des méthodes de caractérisations ont été proposées afin de contrôler la qualité de l'opération réalisée et permettre une réaction immédiate. Ces méthodes exploitent les mesures des différentes grandeurs caractérisant les matériaux semi-conducteurs. Ces techniques sont rangées suivant la nature de la grandeur à mesurer en techniques cristallographiques, physico-chimiques, électriques et optiques.

L'automatisation des procédés de caractérisations des matériaux semi-conducteurs constitue un apport d'un intérêt considérable pour le domaine de la recherche et par conséquent pour celui de l'industrie. Actuellement, la conception et la réalisation des systèmes de mesures, est influencée par l'existence des ordinateurs. Ces derniers permettent, suivant un programme de pilotage, de commander un ensemble d'instruments de mesure, de récupérer et d'analyser les résultats de cette mesure. La majorité des systèmes de mesure est réalisée autour

des cartes d'interface GPIB. Elle permet une grande flexibilité, une communication simple entre les différents instruments de mesure et un micro-ordinateur, doté de l'interface GPIB. De nombreuses méthodes d'acquisition des données de mesure existent. On assiste à l'émergence du langage SCPI (Standard Command for Programmable Instrument).

La mesure de la capacité (grandeur électrique) d'une diode à jonction PN ou Schottky en fonction de la tension inverse appliquée, permet d'avoir des informations importantes sur la présence des niveaux énergétiques dans la bande interdite de la structure énergétique du matériau semi-conducteur étudié. En d'autres termes, elle permet d'évaluer la concentration des impuretés dopantes ionisées à niveaux légers, le long de la jonction, et des renseignements sur les défauts à niveaux profonds, présents dans le semi-conducteur à savoir : la concentration, les niveaux énergétique et la section efficace de capture.

Les impuretés ionisées et les défauts à niveaux profonds ont des effets considérables sur les propriétés électriques des semi-conducteurs. Les impuretés de dopage usuelles permettent de contrôler la conductivité du matériau et privilégier un type de conduction (N ou P). La caractérisation de telles impuretés fait l'objet de la technique C-V (capacité-tension).

Par ailleurs, les défauts à niveaux profonds peuvent jouer un rôle bénéfique dans certains dispositifs électroniques (exemple de thyristor) et un rôle catastrophique dans d'autres dispositifs (exemple des LED et photopiles solaires). La caractérisation de tels défauts fait l'objet de la technique de spectroscopie transitoire des niveaux profonds DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy).

Dans cette perspective, notre travail vise deux objectifs : le premier est d'étudier les techniques capacitives (C-V et DLTS) tout en définissant leurs conditions théoriques et pratiques d'application ainsi que les grandeurs d'influence sur la précision des informations acquises au moyen de ces techniques. Le deuxième, est de concevoir un banc de mesure informatisé basé sur le bus GPIB pour des caractérisations par les techniques capacitives.

Les caractérisations sont rarement effectuées sur le dispositif lui-même à l'exception des contrôles de qualités finaux, mais le plus souvent sur les tranches

témoins ou sur des dispositifs de test. Il convient, donc, pour les techniques capacitives de réaliser un dipôle dont on peut mesurer sa capacité. La validité de cette mesure repose sur l'ordre de grandeur des valeurs de la résistance série, due aux contacts ohmiques, et de la résistance de fuite, due au passage d'un courant en polarisation inverse. C'est la caractéristique I-V de la structure d'étude qui permet de déterminer les valeurs de la résistance série et du courant de fuite, ainsi que la nature du courant mis en jeu dans la zone de charge d'espace. De ce fait, nous avons jugé utile de rappeler au premier chapitre, les modèles théoriques des caractéristiques I-V à partir desquels, nous pouvons caractériser électriquement (résistance série, courant de fuite et le facteur d'idéalité), à l'aide des méthodes numériques adoptées, les diodes à jonction PN et Schottky.

Nous examinerons ensuite, dans le deuxième chapitre, la technique C-V permettant de déterminer le profil de dopage des impuretés ionisées dans la zone de charge d'espace d'une diode à jonction PN et Schottky. Les différentes méthodes numériques d'évaluation de tels profils, seront présentées.

Le troisième chapitre décrit la technique DLTS utilisée pour la détermination des grandeurs caractéristiques des niveaux profonds. Dans une première étape, nous rappellerons toute la statique d'occupation d'un niveau profond perturbé par une excitation extérieure (électrique ou optique) ce qui permet d'établir le modèle exponentiel de la capacité, dont le traitement et l'analyse donnent des informations sur la présence des niveaux profonds dans le matériau étudié. Dans une deuxième étape, nous étudierons les caractéristiques théoriques et pratiques de la méthode DLTS Boxcar. Une étude de la sensibilité et de la résolution (critères importants influent sur la nature spectroscopique d'une telle méthode de caractérisation) est entamée dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

La technique DLTS est fortement employée après les opérations de recuit thermique qui servent à guérir les défauts et à activer les impuretés ionisées dopantes. Ainsi, nous consacrerons le quatrième chapitre aux méthodes de recuit thermique, notamment le recuit thermique rapide RTA (*Rapid Thermal Annealing*) considéré comme une alternative aux autres techniques de recuit ; ensuite, à

présenter un exemple d'étude par la technique DLTS des défauts d'un échantillon de silicium recuit aux lampes halogènes.

Dans le dernier chapitre, nous proposons un banc de mesure automatique à base de bus GBIB pour les caractérisations électriques variées (I-V, C-V et DLTS). Des algorithmes seront adoptés pour le pilotage d'un tel banc.

# *Chapitre 1*

**CARACTERISTIQUES I-V DES DIODES  
A JONCTION PN ET SCHOTTKY**

# I. CARACTERISTIQUES I-V DES DIODES A JONCTION PN ET SCHOTTKY

## 1. 1. INTRODUCTION

A travers ce chapitre, nous présentons les modèles théoriques utilisés pour décrire le passage de courant dans une diode à jonction PN et dans une diode Schottky. Ensuite, nous approchons les caractéristiques courant-tensions I-V expérimentaux au modèle théorique prédéfini pour pouvoir déterminer, à l'aide des méthodes numériques adoptées : le courant de saturation ( $I_s$ ), le facteur de qualité(n), la barrière de potentiel ( $V_{bi}$ ) et la résistance série ( $R_s$ ).

## 1.2. CARACTERISTIQUE I-V DANS UNE DIODE A JONCTION PN

### 1.2.1. Généralités

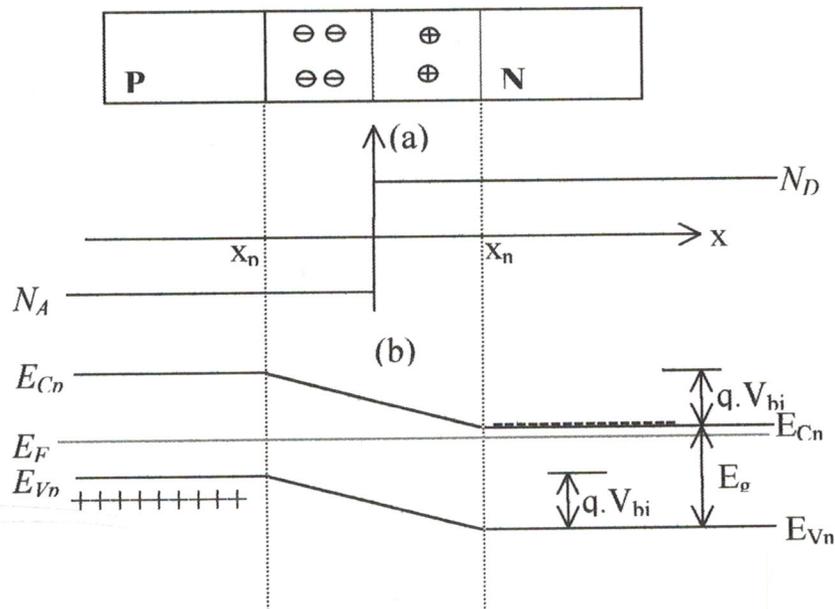
La jonction PN est l'élément dont dépend le fonctionnement de tous les dispositifs à semi-conducteurs. Elle est constituée par la juxtaposition de deux régions de types différents d'un même monocristal de semi-conducteur. La différence des densités de donneurs et d'accepteurs,  $N_D - N_A$ , passe d'une valeur positive dans la région de type P à une valeur négative dans la région de type N.

Différents modèles peuvent être utilisés pour étudier théoriquement les propriétés de la jonction : jonction abrupte, exponentielle, linéaire... Dans le modèle de la jonction abrupte, la différence  $N_D - N_A$  passe brutalement dans le plan  $x_d = 0$ , d'une valeur négative dans la région de type P à une valeur positive dans la région de type N (cf. figure 1.1). Ce modèle donne des résultats en très bon accord avec le comportement de la jonction [Mathieu '96]. C'est le modèle que nous allons présenter ci dessous

### 1.2.2. Jonction PN abrupte à l'équilibre thermodynamique

La recombinaison des porteurs libres de part et d'autre de la jonction fait apparaître une zone de charge d'espace ZCE résultant de la présence des donneurs et accepteurs ionisés. L'équilibre thermodynamique est établi lorsque la force

électrique, résultant de la ZCE, équilibre la force de diffusion associée aux gradients de concentration de porteurs libres.



**Figure 11.** Jonction PN à l'équilibre thermodynamique  
(a) profil de dopage. (b) bandes d'énergie.

$N_D$  : l'excès des dopants donneurs.

$N_A$  : l'excès des dopants accepteurs.

$x_n$  : largeur de la région de type n dépeuplée de porteurs libres.

$x_p$  : largeur de la région de type p dépeuplée de porteurs libres.

$E_{Cn,p}$  : énergie minimale de la bande de conduction.

$E_{Vn,p}$  : énergie maximale de la bande de valence.

$E_F$  : niveau de Fermi.

La tension  $V_{bi}$  étant la tension de diffusion, différence d'énergie potentielle des électrons de conduction entre la région de type P et la région de type N, elle est donnée par l'expression :

$$\begin{aligned} q V_{bi} &= E_g - (E_F - E_V)_p - (E_C - E_F)_n \\ &= E_g - KT \ln N_A / N_V - KT \ln (N_D / N_C) \end{aligned} \quad (1.1)$$

$E_g$  : largeur de la bande interdite (ga p)

$N_C$  : densité d'états dans la bande de conduction.

$N_v$  : densité d'états dans la bande de valence.

$K$  : constante de Boltzman.

$T$  : température de la jonction.

$q$  : charge électrique élémentaire.

### 1.2.3. Densité de courant dans une jonction PN polarisée

Le courant total  $J$  traversant une jonction PN est la somme du courant  $J_D$  de diffusion de porteurs minoritaires dans les régions opposés et le courant  $J_{gr}$  résultant de mécanismes de génération-recombinaison dans la ZCE :

$$J = J_D + J_{gr} \quad (1.2)$$

#### 1.2.3.1. Courant de diffusion dans une jonction on PN

Le courant de diffusion  $J_D$  est la somme de courant des électrons dans la région de type N et le courant Des trous dans la région de type P. Sous l'hypothèse de faible niveau d'injection, où la densité de porteurs majoritaires n'est pas affectée par la polarisation dans chacune des régions, le courant de diffusion est donné par l'équation de Shockley [ Shockley '52] .

$$J_D = J_s \left( e^{\frac{qV}{KT}} - 1 \right) \quad (1.3)$$

$J_s$  : courant de saturation, donné par :

$$J_s = qn_i^2 \left( \frac{D_p}{N_D L_p \text{th}(d_n/L_p)} + \frac{D_n}{N_A L_n \text{th}(d_p/L_n)} \right) \quad (1.4.a)$$

$V$  : tension de polarisation.

$n_i$  : concentration intrinsèque.

$D_p$  ( $D_n$ ) : constante de diffusion des trous (électrons) dans la région N (P).

$L_p$  ( $L_n$ ) : largeur de diffusion des trous (électrons) dans la région N (P).

$d_p$  ( $d_n$ ) : largeur de la zone neutre dans la région P (N).

Pour  $d_k \gg L_j$ ,  $\text{th}(d_k/L_j) \approx 1$  :

$$J_s = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_p} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_A L_n} \quad (1.4.b)$$

Pour  $d_k \ll L_j$ ,  $\text{th}(d_k/L_j) \approx d_k/L_j$

$$J_s = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D d_n} + \frac{qn_i^2 D_n}{N_A d_p} \quad (1.4.c)$$

$J_D$  est une densité de courant, le courant correspondant est obtenu en multipliant  $J_D$  par la surface de la jonction (A).

### 1.2.3.2. Courant dû aux mécanismes de génération dans la ZCE

La ZCE est le siège de génération thermique et de recombinaison. La variation des courants de génération- recombinaison s'écrit :

$$J_{gr} = q \cdot \int_{xp}^{xn} r \cdot dx \quad (1.5)$$

où  $r$  est le taux de recombinaison est donné par la formule de Shokley- Read [Shokley '52]

$$r = \frac{1}{\tau_m} \frac{pn - n_i^2}{2n_i + P + n} \quad (1.6)$$

où

$\tau_m$  : la durée de vie de recombinaison de porteurs .

$p$  : concentration des électrons.

$n$  : concentration des trous.

$n_i$  : concentration intrinsèque.

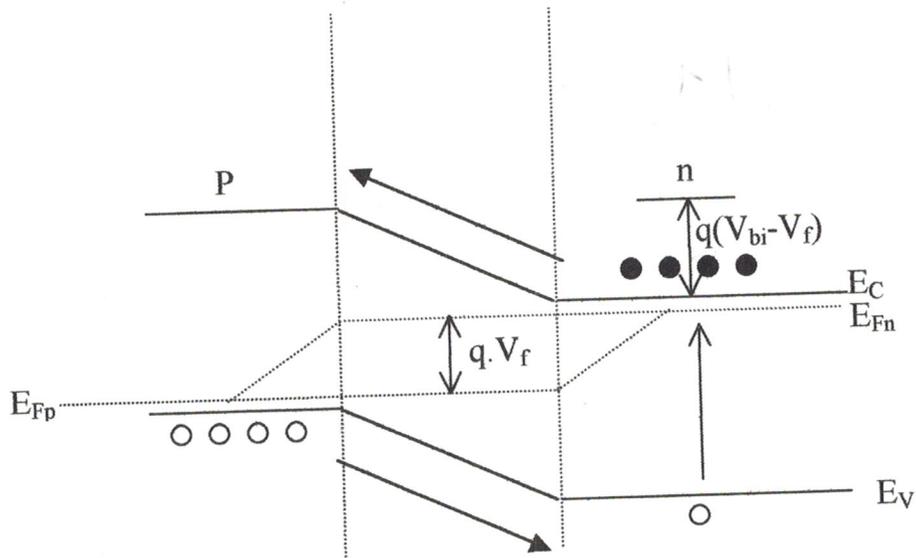
### 1.2.4. Jonction en polarisation directe. Courant direct

#### 1.2.4.1. Courant direct à faible niveau d'injection :

La tension de polarisation directe  $V_f$  réduit la barrière de potentiel, Elle n'est plus suffisante pour arrêter la diffusion des porteurs majoritaires vers la ZCE et les milieux neutres.

Le courant de diffusion  $J_D$  est dû au phénomène de recombinaison dans les milieux neutres. Dans la mesure où  $V_f > 3KT/q$ , l'expression de  $J_D$  devient :

$$J_D = J_s \exp \frac{qV_f}{KT} \quad (1.6)$$

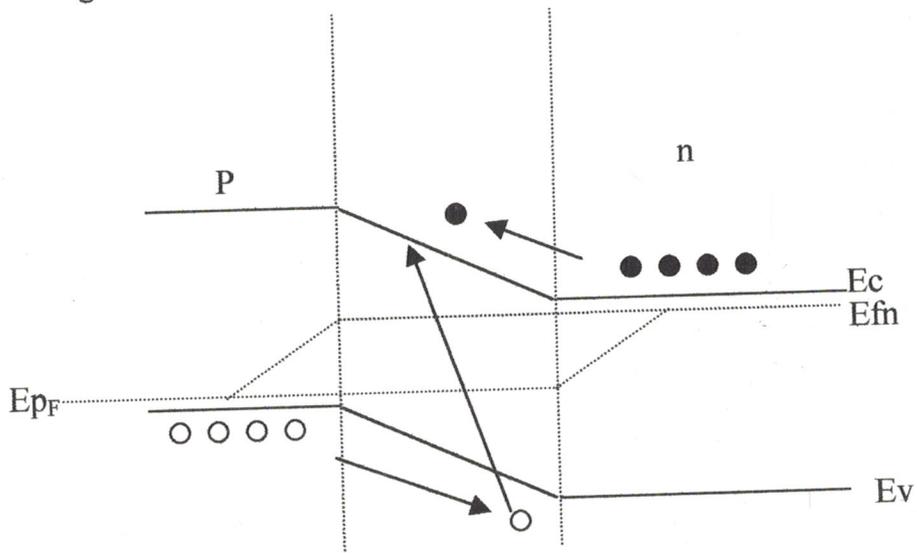


**Figure 1.2:** Recombinaison de porteurs dans les Zones neutres  $\Rightarrow$  courant de diffusion.

Le courant de génération-recombinaison est un courant de recombinaison  $J_r$ .  
Le développement Des équations (1.5) et (1.6) donne :

$$J_{gr} = J_r = \frac{qni}{2\tau_m} w_{eff} \left( \exp \frac{qV_f}{2KT} - 1 \right) \quad (1.7)$$

où  $w_{eff}$  est la largeur effective de la ZCE



**Figure 1.3 :** Recombinaison de porteurs dans la ZCE  $\Rightarrow$  courant de recombinaison.

Les électrons et les trous diffusent vers la ZCE. Il existe une probabilité très forte de recombinaison au milieu de la ZCE à cause de la présence de pièges (états d'interface). [Sze '81].

#### 1.2.4.2. Courant direct en régime de forte injection

Lorsque la tension de polarisation  $V_f$  devient égale puis supérieure à  $V_{bi}$ , l'hypothèse de faible niveau d'injection n'est plus valable et on doit tenir compte d'une chute de tension dans les régions neutres de la diode. Il varie selon une loi proche de  $\exp(qV_f/2KT)$  [Gaureaux '94].

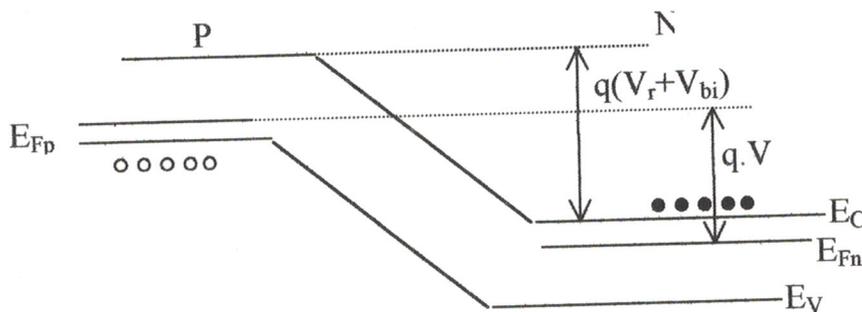
#### 1.2.4.3. Courant direct aux grandes tensions de polarisation

Au régime de forte injection et lorsque  $V_f$  devient supérieure à  $V_{bi}$ , l'effet des résistances (par unité de surface) des contacts chimiques et du barreau semi-conducteur ( $R_s$ ) n'est plus négligeable. Le courant est régi par l'équation:

$$J_f = \frac{V_f - V_{bi}}{R_s} \quad (1.8)$$

#### 1.2.5. Jonction en polarisation inverse – Courant inverse

Lorsque la jonction est polarisée en inverse par une tension inverse, la largeur de la ZCE augmente, et la courbure des bandes d'énergie devient plus importante. Le champ électrique interdit toute diffusion d'électrons de la région N vers la région P, ou de trous de P vers N.



**Figure 1.4 :** Courbe de bande en polarisation inverse

Néanmoins, un courant très faible dit, courant de fuite de la jonction, va circuler de la région N(+) vers la région P(-). Ce courant de fuite a trois origines:\*

### 1.2.5.1. Courant de diffusion de porteurs minoritaires

Il correspond aux électrons de la région P et aux trous de la région N qui parviennent à atteindre la ZCE.

Dès que  $-V_r > KT/q$  et à partir de l'équation (1.3) on peut écrire:

$$\begin{cases} J_D = -J_s \\ -V_r > \frac{KT}{q} \end{cases} \quad (1.9)$$

Le courant de diffusion des minoritaires n'est donc, au signe près, que le courant de saturation de la jonction. Il constitue l'essentiel du courant inverse à température ordinaire dans les semi-conducteurs à bande interdite étroite (Ge).

### 1.2.5.2. courant de génération thermique:

Cette composante fournit l'essentiel du courant inverse dans les matériaux à large bande interdite. Dans ces matériaux, la génération thermique s'effectue de façon indirecte par l'intermédiaire d'impuretés ou défauts introduisant des niveaux profonds dans la bande interdite du semi-conducteur. Ce courant est donné par :

$$J_g = \frac{-qn_i}{2\tau_m} w_{eff} \quad (1-10)$$

Cette équation est déduite à partir de la relation (2.7), en mettant  $-V > KT/q$ .

Nous montrons au paragraphe (2.2.3) que la largeur  $w_{eff}$  de la ZCE varie comme  $\sqrt{V_r + V_{bi}}$ . Par conséquent, le courant de génération est proportionnel à la quantité  $\sqrt{V_r + V_{bi}}$ .

### 1.2.5.3. Courant de fuite en surface

C'est un courant lié à l'état de la surface du semi-conducteur dans la région d'émergence de la jonction [Vapaille '87].

### 1.2.5.4. Claquage de la jonction

Lorsque la tension inverse augmente, le champ électrique dans la ZCE augmente considérablement et on ne peut dépasser une tension limite appelée ( $V_{br}$ : breakdown Voltage) pour laquelle, elle apparaît brutalement une augmentation très

rapide du courant inverse, elle est non destructive. Deux phénomènes concourent à ce processus : L'effet Zener et l'effet d'avalanche [Sze '81].

### 1.2.6. Caractérisation de la jonction PN par la caractéristique I-V

Un grand nombre de paramètres peuvent être déduit de la caractéristique I-V

#### 1.2.6.1 En polarisation directe

Sous l'action d'une polarisation directe  $V_f$ , le courant  $I_f$  traversant une diode à jonction PN varie successivement comme,  $\exp \frac{qV_f}{2KT}$ ,  $\exp \frac{qV_f}{2KT}$  et  $(V_f - V_{bi}) / R_s$ .

En général, les résultats expérimentaux sont représentés sous la loi empirique suivante:

$$I_f \approx \exp \frac{qV_f}{nKT} \quad (1.11)$$

$n$  est appelé *facteur d'idéalité*, est d'autant plus voisin de 1 que l'on a réalisé une bonne jonction,  $n$  est donc un *coefficient de e qualité* de la jonction.

En direct, on obtient des informations sur le régime de fonctionnement de la jonction en traçant  $\log I$  en fonction de  $V_f$  (cf. figure 1.5)).

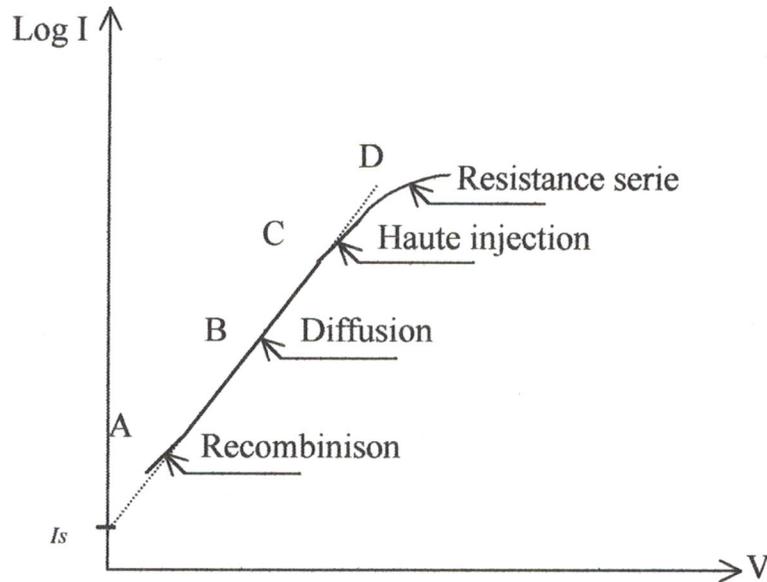
**A/** Pour les plus faibles valeurs du courant, on s'attend à observer une pente de 120m V par décade, La composante du courant est celle de recombinaison, qui est alors la composante majoritaire du courant direct. D'après l'équation (1.7), on peut écrire :

$$\begin{cases} J_r = \frac{qn_i}{2\tau_m} w_{eff} \exp \frac{qV_f}{2KT} \\ V_f \gg \frac{2KT}{q} \end{cases} \quad (1.12)$$

Dans ce régime de fonctionnement, la mesure du courant direct permet une évaluation de la durée de vie de recombinaison dans la ZCE pourvu que l'épaisseur de celle-ci puisse être déterminée (cf. paragraphe 2.3.3 ).

**B/** Dans le domaine de polarisation où le courant de diffusion l'emporte, on observe une pente de 60 m V par décade, l'extrapolation à l'origine donne le courant de saturation  $I_s$ , est d'après (2.6):

$$I_D = I_s \exp \frac{qV_f}{KT} \quad (1.13)$$



**Figure 1.5:** Caractéristique I-V d'une jonction PN en polarisation directe.

**C/** Dans le domaine des fortes polarisations, on reconnaît une caractéristique linéaire de pente 120 mV par décade (domaine de forte injection).

**D/** La caractéristique du dernier domaine ne reste plus linéaire, elle s'incurve sous l'effet de la résistance série à cause notamment des résistances des contacts.

Du point de vue des spécifications on caractérise une diode en direct par la chute de tension en direct  $V_F$  pour un courant nominal  $I_F$  et une température de boîtier  $T_c$  ou de jonction  $T_j$  [Vapaille '87].

### **1.2.6.2 En polarisation inverse**

La mesure du courant inverse fournit :

- Soit le courant de saturation  $I_s$ , c'est le mécanisme de diffusion des minoritaires qui l'emporte (cf. équation (1-4)).

- Soit la valeur de la durée de vie génération si c'est le mécanisme de génération dans la ZCE qui l'emporte (cf. équation(1-10)).

On peut reconnaître à quel mécanisme on a affaire en étudiant la dépendance en température du courant inverse (on trace la courbe  $J_s = f\left(\frac{E_g}{KT}\right)$ ). Le courant de saturation  $J_s$  varie comme  $n_i^2$  et celui de génération varie comme  $n_i$ , tout en sachant que  $n_i$  varie  $\exp\frac{-E_g}{2KT}$  [Sze '81].

$E_g$  : étant la largeur de la bande interdite.

Le régime inverse est également caractérisé par la tension de claquage.

Du point de vue des spécifications ou caractérise le régime inverse par:

- Un courant de fuite  $I_R$  pour une tension  $V_R$  et une température donnée.
- Une tension de claquage  $V_{br}$  pour une valeur spécifiée du courant  $I_R$

## 1.4. CARACTERISTIQUE I-V DANS UNE DIODE SCHOTTKY

### 1.4.1. Structure et relation de Schottky

Une diode Schottky est une couche métallique à la surface d'un cristal semi-conducteur. Les concentrations différentes de porteurs dans les deux matériaux créent une barrière de potentiel  $q\phi_b$  exprimée par la relation de Schottky [Schottky'38].

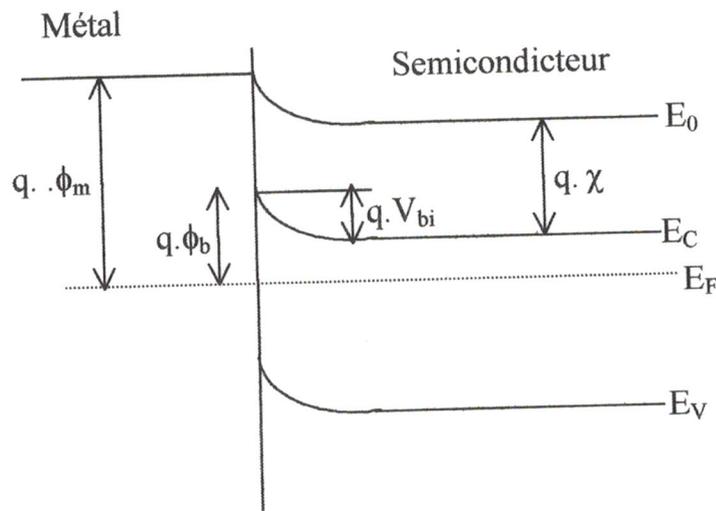
$$\phi_b = \phi_m - \chi \quad (1.14)$$

$\phi_m$ : travail de sortie du métal, est l'énergie minimum qu'il faut apporter, par chauffage ou par éclairnement, pour extraire un électron du métal. Elle varie de 2,2 à 5,7 eV suivant la nature du métal.

$\chi$ : Affinité électronique, énergie nécessaire pour hisser un électron d'un semi-conducteur sur le niveau vide  $E_0$  correspondant à une énergie cinétique nulle pour un électron extrait du métal.

Au niveau de l'interface métal-semi-conducteur, il y a apparition d'une ZCE superficielle du côté semi-conducteur, due à l'émigration des électrons loin de la surface de semi-conducteur (de type N), de même il apparaît une ZCE

d'accumulation du côté métal qui ne s'étend que sur quelques Angströms et conduit à une légère courbure des bandes du métal.



**Figure 1.6 :** Diagramme énergétique d'une jonction métal-Semi-conducteur (n)

### 2.4.2. Le potentiel de diffusion

Les électrons (ou les trous) du semi-conducteur qui veulent passer dans le métal, ont à franchir une barrière de potentiel traduite par la courbure des bandes du semi-conducteur. Par analogie avec la jonction PN, cette barrière est exprimée en fonction du potentiel de diffusion  $V_{bi}$ , donnée par:

$$\begin{cases} qV_{bi} = \phi_b - (E_C - E_{Fsc}) = \phi_b - KT \ln \frac{N_C}{N_D} & \text{SC(N)} \\ qV_{bi} = \phi_b - (E_{Fsc} - E_V) = \phi_b - KT \ln \frac{N_V}{N_A} & \text{SC(P)} \end{cases} \quad (1.15)$$

S'il existe des niveaux d'énergie dus à des effets d'interface, la courbure des bandes en est affectée ainsi que la charge d'espace, le champ électrique et le potentiel.

### 1.4.3. Transport du courant dans une diode Schottky

Le courant de porteur minoritaire, étant négligeable, le courant dans la structure est essentiellement dû aux porteurs majoritaires. Ce courant est conditionné par des phénomènes physiques différents dans les différentes régions de

la structure. Cinq mécanismes ont été invoqués pour expliquer ces phénomènes [Rhoderick '88].

1°/ Passage d'électrons chauds du semi-conducteur dans le métal par-dessus de la barrière. Deux modèles rendent compte du phénomène :

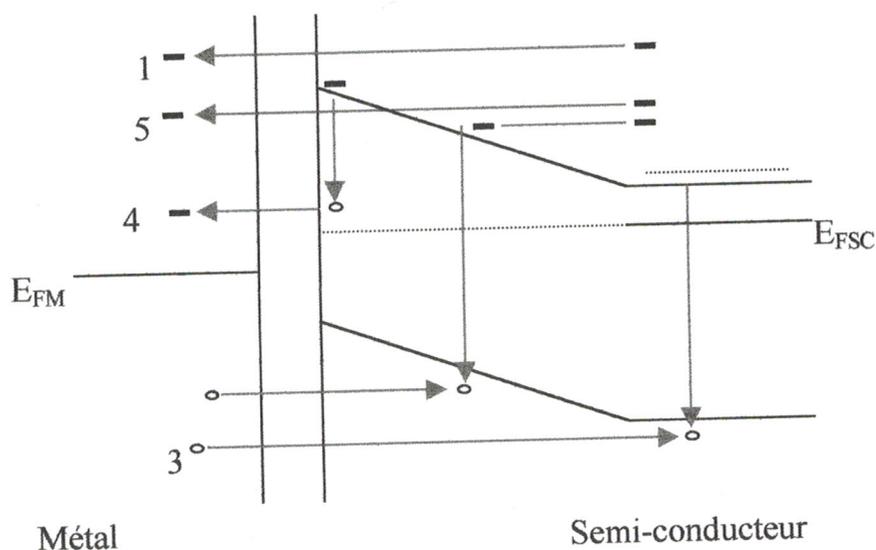
- Le modèle thermoionique : adopté pour les semi-conducteurs à grande mobilité.
- Le modèle de diffusion : adopté pour les semi-conducteurs à faible mobilité.

2°/ La génération recombinaison dans la ZCE : en direct ce mécanisme correspond à la recombinaison, dans la ZCE, d'un électron venant du semi-conducteur avec un trou venant du métal.

3°/ L'injection de porteurs minoritaires : un trou du métal se recombine avec un électron du semi-conducteur dans la ZCE du semi-conducteur.

4°/ Le courant de recombinaison sur les états d'interface: électron du semi-conducteur piégé sur un centre d'interface vide, puis passant par effet tunnel dans le métal.

5°/ Le passage des électrons à travers la barrière par effet tunnel : Un tel franchissement n'est possible que si la barrière a une épaisseur très faible quelques dizaines d'angströms. Pour qu'il en soit ainsi, il faut que le semi-conducteur soit fortement dopé. (Supérieur à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) [Sze '81].



**Figure 2.8:** Mécanismes de transports de courant dans une diode Schottky.

Le modèle généralement utilisé pour décrire le passage du courant dans une diode Schottky où le semi-conducteur n'est pas fortement dopé, est celui de l'émission thermoionique. Il conduit à une expression, résultat de la théorie de l'émission ionique:

$$I = I_s \left( \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right) \quad (1.16)$$

$$I_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{KT}\right)$$

$A^*$ : est la constante de richard son ( $4\pi m^* K^2 / h^3$ ).

$m^*$  étant la masse effective.

#### **1.3.4. Caractérisation Des diodes Schottky**

Le paramètre essentiel à déterminer pour caractériser une diode Schottky est la hauteur de la barrière  $\phi_b$  entre métal et semi-conducteur. D'après la relation (1.14) et des que  $V > 3KT/q$ :

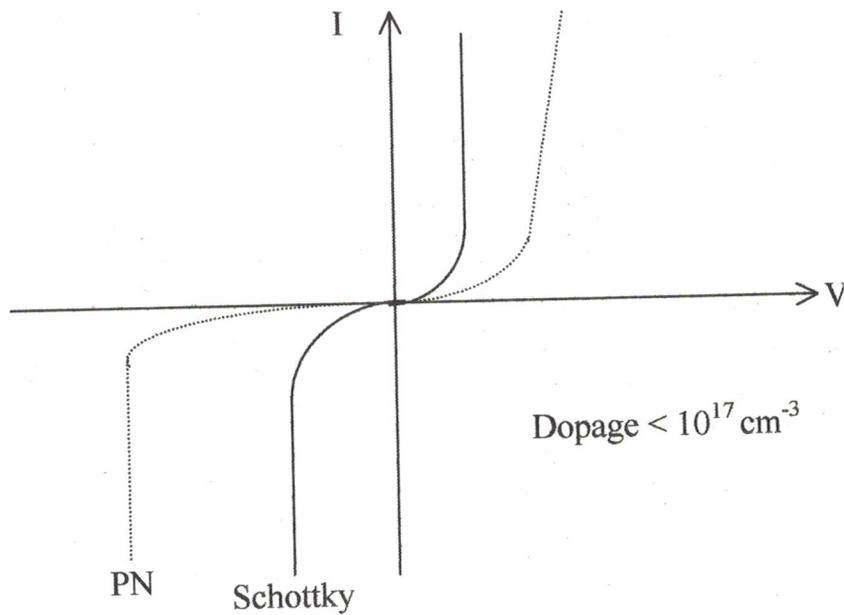
$$J \approx J_s \exp\frac{qV}{KT} \quad (1.17)$$

Si on porte  $\log J$  en fonction de  $qV/KT$ , on doit obtenir une droite de pente 1, dont l'ordonnée à l'origine est  $\log J_s$ . Connaissant  $J_s$  à une température  $T$ , on peut en déduire  $\phi_b$

$$\phi_b = KT \log \frac{A^* T^2}{J_s} \quad (1.18)$$

#### **1.3.5. Comparaison entre les caractéristiques I-V des diodes à jonction PN et Schottky**

La variation du courant pour une diode Schottky a la même forme que pour la jonction PN dans la zone de diffusion, on peut donc s'attendre à une caractéristique I-V de même allure. Mais le courant de saturation est beaucoup plus grand que pour une jonction PN. Il en résulte que pour faire circuler un courant direct donné, il faut appliquer une polarisation directe beaucoup plus faible à une jonction métal-semi-conducteur qu'à une jonction PN. En contrepartie le courant de fuite en inverse sera plus élevé pour une jonction M.S que pour une jonction PN.



**Figure 1.18:** Caractéristiques  $I(v)$  d'une diode à jonction PN et Schottky.

## 1.4. EVALUATION DES PARAMETRES DE LA CARACTERISTIQUE I-V

### 1.4.1. Modèle pratique

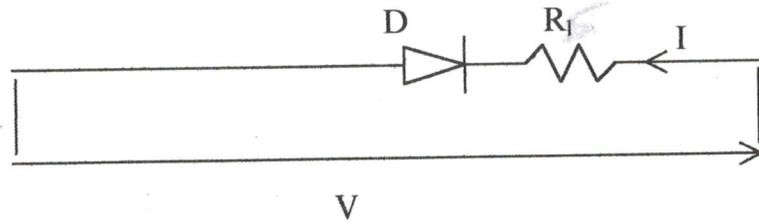
Le modèle utilisé pratiquement pour décrire la relation entre le courant et la tension de polarisation dans les diodes à jonction PN et les diodes Schottky, est donné par l'équation:

$$I = I_s \left\{ \exp \left( q \frac{V - R_s I}{nKT} \right) - 1 \right\} \quad (1.19)$$

Si on ne tient pas compte de l'effet de la résistance de fuite  $R_l$  due au courant de saturation  $I_s$ , qui est équivalent à  $V > 3KT/q$ , l'équation (1.19) devient

$$I = I_s \exp q \frac{V - R_s I}{nKT} \quad (1.20)$$

On peut représenter cette équation par le circuit électrique équivalent:



**Figure 2.10 :** Schéma électrique équivalent d'une diode.

## **1.6.2. Signification physique des paramètres $I_s$ , $n$ et $R_s$**

### **1.6.2.1. Courant de saturation ( $I_s$ )**

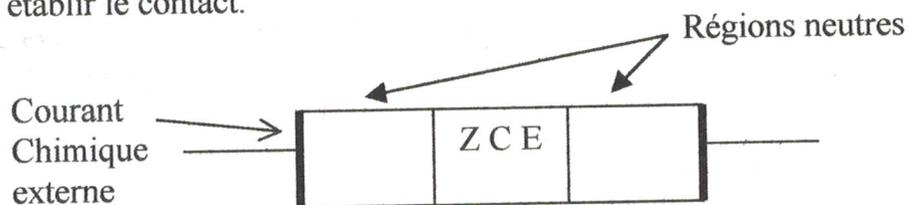
Le courant de saturation est le courant de fuite circulant dans la jonction soumise à une polarisation inverse.

### **1.6.2.2. Facteur d'idéalité ( $n$ )**

C'est un paramètre qui dépend de la tension de polarisation, il nous renseigne sur l'origine des courants circulant dans la jonction. Il prend la valeur 1 s'il s'agit d'un mécanisme de diffusion. Pour le mécanisme de recombinaison il prend la valeur 2. Quand les deux courants sont comparables  $n$  a une valeur en 1 et 2. Si  $n$  prend d'autres valeurs, cela signifie que d'autres mécanismes interviennent dus aux effets tunnel et poole Frenkel.

### **1.6.2.3. Résistance série ( $R_s$ )**

La résistance série est un paramètre d'intérêt majeur, plus il est grand, et plus la diode s'éloigne du modèle idéal. Elle est due à la résistance des régions neutres du matériau semi-conducteur et aux prises de contact métal semi-conducteur. Ce dernier peut être réduit en surdopant la région superficielle du semi-conducteur là on où veut établir le contact.



**Figure 1.10:** Composantes de la résistance série.

### 1.4.3. Méthodes de calcul

Nous exposant ci dessous les méthodes de calcul des paramètres  $n$ ,  $I_s$  et  $R_s$  déterminés à partir des caractéristiques expérimentaux I-V. En première partie, nous ne déterminons que les valeurs de  $I_s$  et  $n$  en ne tenant pas compte de la valeur de la chute de tension ( $R_s I_s$ ) aux bornes de la résistance  $R_s$ . Ensuite, nous présentons une méthode permettant de déterminer systématiquement les valeurs de  $n$ ,  $I_s$ , et  $R_s$  ( $R_s$  sera prise en considération). En fin, la non linéarité de la courbe la I-V dans le dernier segment, nous permet de déterminer la résistance  $R_s$  ainsi qu'une valeur approchée de la tension de diffusion  $V_{bi}$ .

#### 1.4.3.1. Calcul de $I_s$ et $n$ : ( $R_s I \approx 0$ )

##### 1.4.3.1.1. Méthode

A partir de l'équation (1.20), nous pouvons écrire

$$\ln I = \ln I_s + \frac{KT}{nq} V \quad (1.21)$$

La détermination de la valeur de courant de saturation  $I_s$  se fait à partir de la valeur de l'extrapolation du courant à  $V = 0$  de la droite représentée par l'équation  $\ln I = f(V)$ . Quant à la valeur du facteur d'idéalité, elle est calculée à partir de la pente de la même droite:

$$n = \frac{q}{KT} \left( \frac{\partial \ln I}{\partial V} \right)^{-1} \quad (1.22)$$

La meilleure approximation d'une caractéristique expérimentale I-V au modèle donné par l'équation (1.21). Elle est obtenue en appliquant la condition de la méthode des moindres carrés qui consiste à minimiser l'écart relatif de l'ensemble des résultats de mesures [Amaujo '81].

$$Q_{rms} = rms \left( \frac{\Delta I}{I_m} \right) = \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{I_c(V_i) - I_m(V_i)}{I_m(V_i)} \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.23)$$

$V_i$  : tension de polarisation.

$I_m(V_i)$  : courant mesuré correspond à la tension  $V_i$

$I_c(V_i)$  : courant calculé à partir de l'équation (1.21)

$N$  : nombre de mesures

Le minimum de  $Q_{rms}$  correspond aux solutions des équations canoniques :

$$\frac{\partial Q_{rms}}{\partial I_s} = 0 \quad ; \quad \frac{\delta Q_{rms}}{\delta n} = 0 \quad (1.24)$$

Les équations du système (2.24) forment un système non linéaire, ce qui rend difficile la recherche des solutions  $I_s$  et  $n$ . Nous proposons ainsi la minimisation de la quantité suivante :

$$Q_{rms} = \text{rms} \left( \frac{\Delta \ln I}{\ln I_m} \right) = \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{I_c(V_i) - \ln(I_m(V_i))}{\ln(I_m(V_i))} \right\}^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.25)$$

La résolution du système (1.24) donne:

$$\left\{ \begin{array}{l} n = \frac{q}{KT} \frac{D}{\sum_{i=1}^N \frac{V_i^2}{\ln^2 I_i} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\ln^2 I_i} - \left( \sum_{i=1}^N \frac{V_i}{\ln^2 I_i} \right)^2} \\ \ln I_s = \frac{\sum_{i=1}^N (V_i^2 / \ln^2 I_i) \sum_{i=1}^N \frac{1}{\ln I_i} - \sum_{i=1}^N \frac{V_i}{\ln I_i} \sum_{i=1}^N \frac{V_i}{\ln^2 I_i}}{D} \\ D = \sum_{i=1}^N (V_i / \ln I_i)^2 \sum_{i=1}^N 1 / (\ln I_i)^2 - \left( \sum_{i=1}^N \frac{V_i}{\ln I_i} \right)^2 \\ I_i = I_m(V_i) \end{array} \right. \quad (1.26)$$

### 1.6.3.1.2. Exemples

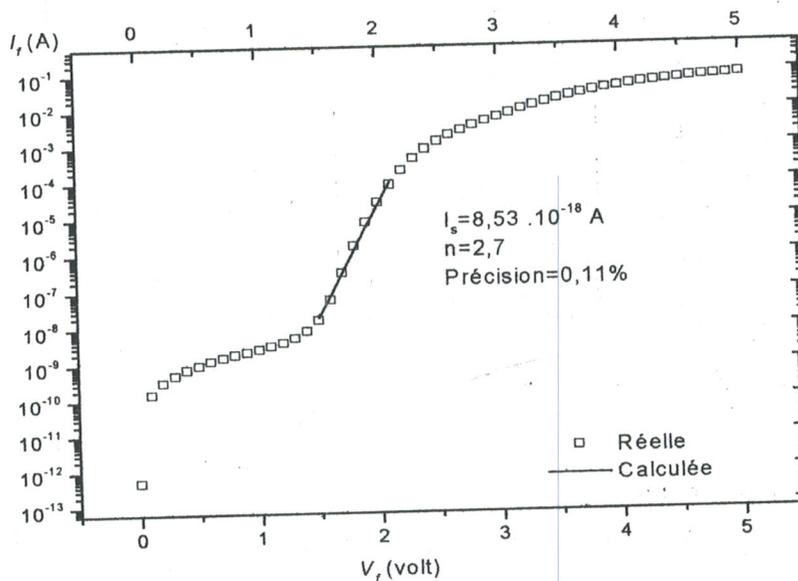
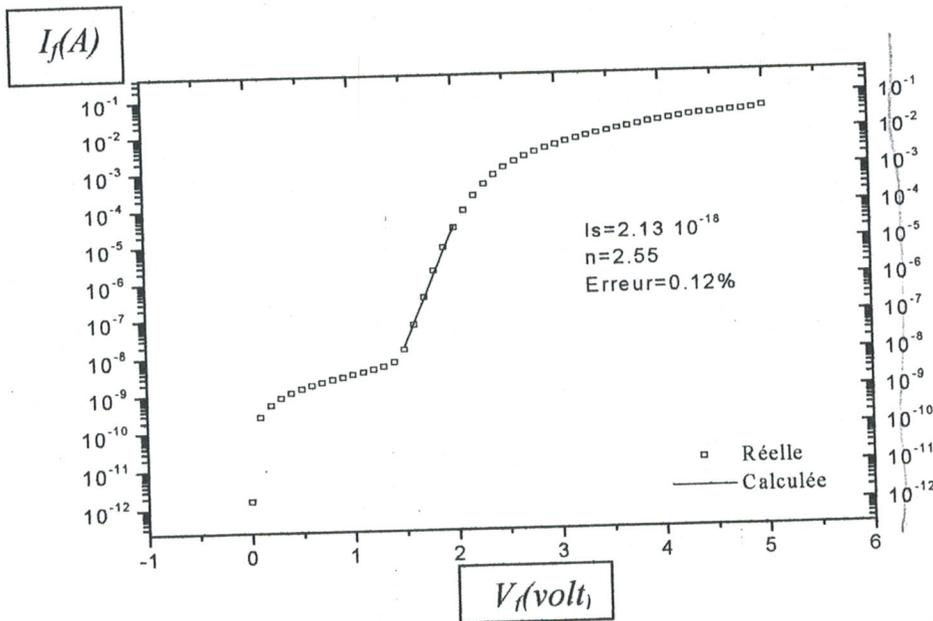


Figure 1.11 : Calcul des valeurs de  $I_s$  et  $n$  d'une caractéristique  $I$ - $V$  d'une diode  $P^+N$  nommée (S1) en SiC à  $T=300^\circ\text{C}$ .



**Figure 1.12 :** Calcul des valeurs de  $I_s$  et  $n$

d'une caractéristique I-V d'un diode P<sup>+</sup>N nommée (S1) en SiC à  $T=300^\circ\text{C}$ .

#### 1.4.3.2. Calcul de $I_s$ , $n$ et $R_s$

Il est clair que l'hypothèse  $R_s I = 0$  entraîne des imprécisions numériques concernant le calcul de  $I_s$  et  $n$ . De ce fait, Nous allons présenter, ci dessous, une méthode [Lee '92], qui en effet, tiens compte de l'existence des résistances séries  $R_s$ .

##### 1.4.3.2.1. Méthode

La méthode consiste à définir, à partir du caractéristique I-V, une fonction auxiliaire  $F_0(V)$  donnée par :

$$\begin{cases} F_0(V) = V - V_a \ln I \\ V = V(I) \end{cases} \quad (1.27)$$

$V_a$ : est une tension choisie arbitrairement.

La loi de composition des deux fonctions du système (2.27) génère une nouvelle fonction:

$$F(I) = V(I) - V_a \ln I \quad (1.28)$$

A partir de (1.19), nous pouvons écrire:

$$V = IR_s + \frac{nKT}{q} (\ln I - \ln I_s) \quad (1.29)$$

La fonction sera donc donnée par:

$$\begin{cases} F(I) = aI + b \ln I + c \\ a = R_s \\ b = \frac{nKT}{q} - V_a \\ c = \frac{nKT}{q} \ln I_s \end{cases} \quad (1.30)$$

L'équation  $F(I)$  possède un minimum correspond à une valeur de courant

$I_{min}$  :

$$\frac{dF}{dI} = a + \frac{b}{I} = 0 \Rightarrow \quad (1.31)$$

$$I_{min} = \frac{1}{R_s} V_a - \frac{nKT}{qR_s} \quad (1.32)$$

Les paramètres  $I_s$ ,  $n$  et  $R_s$  sont constants à une température donnée  $T$ . Par conséquent l'équation (1.32) représente une droite qui lie le courant  $I_{min}$  par la tension  $V_a$ .

La pente d'une telle droite, permet d'accéder à la valeur de  $R_s$  :

$$R_s = \left( \frac{dI_{min}}{dV_a} \right)^{-1} \quad (1.33)$$

De cette même droite, la valeur du facteur d'idéalité  $n$  est obtenue à partir de la valeur d'extrapolation du tension  $V_a = 0$ . Quant à l'évaluation de courant de saturation, elle peut être déterminé à partir de la valeur de  $c$  :

$$I_s = \exp \frac{cq}{nKT} \quad (1.34)$$

Cette méthode est représentée par l'organigramme de la figure 1.13 :

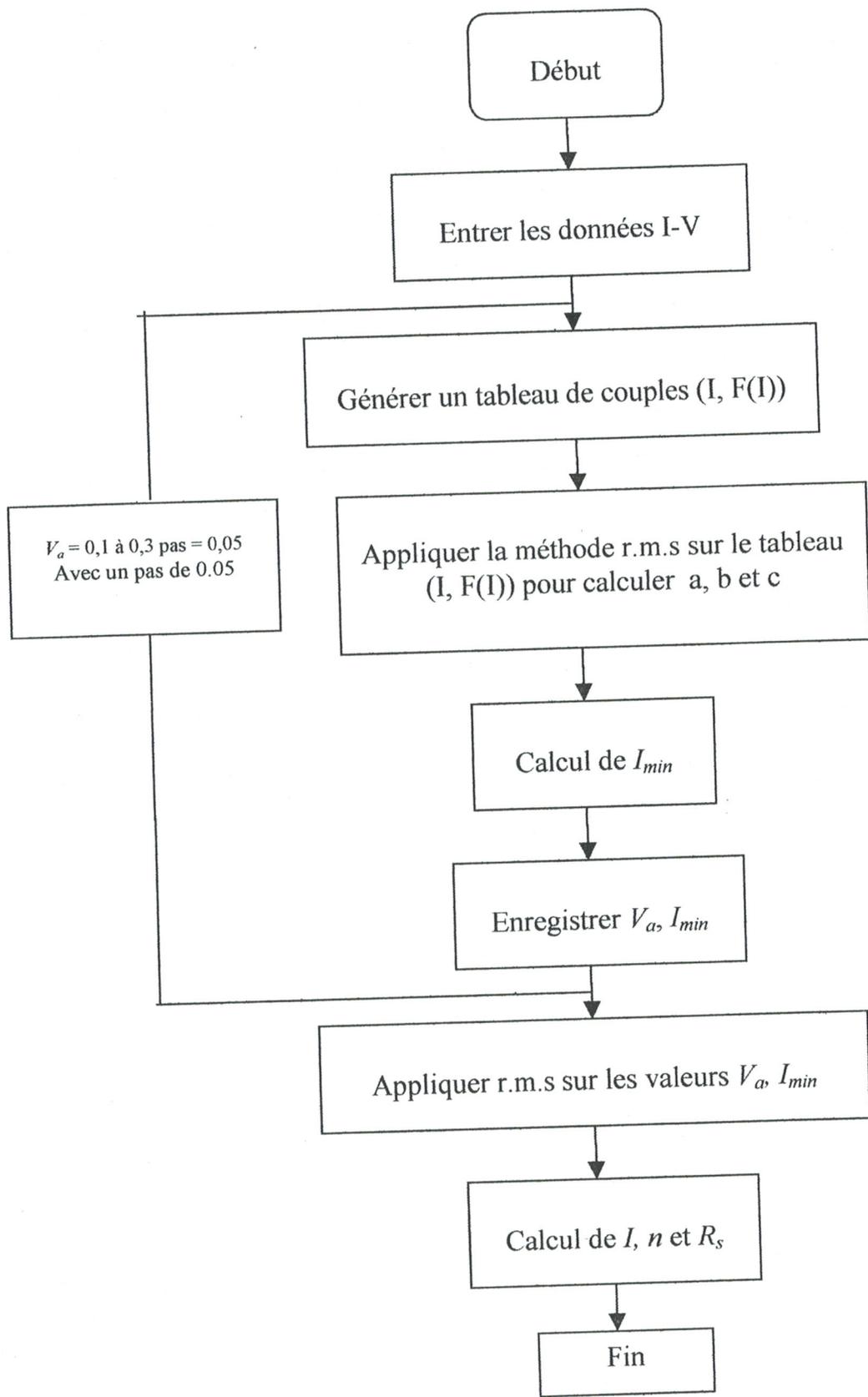


Figure 1.13 : Calcul systématique Des valeurs de  $I, n$  et  $I_s$ .

1.14.3.2. Exemples

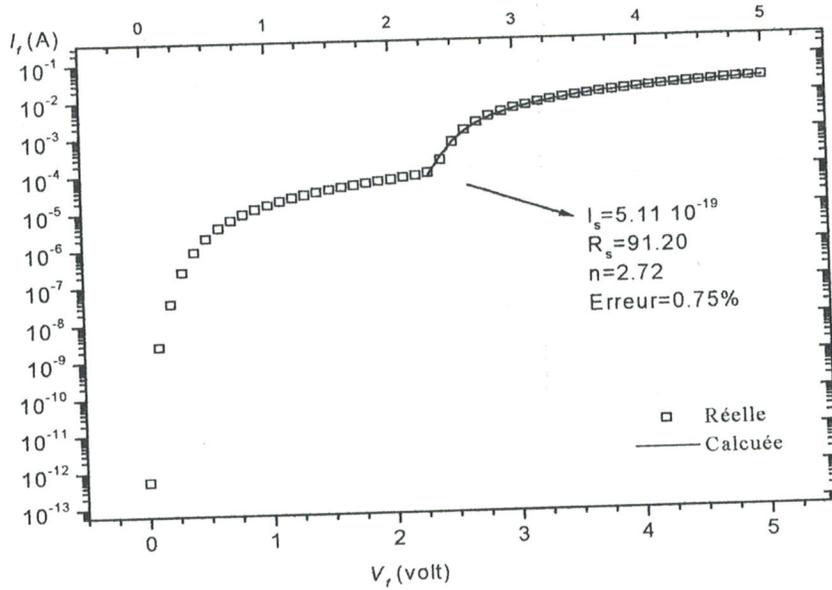


Figure 1.14 : Calcul de  $I_s$ ,  $n$  et  $R_s$  d'une caractéristique I-V d'une diode  $P^+N$  nommée (D5) en SiC à  $T=300^\circ\text{C}$ .

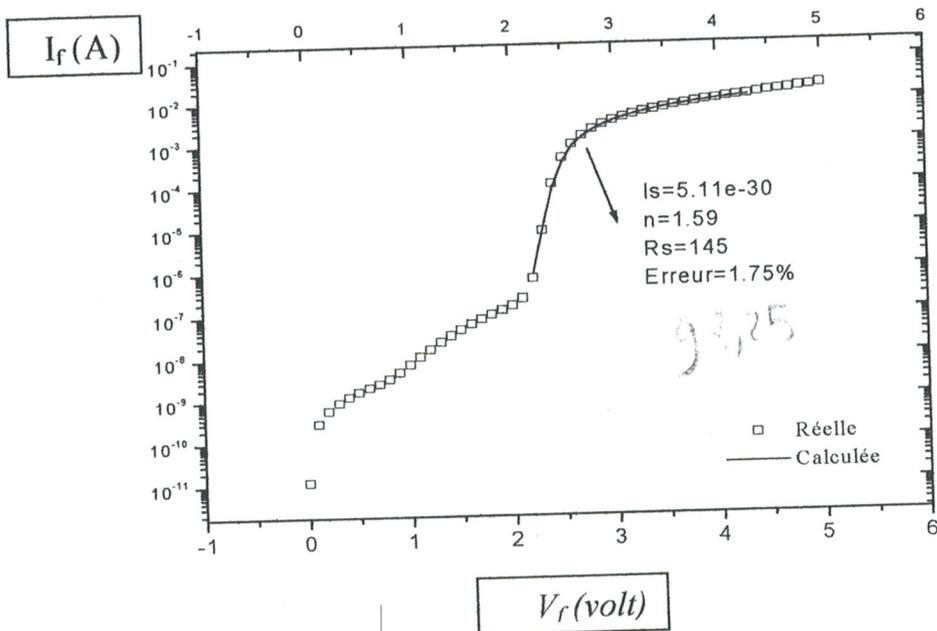


Figure 1.15 : Calcul de  $I_s$ ,  $n$  et  $R_s$  d'une caractéristique I-V d'une diode  $P^+N$  nommée (S1bis) en SiC à  $T=300^\circ\text{C}$ .

### 1.4.3.3. Calcul de $R_s$ dans la partie non-linéaire

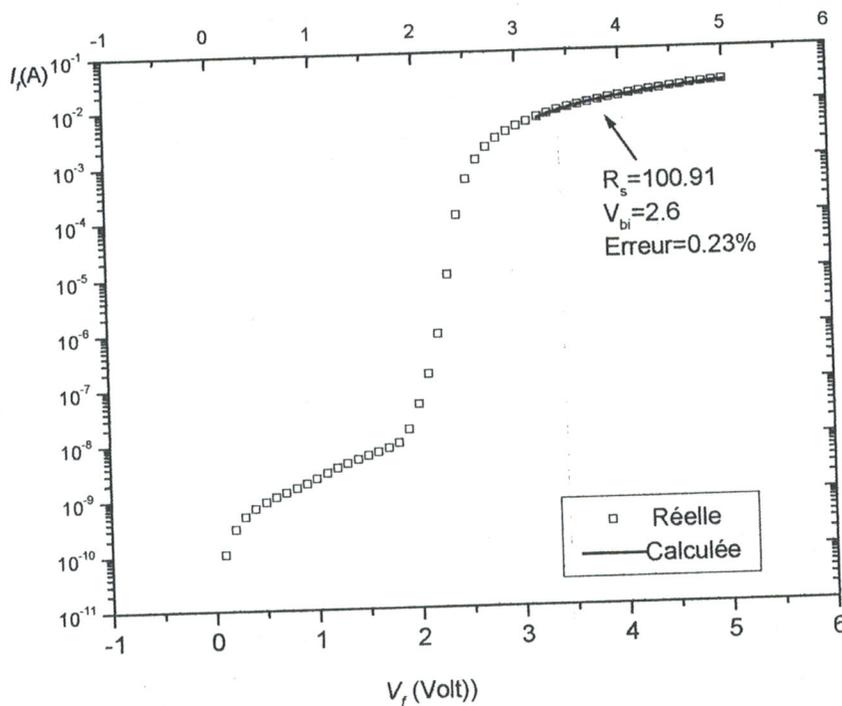
#### 1.1.3.3. 1.Méthode

A partir de la partie non linéaire de la courbe  $\ln(I)=V$  (cf. Figure 1.5), on peut modéliser la variation de courant (cf. équation (2-8)) par l'équation représentant la droite :

$$I = \frac{V - V_{bi}}{R_s} \quad (1.35)$$

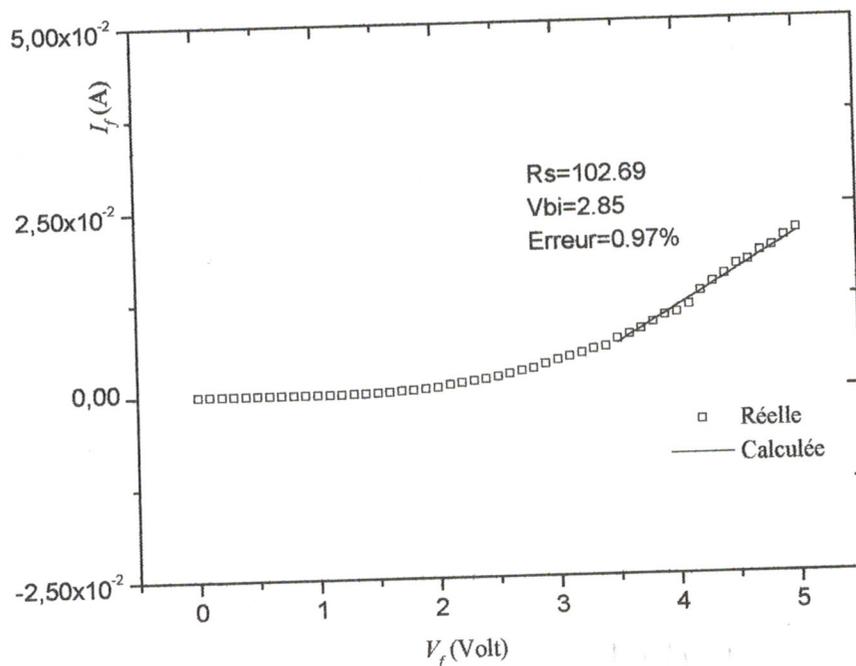
Les valeurs de  $V_{bi}$  et  $R_s$  sont calculées en appliquant la méthode r.m.s, similaire à celle appliquée en paragraphe (1.4.3.1.1.)

#### 1.4.3.3.2. Exemples



**Figure 1.16 :** Calcul de  $I_s, n$  et  $R_s$  d'une caractéristique  $I-V$  d'une diode.

$P^+N$  nommée (D3) en SiC à  $T=300^\circ\text{C}$ .



**Figure 1.17 :** Calcul de  $I_s$ ,  $n$  et  $R_s$  d'une caractéristique I-V d'une diode.  $P^+N$  nommée (id270) en SiC à  $T=300^\circ\text{C}$ .

### 1.5. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les caractéristiques théoriques I-V des diodes à jonction PN et Schottky modélisant les mécanismes de passage de courant à travers ces jonctions. Ensuite, nous avons cité des méthodes numériques, servant à calculer les valeurs des, courant de saturation, facteur d'idéalité et la résistance série.

Sachant que le courant de saturation est en relation avec la barrière de potentiel, donc on peut calculer la valeur d'une telle barrière au moyen de la caractéristique I-V. On peut se référer à une autre caractéristique pour calculer la valeur de barrière de potentiel, c'est la caractéristique capacité-tension. Elle sert à déterminer le profil de dopage des impuretés ionisées PN dissymétrique ( $P^+N$  ou  $PN^+$ ) ou une Schottky. Ceci constitue l'objet du chapitre qui suit.

# *Chapitre 2*

**CARACTERISATION DES DIODES  
SCHOTTKY  
PAR LA TECHNIQUE C-V**

## CHAPITRE 2

### CARACTERISATION DES DIODES SCHOTTKY PAR LA TECHNIQUE C-V

#### 2.1. INTRODUCTION

La technique C-V exploite la mesure en régime de petits signaux et pour une fréquence relativement élevée de la capacité d'une jonction métal semi-conducteur ou d'une jonction P<sup>+</sup>N ou PN<sup>+</sup> polarisée en inverse par une tension  $V_r$ . Nous montrons dans le paragraphe 2.2, que cette capacité est similaire à un condensateur plan dont la distance entre les armatures étant la largeur  $x_d$  de la ZCE, et que le profil de concentration des dopants  $N(x_d)$  peut être déduit de la caractéristique capacité-tension C-V. Les différentes méthodes de détermination seront présentées dans le paragraphe 2.3 où nous allons aussi proposer une méthode simple mais efficace pour l'évaluation du du profil de dopage et du potentiel interne  $V_{bi}$ . Ensuite, nous examinerons au cours du paragraphe 2.4, l'influence de la résistance série  $R_s$  et du courant de fuite  $I_l$  sur la mesure de capacité ainsi les effets d'états d'interface et des niveaux profonds sur la valeur réelle de la capacité de la jonction. Dans le dernier paragraphe nous citerons les limitations que présente la technique C-V.

#### 2.2. DETERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE

##### 2.2.1. Capacité de déplétion

##### 2.2.1.1. Concept de la capacité dans la ZCE

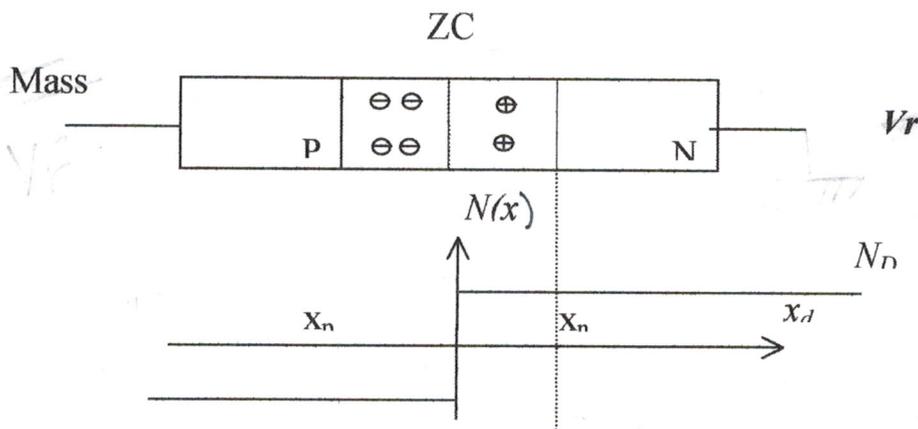
Pour varier les dimensions de la ZCE, on doit introduire ou retirer des charges mobiles neutralisant les charges fixes des atomes ionisés. Un accroissement  $dV$  de la tension de polarisation  $V$  entraîne un accroissement  $dQ$  de la charge dans la ZCE. La capacité de déplétion est donnée par :

$$C = \frac{dQ}{dV} \text{ (pF)} \quad (2-1)$$

Dans une jonction PN, si nous introduisons les variations  $dx_n$  et  $dx_p$  de  $x_n$  et  $x_p$ , l'équation (2-1) devient :

$$\begin{cases} C = \frac{dQ}{dx_d} \cdot \frac{dx_d}{dV} & (2-2a) \\ dx_n + dx_p = dx_d & (2-2b) \end{cases}$$

$x_d$  est la largeur de la ZCE ; donc :  $x_d = x_n + x_p$



**Figure 2.1 : Concept de la capacité de déplétion.**

L'équation de neutralité dans la ZCE, est donnée par:

$$\int_{-x_p}^0 N_A(x) dx = \int_0^{x_n} N_D(x) dx \quad (2-3)$$

Dans une jonction dissymétrique P<sup>+</sup>N ou une diode Schottky, la concentration des dopants accepteurs est très grande devant la concentration des dopants donneurs ( $N_A \gg N_D$ ). Ceci, implique, selon l'équation (2-3) que la largeur de la région P est très réduite par rapport à la largeur de la région N ( $x_p \ll x_n$ ). La largeur  $x_d$  est donc, calculée pratiquement par la largeur  $x_n$  ( $x_d \approx x_n$ ). De même pour une jonction PN<sup>+</sup> :  $x_d \approx x_p$ .

### 2.2.1.2. Loi de Gauss

La calcul de la capacité repasse principalement sur la loi de Gauss donnée par:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon} \quad (2-4)$$

où

$\psi(x)$  : Potentiel électrique au point x.

$\rho(x)$  : Densité de charge.

$\varepsilon_0$  : Permittivité du vide.

$\varepsilon$  : Permittivité du matériau semi-conducteur.

Pour obtenir la potentiel  $V$ , il suffit d'intégrer l'équation de Gauss, ainsi :

$$\frac{d\psi}{dx} \Big|_y = \frac{-1}{\varepsilon_0 \varepsilon} \int_{-\infty}^y \rho(z) dz \quad (2-5)$$

y, z : paramètres auxiliaires.

Après une deuxième intégration, nous trouvons:

$$\psi(x) - \psi(-\infty) = \frac{-1}{\varepsilon \varepsilon_0} \left[ \int_{-\infty}^x \left\{ \int_{-\infty}^y \rho(z) dz \right\} dy \right] \quad (2-6)$$

Si on pose :  $u = \int_{-\infty}^y \rho(z) dz$  et  $v = 1$ , L'intégration par parties donne:

$$\psi(x) - \psi(-\infty) = \frac{-1}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0} \left[ y \int_{-\infty}^y \rho(z) dz - \int_{-\infty}^y \rho(z) dz \right]_{y=x} \quad (2-7)$$

A la limite de la ZCE, le champ électrique ( $E(x) = -\frac{d\Psi(x)}{dx}$ ) étant nul. Le potentiel  $\psi(+\infty)$  est nul car l'extrémité de la région N est reliée à la masse (cf. figure 2.1).

Le potentiel  $-\psi(-\infty)$  n'est que la tension de polarisation  $V$ , elle est la superposition de la tension appliquée  $V_{ar}$  et le potentiel interne  $V_{bi}$ . Enfin, nous obtenons après calcul :

$$V_r + V_{bi} = V = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \int_{ZCE} x\rho(x)dx \quad (2-8)$$

Pour une jonction PN, l'intervalle d'intégration est  $[-x_n, x_p]$ , et pour une diode Schottky est  $[0, x_d]$ .

L'équation (2-8) établit la relation entre la tension de polarisation et la largeur de la ZCE, ce qui nous permet de trouver la relation entre la capacité de la ZCE et sa la largeur.

### 2.2.1.3. Calcul de la capacité

Pour une jonction P<sup>+</sup>N ou une diode Schottky. L'équation (2-58) devient:

$$V = V_r + V_{bi} = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \int_0^{x_d} x\rho(x)dx \quad (2-9)$$

A partir des équations (1.1) et (1.15), nous remarquons que la barrière de potentiel est indépendante de la tension de polarisation ; la variation de  $x_d$  est donc causée seulement par la tension  $V_r$  alors :

$$dV_r = \frac{1}{\epsilon\epsilon_0} x_d \rho(x_d) dx_d \quad (2-10)$$

La variation de charge  $dQ(x_d)$  à la limite de la ZCE, associée à la variation  $dV_r$ , est:

$$dQ(x_d) = \rho(x_d) A dx_d \quad (2-11)$$

où A est la surface de la jonction.

Nous remplaçons les équations (2-10) et (2-11) dans l'équation (2-2a), nous trouvons, ainsi :

$$C = \frac{dQ}{dV_r} = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{x_d} \quad (2-12)$$

Cette équation montre que la zone de charge d'espace est équivalente à un condensateur plan dont les armatures sont les régions neutres, la permittivité est celle du matériau semi-conducteur et la surface est celle de la jonction.

### Remarque:

Cette propriété de la jonction est exploitée pour la fabrication des diodes varicap destinées aux oscillateurs dont leurs fréquences sont commandées par des tensions externes (VCO).(Voltage Controllor Oscillator)

### 2.2.2. Equation du profil de dopage

La concentration  $N_D(x_d)$  des impuretés dopantes peut être déduite de la courbe  $C(V_r)$ . Pour le comprendre, considérons l'expression de la capacité donnée par l'équation (2-12) écrite sous la forme suivante:

$$C = \frac{dQ}{dx_d} \frac{dx_d}{dC} \frac{dC}{dV_r} \quad (2-13)$$

où  $dC$  est la variation de la capacité  $C$  due à la variation  $dV_r$  de la tension  $V_r$ .

La variation  $dQ(x_d)$  est donnée par:

$$dQ(x_d) = qN_D(x_d) A dx_d \quad (2-14)$$

A partir de l'équation (2-12), nous dérivons  $x_d$  par rapport à  $C$ , nous obtenons :

$$\frac{dx_d}{dC} = -\frac{A\varepsilon\varepsilon_0}{C^2} \quad (2-15)$$

Nous remplaçons les équations (2-14) et (2-15) dans l'équation (2-13); nous obtenons :

$$C = -qN_D(x_d)A^2 \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{C^2} \frac{dC}{dV_r} \quad (2-16)$$

Généralement, la région de type N est compensée par des dopants accepteurs  $N_A(x_d)$ , dans un tel cas:

$$\rho(x_d) = q[N_D(x_d) - N_A(x_d)] = qN(x_d) \quad (2-17)$$

Où  $N(x)$  est l'excédent de donneurs dans la région N.

Tous les raisonnements faits par  $N_D(x_d)$  sont valables en remplaçant  $N_D(x_d)$  par  $N(x_d)$ . L'équation (2-16) permet de déterminer l'équation du profil de dopage ; ainsi:

$$N(x_d) = \frac{-C^3}{q\varepsilon\varepsilon_0 A^2} \left( \frac{dC}{dV_r} \right)^{-1} \quad (2-18a)$$

ou sous la forme:

$$N(x_d) = \frac{2}{q\varepsilon\varepsilon_0 A^2} \left( \frac{dC^{-2}}{dV_r} \right)^{-1} \quad (2-18b)$$

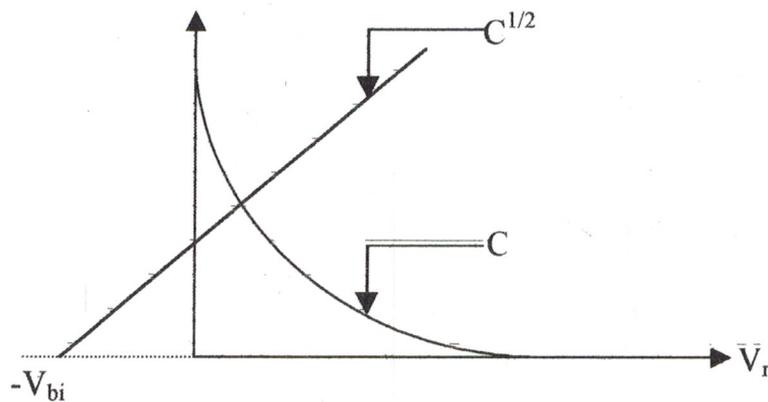
On mesure la capacité  $C$  pour un ensemble de valeurs de la polarisation  $V_r$ . Au moyen de l'équation (2-18), on détermine la concentration  $N(V_r)$  et au moyen de l'équation (2-12), on détermine  $x_d(V_r)$  à partir de  $C(V_r)$ . En rapprochant les deux fonctions  $N(V_r)$  et  $x_d(V_r)$ . On détermine  $N(x_d)$ , c'est-à-dire le profil de dopage cherché.

### 2.2.3. Caractéristique C-V d'une jonction abrupte

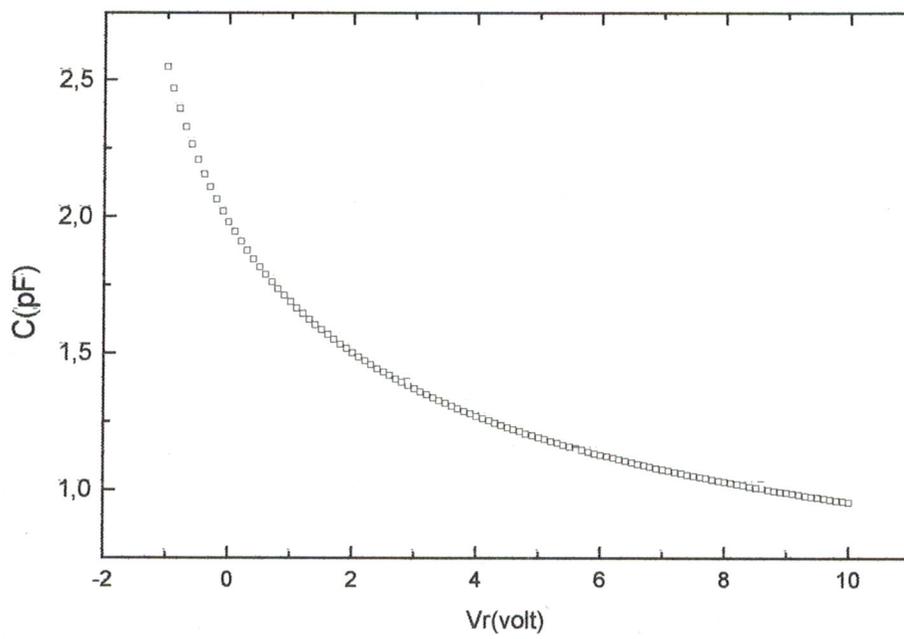
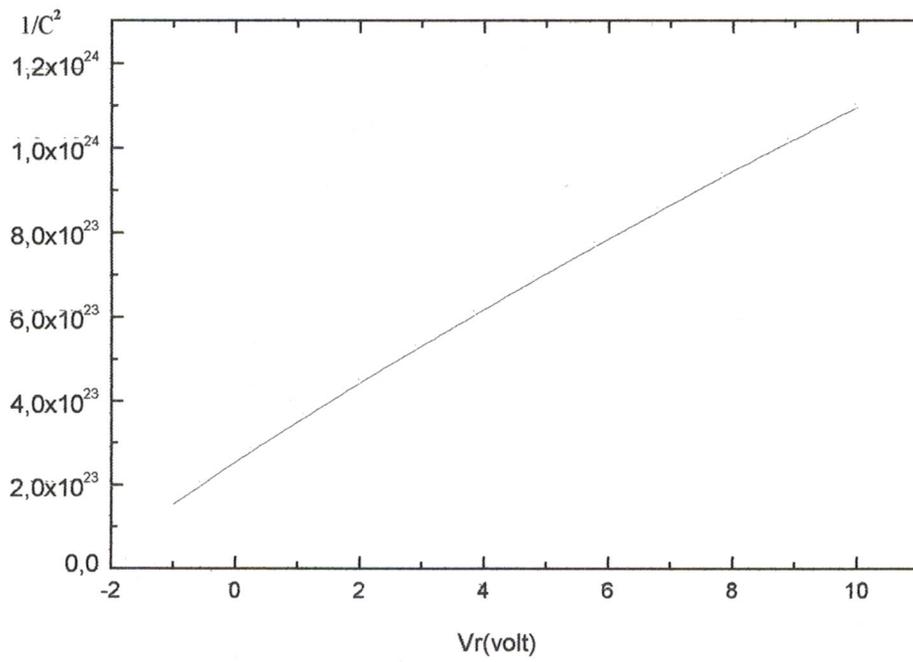
Dans une jonction dopée uniformément, où la concentration  $N(x)$  est constante, l'équation (2-18b) s'écrit :

$$C = \left( \frac{A \epsilon \epsilon_0 q N_D}{2(V_r + V_{bi})} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-19)$$

Cette équation montre que la courbe  $C^{-2} = f(V_r)$  est une droite dont la pente fournit la concentration des centres ionisés  $N$ . la valeur de  $V_{bi}$ , corrigée par  $KT/q$  [Blood '92] est donnée par l'extrapolation de cette courbe pour  $V_r = 0$ .



**Figure 2.2 :** Variation de la capacité dans une jonction abrupte.



**Figure 2.3 :** *Caractéristique C-V d'une diode nommée à jonction abrupte*

### 2.2.4. Caractéristique C-V d'une jonction linéaire graduelle :

le dopage d'une telle jonction se met sous l'expression

$$N = a \cdot x \quad (2-20)$$

Où  $a$  est la gradient de dopage.

De l'équation (2.20) Nous pouvons écrire :

$$N = \frac{aq\epsilon_0\epsilon A}{C} \quad (2-21)$$

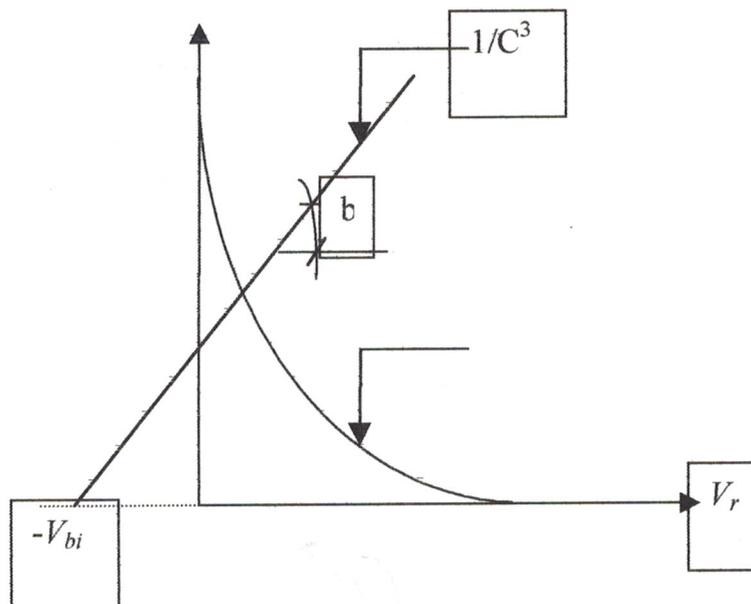
Si nous remplaçons l'équation (2.21) dans l'équation (2.18b), nous obtenons après intégration :

$$C = \left( \frac{aq(\epsilon\epsilon_0)^2 A^3}{3(V_r + V_{bi})} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2-22)$$

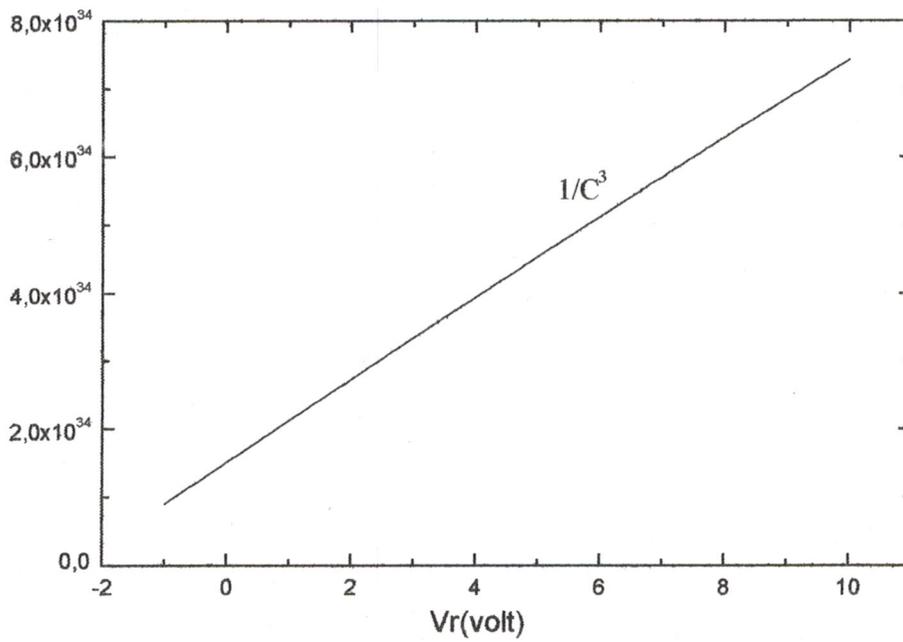
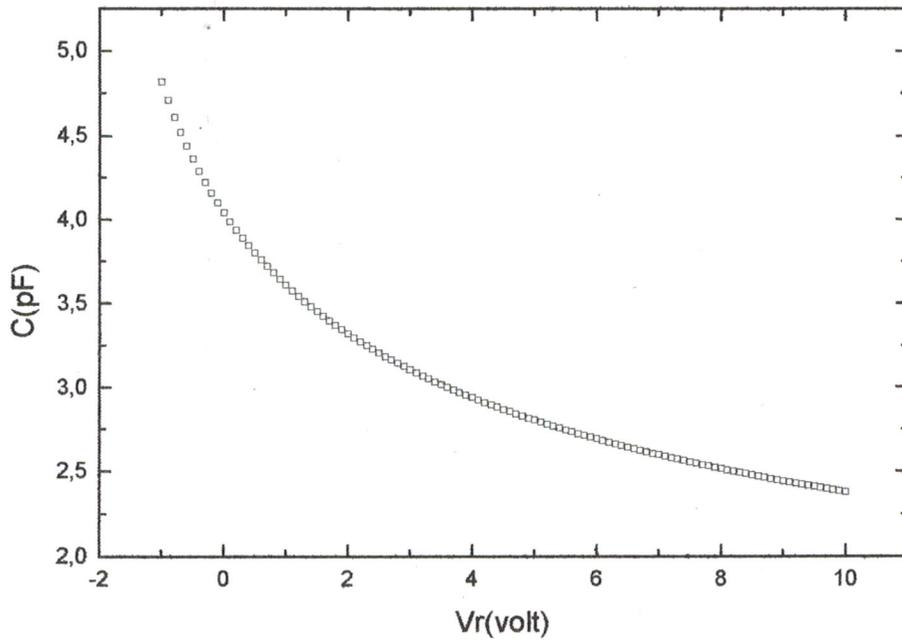
La courbe  $C^{-3} = f(V_r)$  est donc une droite dont la pente « $b$ » donne la valeur de gradient « $a$ »:

$$b = \frac{3}{aq(\epsilon\epsilon_0)^2 A^3} \quad (2-23)$$

la valeur de  $V_{bi}$  est donnée par l'extrapolation de cette courbe pour  $V_r = 0$



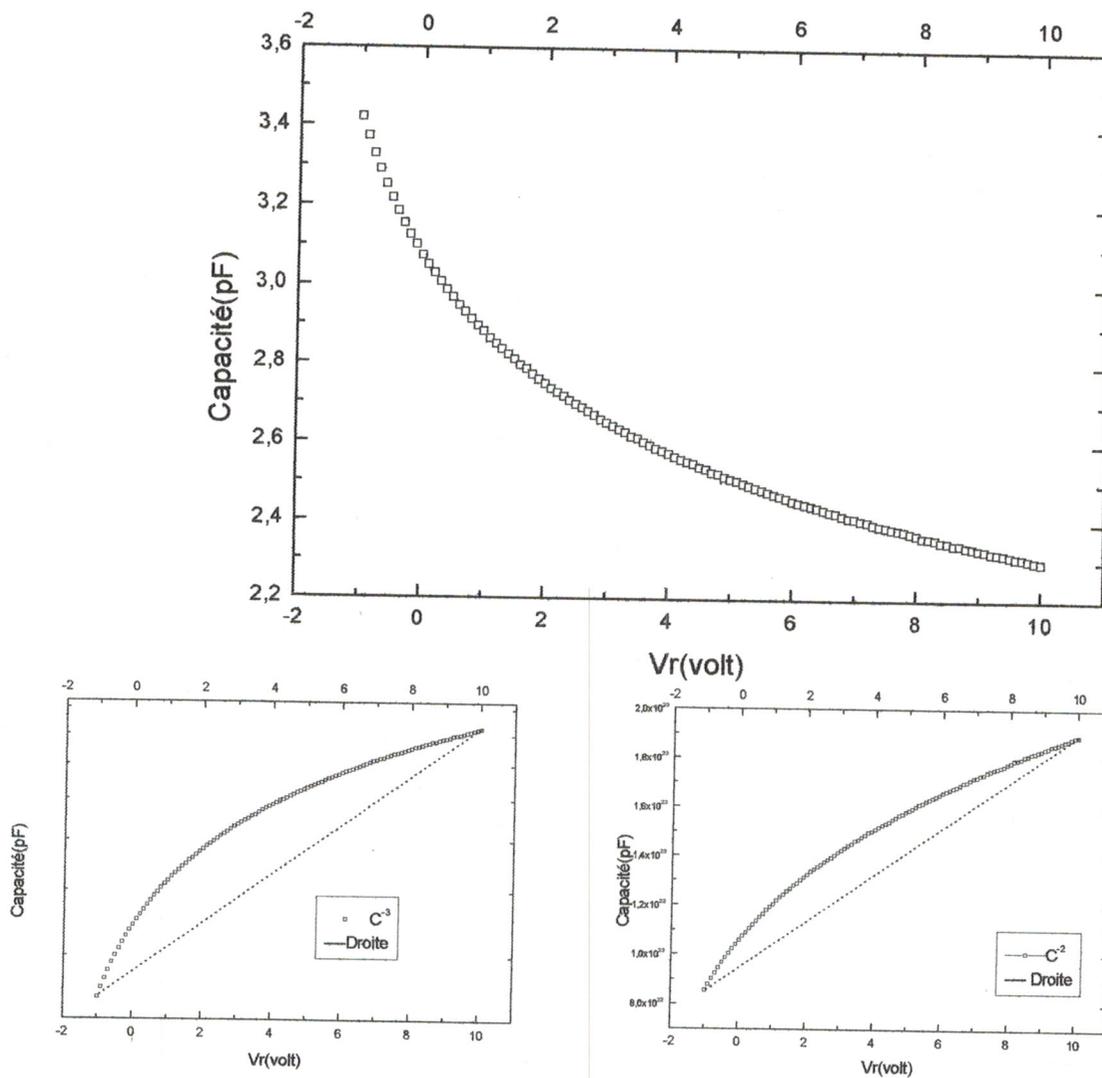
**Figure 2.4- Variation de la capacité dans une jonction linéaire graduelle.**



**Figure 2.5 :** *Caractéristique C-V d'une diode nommée D4A à jonction graduelle*

### 2.2.5. Caractéristique C-V d'une jonction à profil quelconque

Dans le cas où la jonction est ni abrupte ni graduelle, la pente de  $C^{-2} = f(V_r)$  permet d'accéder à une valeur locale des impuretés dopantes. (cf. l'équation 2-18b).



*Figure 2. 6 : Caractéristique C-V d'une diode nommée D3B à profil quelconque.*

### 2.2.6. Structures caractérisée par la technique C-V:

En plus des diodes à jonction dissymétrique ( $P^+ N$  ou  $PN^+$ ) et Schottky, la technique C-V est largement utilisée pour l'étude des interfaces Si-SiO<sub>2</sub> des structures capacitives MOS (Métal - Oxyde - Semiconductor) [Blight '90]. Elle permet, pour les structures hétérojonctions (par exemple: GaAs/AlGaAs), de déterminer la distribution de charges notamment dans l'interface d'hétérojonction,

et d'évaluer la différence des énergies de conduction  $\Delta E_C$  des deux matériaux constituant l'hétérojonction [Kroemer '80].

## **2.3. METHODES DE DETERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE**

### **2.3.1 Introduction**

Toutes les méthodes de détermination de profil de dopage possèdent comme objectif l'obtention de la valeur de la dérivée ( $dC/dV_r$ ) puisqu'elle constitue l'essentiel de l'équation du dopage. Nous pouvons classer ces méthodes en deux catégories, celles qui sont basées sur des circuits analogiques fournissant à la sortie le signal ( $dC/dV_r$ ) correspondant à la tension  $V_r$ , et celles, qui traitent les données des caractéristiques C-V obtenues à l'aide de cartes d'acquisition (cf. chapitre 5) et calculent numériquement la dérivées  $dC/dV_r$ . Nous allons citer en premier lieu à titre d'exemple, deux méthodes analogiques : méthode de modulation et méthode de Miller, nous présenterons ensuite les différentes méthodes numériques possibles. Enfin, nous proposerons une approche numérique appliquée sur des caractéristiques C-V des diodes P<sup>+</sup>N à structure JTE, elle permet de calculer avec une grande précision le profil de dopage ainsi que le potentiel interne  $V_{bi}$ .

### **2.3.2. Méthodes à base de circuits analogiques**

#### **2.3.2.1. Méthode de modulation (BCF)**

Cette méthode est la base de circuit «IPP 366 » de la société JAC, proposé par Baxandalle, Colliver et Fray en 1971. Ce circuit fournit en sortie deux tensions proportionnelles aux valeurs  $C$  et  $dC/dV_r$ . La diode est soumise à une tension de polarisation  $V_r$ ; la capacité est mesurée en présence d'un signal alternatif d'amplitude faible et de fréquence  $f_a$ , modulé par une fréquence  $f_{mod}$  de modulation. Le courant passant dans la diode passe par un détecteur de phase (PSD) dont la valeur efficace de la sortie est proportionnelle à la capacité  $C(V_r)$ . La sortie de ce détecteur est l'entrée d'un deuxième détecteur de phase; sa sortie est proportionnelle à la valeur  $dC/dV_r$  [ Baxandalle '71 ].

#### **2.3.2.2 Méthode de Miller**

Cette méthode exploite le théorème de Gauss appliqué dans la ZCE. Lorsque l'accroissement  $\Delta V_r$  est très petit devant la tension  $V_r$ . Nous pouvons écrire:

$$-\Delta E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} N(x_d)\Delta x_d \quad (2-24a)$$

$$\Delta V_r = -\Delta E x_d \quad (2-24b)$$

$\Delta E$  et  $\Delta x_d$  sont respectivement, les accroissements du champ électrique  $E$  et la largeur  $x_d$  de la ZCE.

Miller a proposé un circuit fournissant à la sortie deux tensions proportionnelles à  $x_d$  et  $N_D^{-1}(x_d)$ . Pour déterminer  $x_d$ , on injecte dans la diode un courant  $i_{rf}$  de fréquence  $f_a$ , la tension alternative aux bornes de la diode est égale à  $v = i_{rf} (2\pi f_a C)^{-1}$ . Nous constatons que la tension  $v$  est proportionnelle à la largeur  $x_d$  (équation (2-12)).

De l'équation (2-24b), nous tirons  $\Delta E$  et nous le remplaçons dans l'équation (2-24a). Nous concluons que  $N_D^{-1}(x_d)$  est proportionnelle à  $x_d$ . [Miller '72]

### 2.3.3. Méthodes numériques de calcul de $dC/dV$

Ces méthodes permettent le calcul numérique de la dérivée  $dC/dV$  pour chaque couple de mesure  $(C, V_r)$  provenant d'une chaîne d'acquisition. Elle permet aussi de faire des corrections sur les mesures sont influées par les effets de la résistance série et le courant de fuite (cf. paragraphe 2.4.2).

Nous présentons au paragraphe 2.3.3.1, la première façon de calcul de  $dV/dC$  qui consiste à déterminer point par point la valeur locale de  $dV/dC$ ; ensuite, au paragraphe 2.3.3.2, nous modélisons la caractéristique C-V par une fonction analytique, qui offre la possibilité de calculer, avec une précision relativement grande le profil de dopage, ainsi le potentiel interne  $V_{bi}$ .

#### 2.3.3.1 Méthode directe

La caractéristique C-V est une suite de mesures  $V_i-C_i$ ; le pas de polarisation est pratiquement constante:  $\Delta V = V_{i+1} - V_i$ .

La dérivée peut être calculée par :

$$\left. \frac{dC}{dV} \right|_i = \frac{C_{i+1} - C_i}{\Delta V} \quad (2-25a)$$

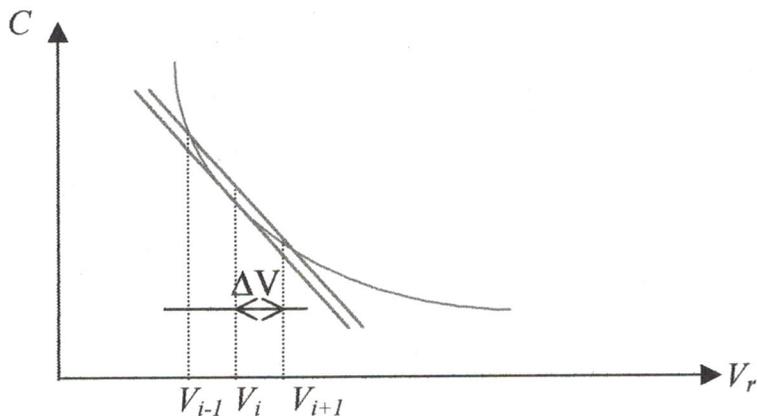
ou par:

$$\left. \frac{dC}{dV} \right|_i = \frac{C_i - C_{i-1}}{\Delta V} \quad (2-25b)$$

En moyenne, la dérivée est :

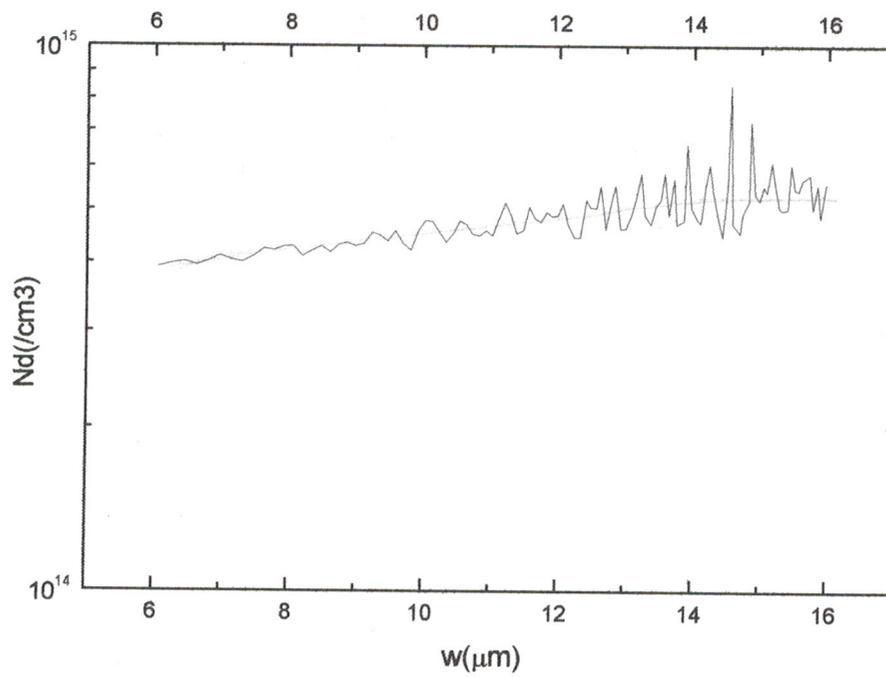
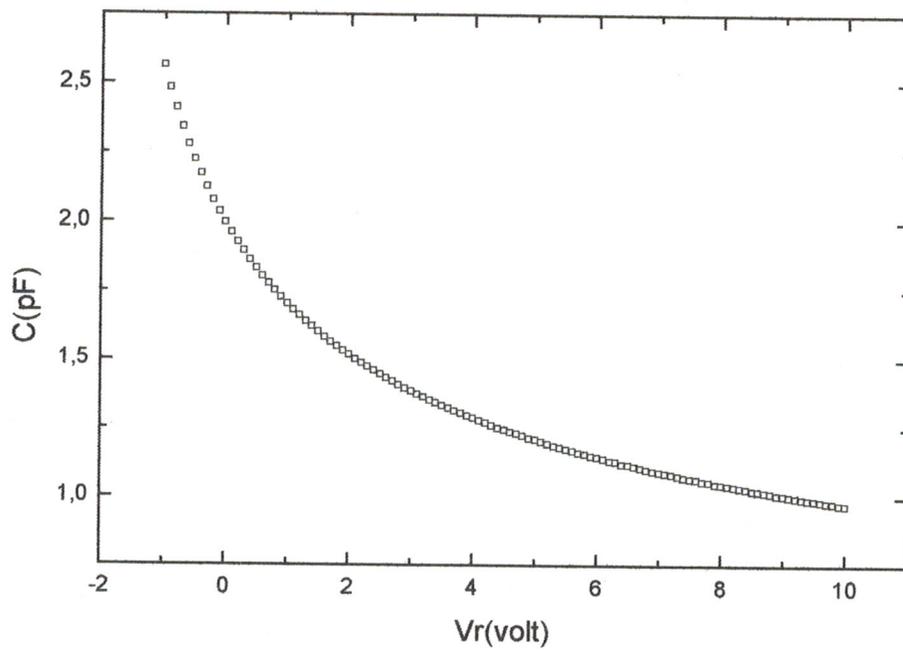
$$\left. \frac{dC}{dV} \right|_i = \frac{C_{i+1} - C_{i-1}}{2\Delta V} \quad (2-26)$$

Nous pouvons trouver cette équation, soit en appliquant le théorème des accroissements finis dans l'intervalle  $C_{i-1} - C_{i+1}$  en prenant  $V_i - C_i$  comme point intermédiaire, soit en modélisant la partie de la courbe  $[C_{i-1}, C_i, C_{i+1}]$  par une parabole dont nous calculons la dérivée au point  $V_i - C_i$ .



**Figure 2.7 :** Caractéristique C-V montrant le calcul de la dérivée par l'équation (2-26).

La figure 2-8 représente le profil de dopage d'une diode réelle. La concentration moyenne étant  $N=4.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . La figure 2.9a montre le profil de dopage calculé à partir d'une caractéristique C-V simulant une diode à jonction abrupte de concentration  $N=3.21 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . La concentration moyenne calculée est  $N=3.21 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Le profil de dopage indique clairement l'effet des erreurs de dérivation dues à l'application de l'équation (2-26).



**Figure 2.8** : Caractéristique C-V d'une diode et profil de dopage d'une diode nommée S1B

Nous avons pu diminuer l'effet des erreurs de dérivation. En prenant pour chaque largeur  $x_{di}$  définie comme la moyenne des largeurs  $x_{di}$  et  $x_{di+1}$  correspondant respectivement aux capacités  $C_i$  et  $C_{i-1}$ , la moyenne des dérivées aux points  $V_i$  et  $V_{i+1}$  :

$$\left. \frac{dV}{dC} \right|_i = \frac{C_{i+2} + C_{i+1} - C_{i-1} - C_i}{4\Delta V} \quad (2-27)$$

Nous remarquons dans la figure 2.10 l'effet de l'équation (2-27) sur l'amélioration du calcul du profil de dopage.

**Figure 2.9 :** Amélioration du calcul de la dérivée

- a) Profil de dopage d'une diode simulée, calculé par l'équation (2-26).
- b) Profil de dopage d'une diode simulée, calculé par l'équation (2-27).

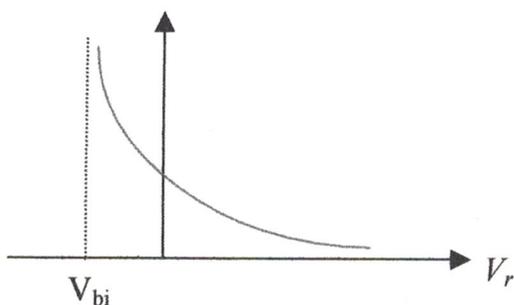
**Remarque :**

Nous avons calculé la dérivée par les fonctions splines [Kurt '92] assurant une courbe d'interpolation continûment dérivable sur chaque intervalle  $[V_i - V_{i+1}]$ , mais le fait que ces fonctions splines exigent des conditions initiales sur la première et la deuxième dérivée, il est délicat de calculer avec grande précision la dérivée  $dC/dV_r$ .

**2.3.3.2 Calcul du profil par modélisation de la caractéristique C-V**

L'intérêt que présente la modélisation de la caractéristique C-V est l'élimination des erreurs graphiques dans le calcul de  $dC/dV_r$ . Le choix du modèle se fait à partir de l'allure du profil calculé par la dérivation point par point donnant des informations sur la variation de concentration le long de la ZCE.

La démarche couramment utilisée pour modéliser une suite de points, consiste à modéliser tous ces points par un polynôme d'interpolation qui peut être donné par plusieurs expressions détaillées dans la plus part des ouvrages d'analyse numérique. Vu le nombre de points de mesure important pour une caractéristique C-V donnée (environ 100 points), le polynôme d'interpolation sera d'un degré très élevé, et par conséquent entraînera des calculs inextricables. Pour cette raison, Il est préférable d'utiliser d'autres modèles qui permettront de respecter certains critères propres à la caractéristique C-V mise en étude. En effet lorsque la tension  $V_r$  devient -théoriquement - très grande, la capacité s'annule parce que nous désertons une largeur très grande de la ZCE ; par contre lorsque la tension  $V_r$  s'approche du potentiel interne  $V_{bi}$  la largeur diminue et nous aurons une grande valeur de capacité.



**Figure 2.10 :** Particularité de la caractéristique lorsque  $V_r \rightarrow \infty$  et  $V_r \rightarrow V_{bi}$

## 2.3.4. Proposition d'un algorithme de calcul du profil de dopage et du potentiel interne

### 2.3.4.1. Principe

Si le profil du dopage reste monotone le long de la ZCE nous pouvons le modéliser par : [Sze '81]

$$N = B \cdot x^m \quad (2-28)$$

Où

$m$  : constant donne des informations sur la nature de profil du dopage.

$B$  : gradient de la concentration.

Pour une jonction abrupte  $m = 0$  et  $B$  égale à la concentration des dopants.

Pour une jonction graduelle linéaire :  $m = 1$  et  $B$  égale au gradient de la concentration.

En remplaçant l'équation (2-28) dans l'équation (2-18a), nous trouvons après intégration:

$$C = \left( \frac{qB\varepsilon^{m+1}}{(m+2)(V+V_{bi})} \right)^{\frac{1}{m+2}} \quad (2-29)$$

Le critère sur lequel s'appuie la détermination de  $B$ ,  $m$  et  $V_{bi}$  est le critère des moindres carrés. Pour cela nous simplifions l'écriture de l'équation (2.29)

$$\begin{cases} \log C = B' + m' \log(V + V_{bi}) \\ B' = \frac{1}{m+2} \log \left( \frac{qB\varepsilon^{m+1}}{(m+2)(V+V_{bi})} \right) \\ m' = \frac{-1}{m+2} \end{cases} \quad (2-30)$$

La caractéristique C-V est donc modélisée par l'équation (2-30), et ce ceci par la détermination des paramètres  $B'$ ,  $m'$  et  $V_{bi}$  calculés lorsque l'écart type  $S$  entre l'ensemble des mesures  $C_i$  et l'ensemble de valeurs de  $C$  soit minimale:

$$S = \frac{1}{N} \left( \sum \left( \frac{\log C_i - \log C}{\log C_i} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-31)$$

$N$ : nombre de mesures.

$$\frac{\partial \mathcal{S}}{\partial B} = 0 \quad \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial m} = 0 \quad \frac{\partial \mathcal{S}}{\partial V_{bi}} = 0 \quad (2-32)$$

Nous obtenons après développement :

$$\begin{aligned} (1) \quad & B' \sum_{i=1}^N \frac{1}{\ln^2 C_i} + m' \sum_{i=1}^N \frac{\ln(V_i + V_{bi})}{\ln^2 C_i} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\ln C_i} \\ (2) \quad & B' \sum_{i=1}^N \frac{\ln(V_i + V_{bi})}{\ln^2 C_i} + m' \sum_{i=1}^N \frac{\ln^2(V_i + V_{bi})}{\ln^2 C_i} = \sum_{i=1}^N \frac{\ln(V_i + V_{bi})}{\ln C_i} \\ (3) \quad & B' \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\ln^2 C_i)(V_i + V_{bi})} + m' \sum_{i=1}^N \frac{\ln(V_i + V_{bi})}{(\ln^2 C_i)(V_i + V_{bi})} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\ln C_i)(V_i + V_{bi})} \end{aligned} \quad (2-33)$$

C'est un système d'équations non linéaire, pour le résoudre, nous avons adopté l'algorithme suivant:

- ① *Entre une valeur initiale de  $V_{bi}$  choisie selon le type du matériau semi-conducteur.*
- ② *Calculer  $m'$  et  $B'$  en résolvant le système linéaire d'équations (1) et (2).*
- ③ *Remplacer  $m'$  et  $B'$  dans l'équation (3) du système (2-33). Nous trouvons ainsi une équation implicite  $f(V_{bi}) = 0$ .*
- ④ *Résoudre  $f(V_{bi}) = 0$  par la méthode Raphson. Newton.*
- ⑤ *Répéter le calcul de l'étape ② à l'étape ④ jusqu'à l'obtention d'une erreur relative, commise à  $V_{bi}$ , inférieure à une précision donnée. (Nous avons pris pratiquement  $10^{-5}$ ).*

Après détermination des valeurs de  $B'$ ,  $m'$  et  $V_{bi}$ , nous pouvons tracer la courbe  $C^{1/m'} = f(V_r)$  qui représente une droite dont l'intersection avec l'axe  $V_r$  donne la valeur de  $V_{bi}$ .

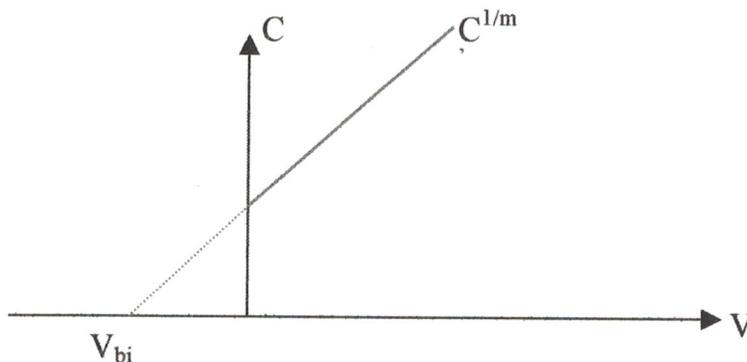
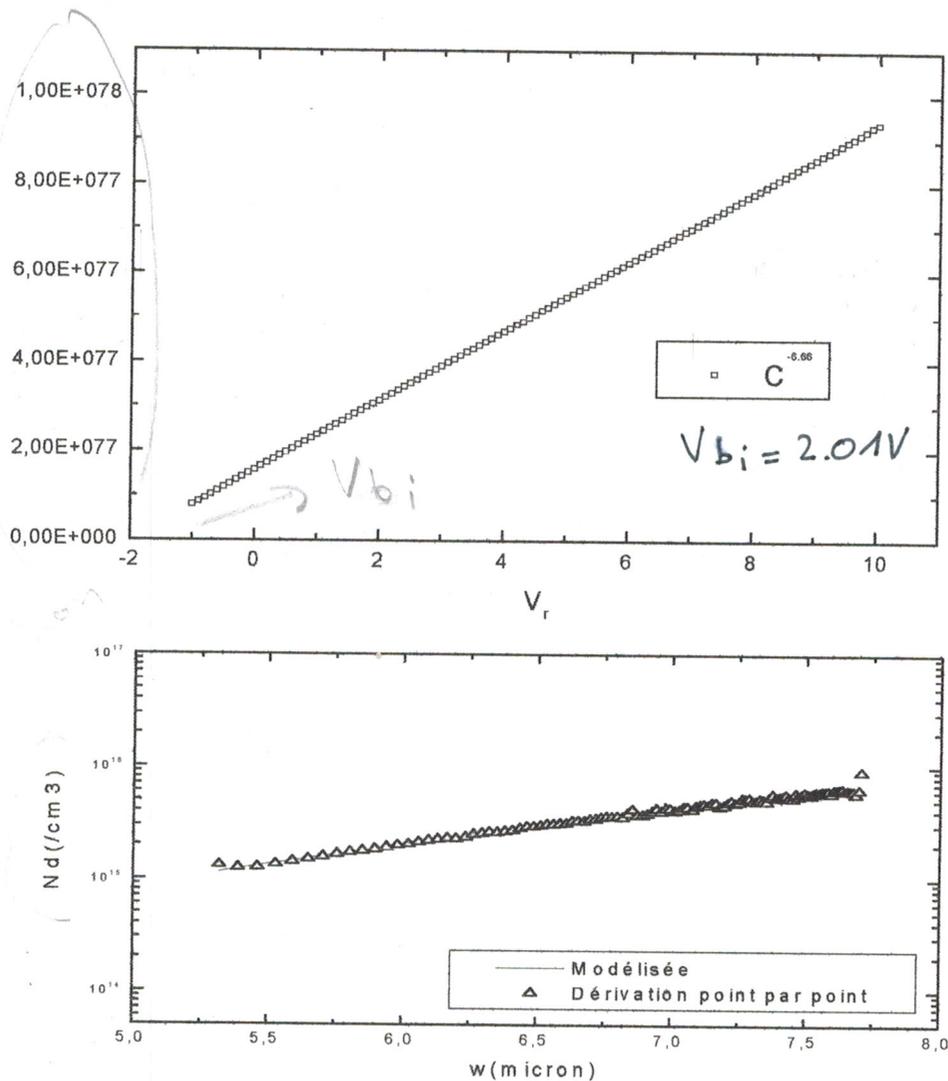


Figure 2.11 : Courbe  $C^{1/m'} = f(V_r)$

Nous pouvons considérer ce résultat comme une généralisation des résultats obtenus pour une jonction abrupte ( $m=0$  et  $m' = -2$ ) et pour une jonction graduelle linéaire ( $m = 1$  et  $m' = -3$ ).

### 2.3.4.1. Exemples

Ayant des caractéristiques expérimentales CV d'un ensemble de diodes à structure JTE. Nous avons trouvé des résultats intéressants concernant le calcul du profil de dopage et notamment le potentiel interne  $V_{bi}$ . En effet, le meilleur résultat obtenu, a pour erreur relative  $S = 0.02\%$  soit une corrélation de  $99.98\%$  avec la caractéristique expérimentale (figure 2.12) ce qui confirme la valeur de  $V_{bi}$  calculée.



**Figure 3.12** : profil de dopage calculé avec une grande précision d'une Diode D2Ca.

Nous citons dans les figures (2.13/14/15) d'autres exemples de profils de dopage calculés la méthode proposée.

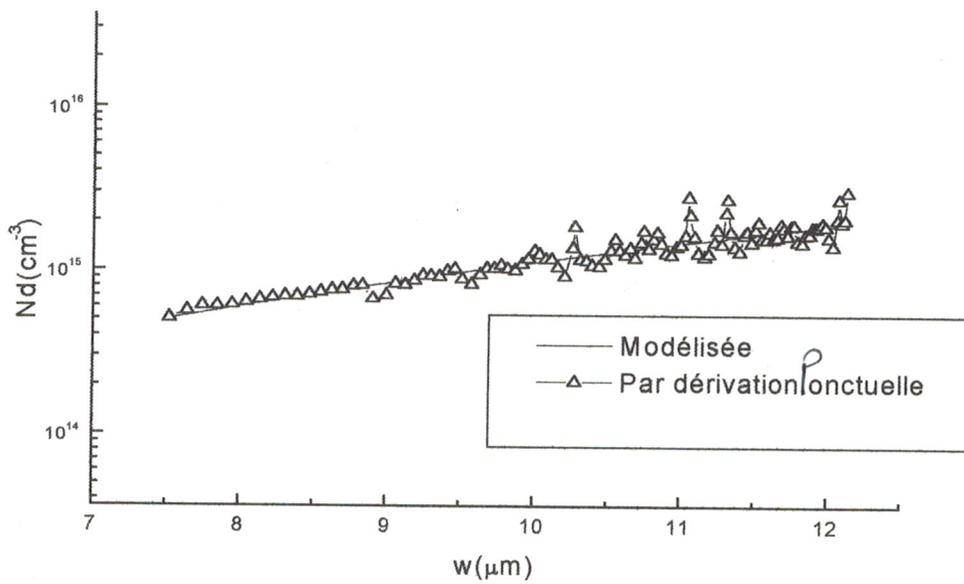
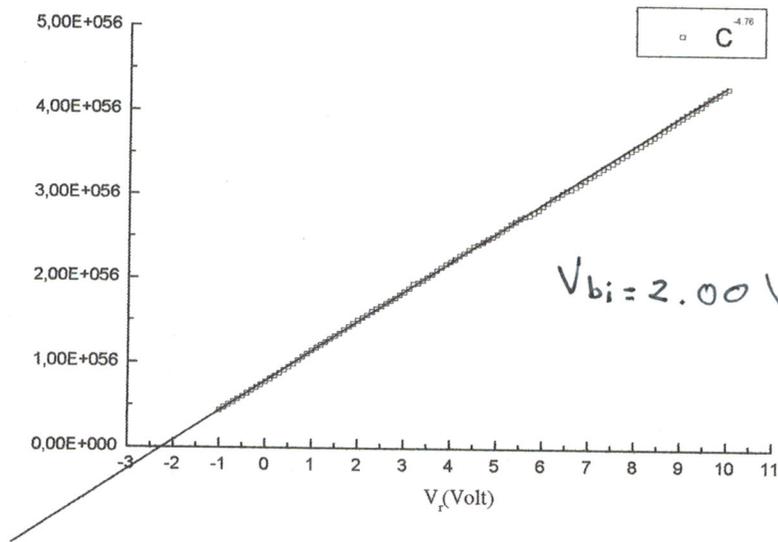


Figure 3.13 : profil de dopage d'une diode D2a avec une corrélation de 99,97%

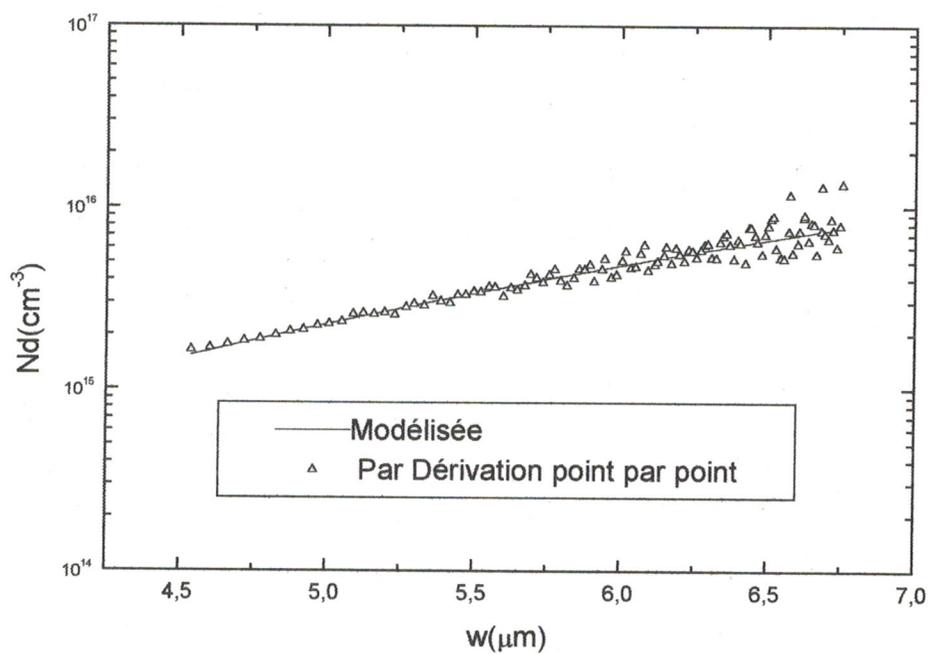
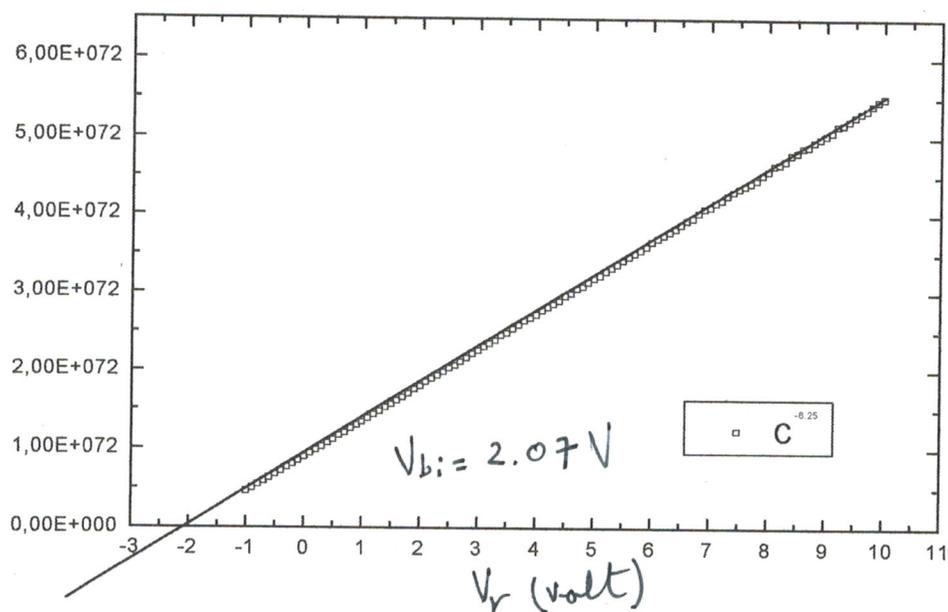


Figure 3.14 : profil de dopage d'une diode D3B avec une corrélation de 99,995%

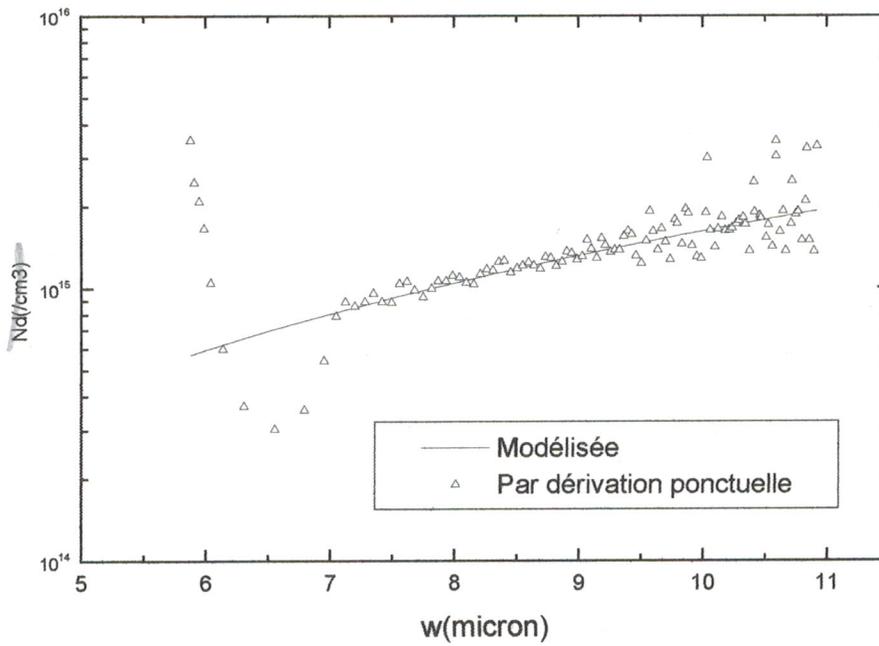
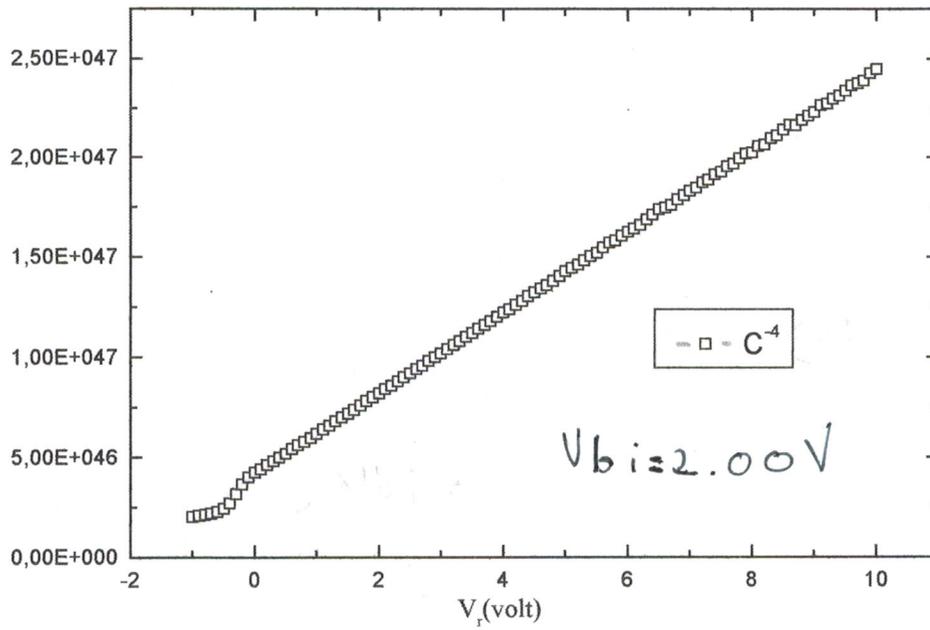


Figure 3.15 : : profil de dopage d'une diode D5b avec une corrélation de 99,89%

## 2.4. GRANDEURS D'INFLUENCE SUR LA MESURE DE LA CAPACITE

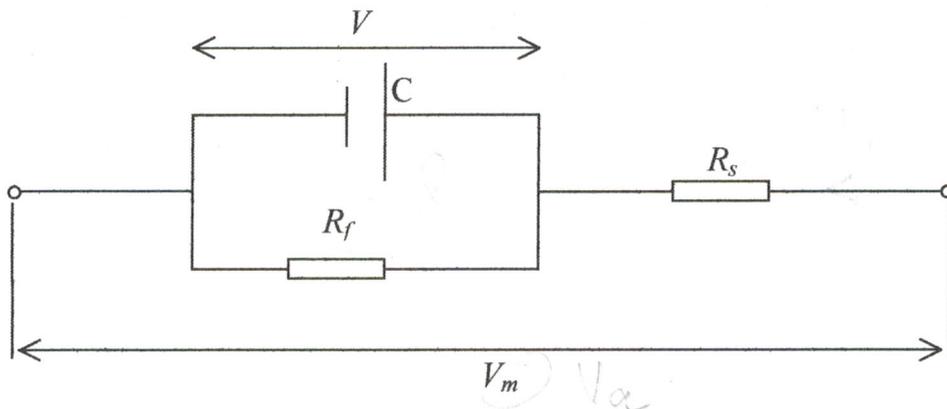
### 2.4.1. Introduction

La validité des méthodes capacitives repose sur la précision de la mesure de la capacité. Le principe de la mesure est d'évaluer la partie imaginaire de l'impédance de la diode ou du courant passant par la diode au moyen d'une détection synchrone alimentée par un signal alternatif de faible amplitude  $V_a$  (par exemple de 10 mV) et de grande fréquence  $f_a$  (par exemple de 1MHz).

La mesure de la capacité est affectée par les éléments passifs de l'impédance de la diode (la résistance série  $R_s$  et la résistance de fuite  $R_f$ ), la présence des niveaux profonds dans la ZCE et les états d'interface Métal - Semi-conducteur.

### 2.4.2. Résistance série et courant de fuite:

Le circuit équivalent à une jonction réelle est illustré par la figure ci-dessous:



**Figure 2.16 :** Schéma équivalent de la diode.

$V$  : la tension aux bornes de la capacité  $C$ .

$V_m$ : la tension mesurée,

$R_s$  : la résistance série,

$R_f$  : la résistance parcourue par le courant de fuite.

L'impédance complexe  $Z = R + jX$  est donnée par [Bleaney' 1976]:

$$Z = \frac{R_f + R_s(1 + \omega^2 C^2 R_f^2)}{1 + \omega^2 C^2 R_f^2} - j \frac{\omega C R_f}{1 + \omega^2 C^2 R_f^2} \quad (2-34)$$

avec :  $\omega = 2\pi f_a$

La capacité apparente  $C_m$  est mesurée à travers la partie imaginaire du courant passant par la diode:

$$I_m = j\omega C_m V_a \quad (2-35)$$

Où  $V_a$  est le module du signal alternatif  $v_a(t)$  superposé à la tension inverse  $V_r$ , *ce qui*

Ceci implique :

$$j\omega C_m = \frac{-jX}{R^2 + X^2} \quad (2-36)$$

Cette équation permet d'établir la relation entre les capacités  $C_m$  et  $C$  :

$$\frac{C_m}{C} = \left\{ \left( 1 + \frac{R_s}{R_f} \right)^2 \omega^2 C^2 R_s^2 \right\}^{-1} \quad (2-37)$$

Si la résistance série est infiniment petite ( $R_s = 0$ ), nous constatons que  $C_m = C$  même si le courant de fuite est présent ( $R_f \neq 0$ ).

Dans l'autre situation c'est à dire  $R_s \neq 0$ , la capacité  $C_m$  est toujours inférieure à  $C$ .

La résistance  $R_s$  est, dans la plus part des structures, inférieur à  $R_f$  ( $R_s \ll R_f$ ) :

L'équation (2-37) donne donc :

$$C_m = C (1 + (\omega C R_s)^2)^{-1} \quad (2-38)$$

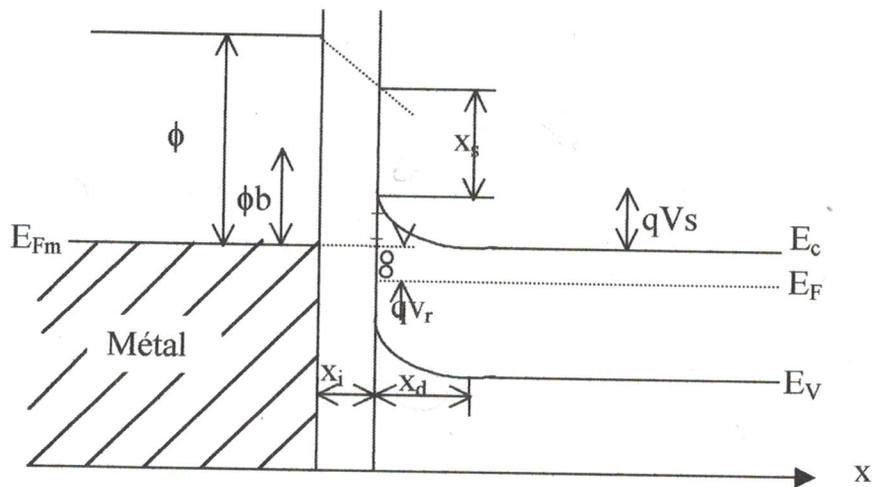
Des équations (2-38) et (2-18b), Nous pouvons exprimer la relation entre la concentration mesurée  $N_m$  et la concentration réelle  $N$  :

$$N_m = N (1 - (\omega C R_s)^4)^{-1} \quad (2-39)$$

La valeur de  $R_s$  est évaluée à partir de la caractéristique I-V ; le choix de la fréquence  $\omega$  doit vérifier la condition :  $\omega \ll (R_s C)^{-1}$ . Dans ces conditions  $N_m = N$ .

### 2.4.3 Capacité des états d'interface :

Les états d'interfaces sont dus à la présence de l'oxyde déposé sur le matériau semi-conducteur engendrant une couche mince isolante entre le métal et le semi-conducteur [Fonash '82].



**Figure 2.17 :** Structure de bandes en présence d'états d'interface.

$x_i$  : épaisseur de la couche d'interface.

$\epsilon_i$  : permittivité de la couche d'interface.

$$qV_s = E_C(0) - E_C$$

La capacité  $C$  de la structure est formée par la capacité de la couche d'interface  $C_i (= \epsilon_i A / x_i)$  en série avec celle de la zone de charge d'espace  $C_{SC}$ . Nous donnons ci-dessous l'équation qui formule la relation entre  $C$ ,  $C_i$  et  $C_{SC}$  [Blood '91] :

$$\frac{\Delta C^{-2}}{\Delta V_r} = \frac{\Delta C_{SC}^{-2}}{\Delta V_s} \left\{ \frac{(C_{SC} + C_i)(C_i + q^2 n_{ss})}{C_i (C_{SC} + C_i + q^2 n_{ss})} \right\} \quad (2-40)$$

Où  $n_{ss}$  est la densité d'états d'interface par unité de surface et par unité d'énergie.

A travers les équations (2-40) et (2-18b), nous pouvons déduire la relation entre  $N_m$  et  $N$  :

$$N_m^{-1} = N^{-1} (1 + \beta) \left\{ \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha + \beta} \right\} \quad (2-41)$$

avec  $\alpha = (q^2 n_{ss}) / C_i$  et  $\beta = C_{SC} / C_i = x_i / x_d$

Lorsque  $\alpha \gg 1$  et  $\beta \ll 1$  ( $x_d \gg x_i$ ) alors :  $N_m \cong N$ .

#### 2.4.4. Influence des niveaux profonds

Lorsque les niveaux profonds sont présents dans le matériau semi-conducteur, la densité de charge dans la ZCE peut être affectée par l'échange de porteurs entre ces niveaux et les bandes de conduction et de valence. La contribution des niveaux profonds à la densité de charge dans la ZCE dépend des valeurs relatives de la fréquence du signal de mesure  $f_a$  et du taux d'émission  $e_{n,p}$ <sup>1</sup> du centre profond :

Si  $f \gg e_{n,p}$  alors la population du piège ne peut pas suivre le signal de mesure et n'intervient donc que pour modifier la charge statique due aux impuretés dopantes; on mesure alors une capacité dite « haute fréquence », et si  $f \ll e_{n,p}$  alors la population du centre peut suivre le signal et contribue à la charge transférée au cours de chaque période; on mesure une capacité dite « basse fréquence ».

L'étude de l'influence des niveaux profonds sur le profil du dopage étant bien détaillée par [Kimerling '74]. Nous citons qu'un exemple d'illustration, c'est le cas d'une jonction métal semi-conducteur de type N en présence d'un niveau profond d'énergie  $E_T$  occupé par un piège de type donneur et de concentration  $N_T$ . La figure (2.17) schématise le diagramme énergétique de cette jonction. A l'équilibre thermodynamique, la distribution de charges  $\rho$  dans la ZCE est donnée par la figure (2.18), où  $x_r = x_d - \lambda$  est la distance, à partir de la surface du semi-conducteur où le niveau de Fermi  $E_{Fsec}$  croise le niveau d'énergie  $E_T$  du piège, et  $\lambda$  est appelée la largeur de la zone de transition .

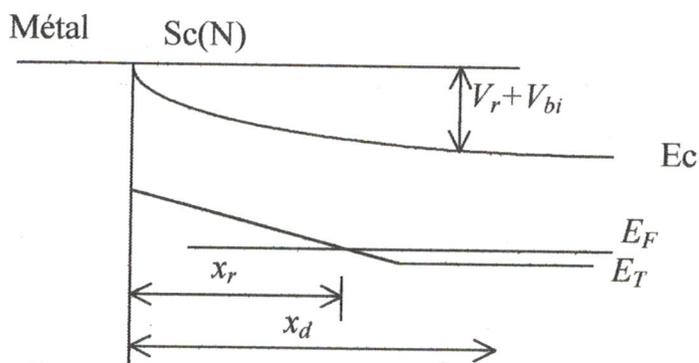
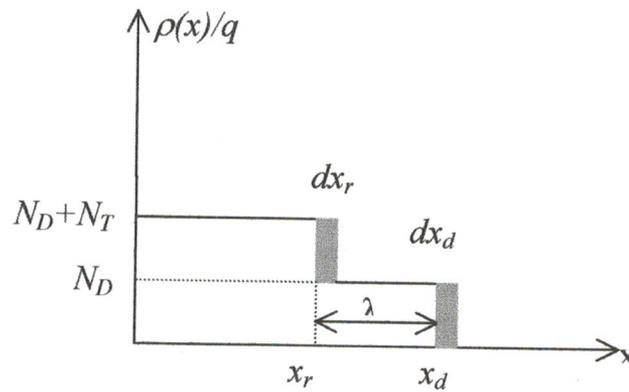


Figure 2.17 - Diagramme énergétique en présence d'un piège



**Figure 2.18 :** Contribution du niveau piège à la densité de charge

La charge dans la ZCE est due à l'ionisation des dopants superficiels entre 0 et  $x_d$ , et à l'ionisation des pièges entre 0 et  $x_r$ . Un accroissement  $dV$  de la tension de polarisation  $V_r$  provoque une variation  $\delta N(x)$  au niveau de la densité des atomes ionisés. La variation de  $dQ$  de la charge est donnée par ( cf. figure (2.18)) :

$$dQ = qA f_T N_T(x_r) dx_r + q A N_D(x_d) dx_d \quad (2-42)$$

Où :  $N_D(x_d)$  : densité des donneurs ionisés.

$dx_d$  et  $dx_r$  : variations des largeurs  $x_d$  et  $x_r$ .

$f_T$  : taux d'occupation du niveau profond dépend de la fréquence de mesure  $f_a$  et du taux d'émission  $e_n$ .

$$\begin{cases} f_T = 1 & \text{si } f_a \ll e_n \\ f_T = 0 & \text{si } f_a \gg e_n \end{cases} \quad (2-43)$$

L'équation (2-8) permet d'écrire:

$$(2-44)$$

$$\begin{aligned} dV &= \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_{ZCE}} \int x \delta N(x) dx \\ &= \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} (f_T x_r N_T(x_r) dx_r + x_d N_D(x_d) dx_d) \end{aligned}$$

La largeur de transition  $\lambda$  est indépendante de la tension de polarisation (cf. équation (3-30) et (3-37)) donc :

$$\lambda = x_d - x_r = x_d + dx_d - x_r - dx_r \Rightarrow dx_d = dx_r \quad (2-45)$$

Des équations (2-42), (2-44) et (2-45), nous pouvons écrire :

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon A (f_T N_T(x_r) + N_D(x_d))}{f_T x_r N_T(x_r) + x_d N_D(x_d)} \quad (2-46)$$

La largeur apparente mesurée à partir de la capacité est:

$$\begin{aligned} x_m &= \frac{f_T x_r N_T(x_r) + x_d N_D(x_d)}{f_T N_T(x_r) + N_D(x_d)} \\ &= x_d \left( 1 - \frac{\lambda}{x_d} \frac{f_T N_T(x_d)}{f_T N_T(x_r) + N_D(x_d)} \right) \end{aligned} \quad (2-47)$$

En haute fréquence ( $f_a \gg e_n$ ;  $f_T = 0$ ), nous mesurons la largeur réelle de la jonction ( $x_m = x_d$ ) ; ainsi :

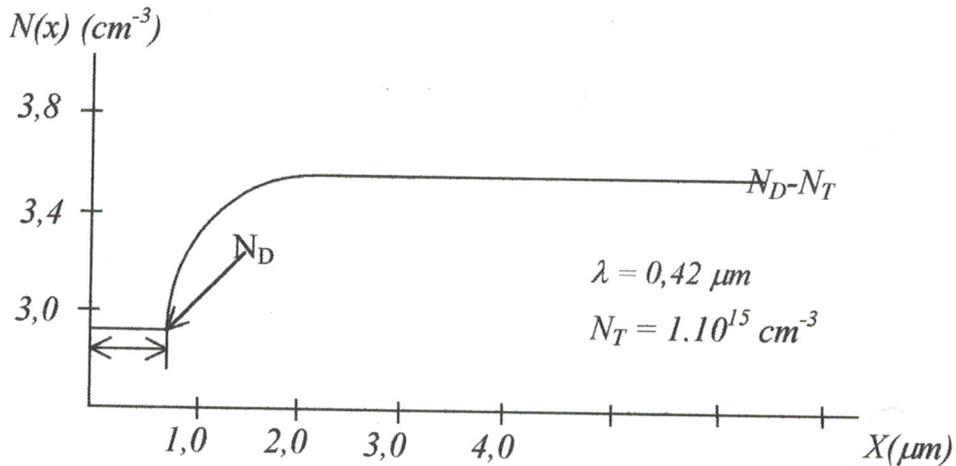
$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 A}{x_d} \quad (2-48)$$

Pour les basses fréquences ( $f \gg e_n$ ,  $f_T = 1$ ), nous mesurons une capacité basse fréquence, et la largeur mesurée n'est plus la largeur de la ZCE ( $x_m \neq x_d$ ) à moins que la concentration  $N_T$  soit infiniment petite devant la concentration  $N_D$  ( $N_T \ll N_D$ ) ou que la largeur de la zone de transition soit petite devant la largeur  $x_d$  de la ZCE ( $\lambda \ll x_d$ ).

A partir des figures (2.17) et (2.18), nous pouvons constater qu'à des polarisations faibles ( $V < (E_F - E_T)/q$ ) correspondant à des largeurs  $x_d < \lambda$ , le niveau profond  $E_T$  est entièrement sous le niveau de Fermi et les pièges ne sont plus ionisés, seule la concentration  $N_D$  contribue à la charge dans la ZCE :  $N = N_D$ . Pour des polarisations élevées ( $V > (E_F - E_T) / q$ ), la largeur  $x_r$  est confondue avec la largeur  $x_d$  et la concentration des centres profonds  $N_T$  s'ajoute à celle des centres superficiels :  $N = N_D + N_T$ . La concentration  $N(x)$  le long de la ZCE est donnée par :

$$N(x_d) = N_D(x_d) + \frac{x_r}{x_d} N_T(x_r) \quad (2-49)$$

Cette équation est représentée dans la figure (2.19) par un exemple de profil  $N(x_d)$ .

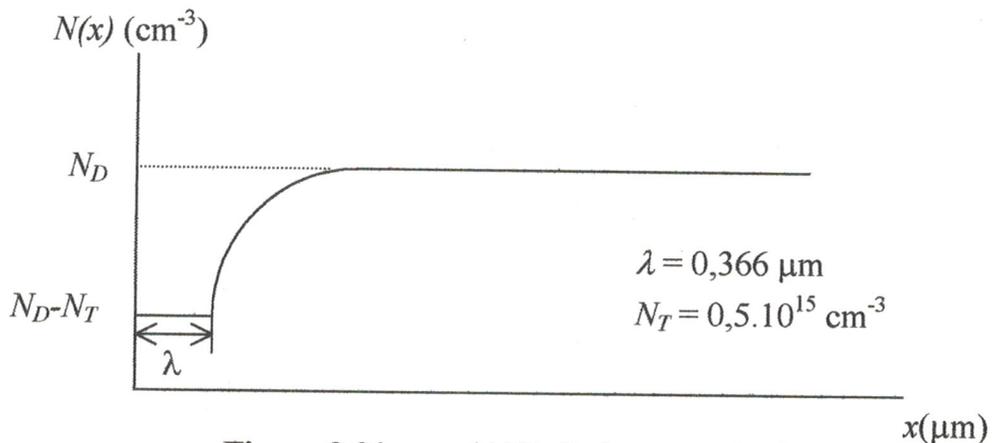


**Figure 2.19** - Profil  $N(x_d)$  calculé par l'équation  
Le dopage est uniforme  $N_D = 3.10^{15} \text{ cm}^{-3}$

Dans le cas où le piège est de type accepteur, la concentration  $N(x_d)$  est donnée par:

$$N(x_d) = N_D(x_d) - \frac{\lambda}{x_d} N_T(x_r) \quad (2.50)$$

La figure (2.20) représente le profil  $N(x_d)$  dans une diode Schottky(N)Ga As à température ambiante et en présence d'un piège accepteur. Pour des polarisations faibles, la concentration est:  $N_D - N_T$ . Elle devient celle des centres  $N_D$  à laquelle on accède avec des valeurs de  $V_r$  élevées.



**Figure 2.20** : profil  $N(x_d)$  dans une diode Schottky n - Ga As ( $N_D = 1.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ )

## 2.5. LIMITATION DE LA TECHNIQUE C-V

### 2.5.1. Limitation de la profondeur désertée

Pour la détermination des profils de dopage, l'handicap des techniques C-V se trouve dans la limitation de la ZCE sondée. Nous ne pouvons déterminer le profil de concentration qu'entre deux limites:

- Limite inférieure: elle est fixé par l'épaisseur  $x_{dinf}$  de la ZCE en l'absence de polarisation:

$$x_{dinf} = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0 V_{bi}}{qN} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.52)$$

- Limite supérieure: elle est fixé par le champs électrique critique  $E_{crit}$  qui induit la tension d'avalanche. Nous pouvons montrer que:

$$x_{dsup} = \frac{E_{crit}\epsilon_0\epsilon}{qN} \quad (2.53)$$

La figure ci-dessous représente pour une jonction silicium Métal ( $\Phi_b = 0,6\text{ev}$ ) et pour différentes valeurs de dopage  $N$ , les limites des zones sondées dans lesquelles, le profil  $N(x_d)$  peut être déterminé.

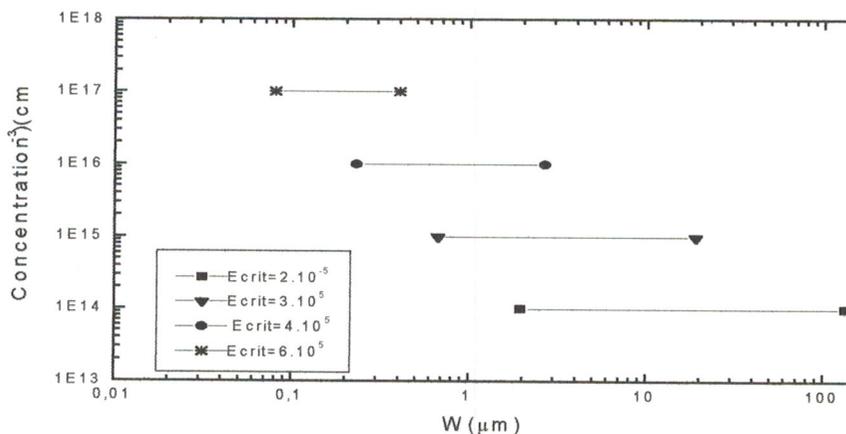
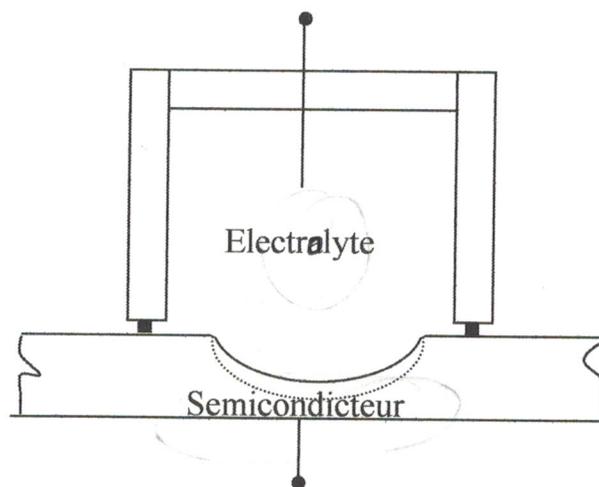


Figure 2.21 : Zones sondées pour différentes valeurs de  $E_{crit}$ .

Nous remarquons que l'épaisseur de la zone sondée se réduit lorsque le niveau de dopage croît.

La limite supérieure  $x_{dsup}$  peut être repoussée en remplaçant l'électrode métallique de la diode Schottky par un électrolyte capable d'attaquer le semi-conducteur et sert à la prise de contact électrique avec le semi-conducteur (Figure 2.22). Ce principe constitue la base de la technique des profils électrochimiques dont la première procédure expérimentale complète a été développée par la société Biorad, sous le nom « Polaran plotter » [Ambridge '75]. Elle permet d'obtenir le profil de la concentration en porteurs actifs avec les avantages suivants:

- La profondeur d'analyse est indépendante du dopage, elle est choisie par l'expérimentateur.
- Les concentrations supérieures à  $10^{18}$  porteurs.cm<sup>-3</sup> peuvent être facilement mesurées.
- Aucune technologie particulière n'est nécessaire pour préparer les échantillons à mesurer.

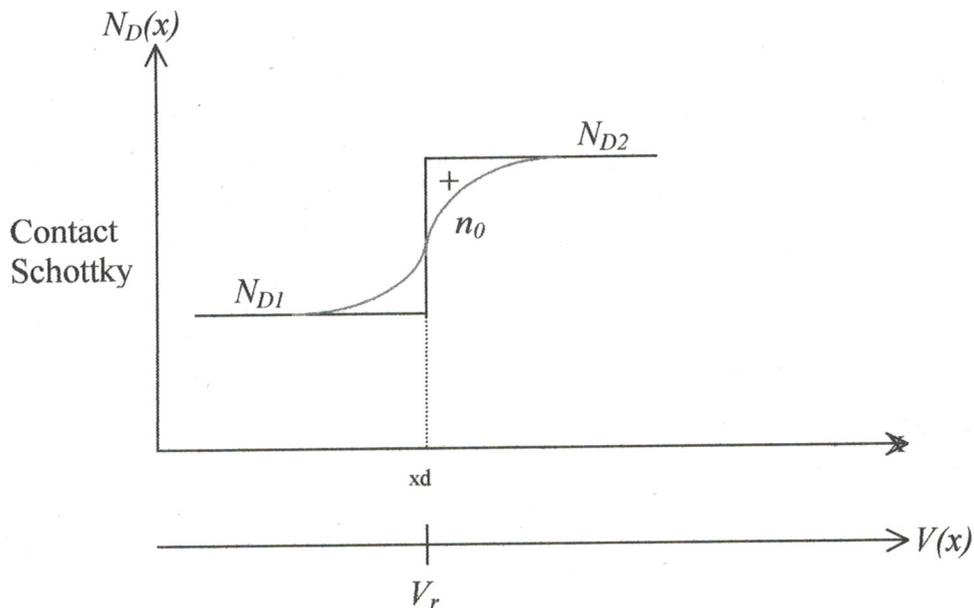


*Figure 2.22 : Principe des techniques C-V électrolytes.*

### **2.5.2. Fort gradient de dopage**

Dans un matériau semi-conducteur, au voisinage d'une région de fort gradient de dopage, la neutralité électrique n'est plus respectée  $n \neq N_D$  (semi-conducteur de type N). Il apparaît donc une charge d'espace. Les électrons de la région la plus dopée  $N_{D2}$  ont tendance à diffuser vers la région la moins dopée  $N_{D1}$ .

(Figure 2.23). Leur départ de la région  $N_D$  découvre une charge d'espace positive, leur arrivée dans la région  $N_{D1}$  crée une couche d'accumulation d'électrons chargée négativement. Un équilibre s'établit correspondant au profil  $n_0(x_d)$  de concentration de porteurs.



**Figure 2.23.** Profil en présence d'un fort gradient de dopage

Dans une jonction métal semi-conducteur (ou  $P^+N$ ) polarisée en inverse à une tension telle que la frontière de la ZCE parvienne dans la région de fort gradient de dopage. La concentration des impuretés ionisées est:

$$N'(x_d) = N_D(x_d) + n_0(x_d) \quad (2-53)$$

Blood a montré que  $n_0(x_d)$  varie comme  $\exp(-(x - x_d)^2 / 2L_D^2)^{0.5}$  [Blood '86], où  $L_D$  est la longueur de Debye donnée par:

$$L_D = \left( \frac{\epsilon_0 \epsilon K T}{q^2 N_D} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2-54)$$

L'équation (2.53) nous permet de constater que l'expression de la capacité de déplétion:  $C = A \epsilon \epsilon_0 / x_d$  n'est plus strictement applicable. La limite de la charge

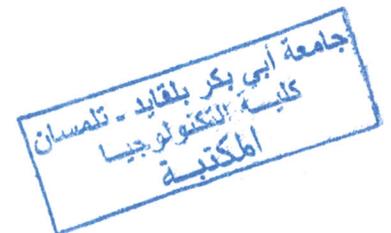
d'espace calculée à partir d'une telle expression n'est définie qu'à une ou deux longueurs de Debye près. Pour un substrat homogène dopé à  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , la longueur de Debye est de  $455 \text{ \AA}$ . Si nous plaçons la jonction dans un milieu basse température, la longueur  $L_D$  diminue: nous arrivons à obtenir une meilleure résolution en profondeur.

## 2.6. CONCLUSION

La mesure de la capacité de la jonction en fonction de la tension de polarisation nous permet:

- ◆ de déterminer le type de la jonction; elle est abrupte si  $1/C^2 = f(V_r)$  donne une droite, et est graduelle si  $1/C^3 = f(V_r)$  donne une droite.
- ◆ de déterminer le profil de concentration [cf. équation 2.18] si cette concentration ne varie pas de façon trop abrupte.
- ◆ de nous renseigner sur la présence des centres à niveaux profonds présents dans la ZCE.

Néanmoins, elle ne permet pas d'évaluer les paramètres définissant les niveaux profonds. C'est la technique DLTS qui permet de les déceler, dont la description détaillée est l'objet du chapitre 3.



# *Chapitre 3*

**ETUDE DES NIVEAUX PROFONDS PAR LA  
TECHNIQUE D.L.T.S**

## Chapitre 3

### ETUDE DES NIVEAUX PROFONDS PAR LA TECHNIQUE D.L.T.S

#### 3.1. INTRODUCTION

Les propriétés électriques et optoélectroniques d'un matériau semi-conducteur sont fortement liées à la présence des défauts dans le réseau cristallin. Ils introduisent des niveaux profonds dans la bande interdite du diagramme énergétique du matériau.

La spectroscopie transitoire des niveaux profonds ou *Deep Level Transient Spectroscopie*, D.L.T.S, est la technique la plus performante de détection de ces niveaux [Lang '74]. Elle constitue, A l'heure actuelle, une des techniques les plus complètes pour la détermination des niveaux profonds. Son principe consiste à déterminer la constante de temps de vidage d'un niveau profond (Temps d'émission d'un porteur par le centre) dans la zone de charge d'espace vide de porteurs libres d'une jonction PN ou Schottky polarisée dans le sens bloquant ; le remplissage du niveau (capture d'un porteur par le centre) est préalablement assuré par une impulsion électrique ou optique. Le vidage du niveau est traduit par un transitoire de capacité dont l'analyse fait l'objet des méthodes D.L.T.S.

Nous allons citer au paragraphe 3.2, les propriétés physiques des niveaux profonds ainsi que leurs rôles dans le fonctionnement des dispositifs électroniques à semi-conducteurs ; et puisque la variation de la capacité de la ZCE correspond à la variation de la fonction d'occupation des niveaux profonds qui y sont présents, nous avons jugé utile de rappeler aux paragraphes 3.3 et 3.4 respectivement, toute la statistique d'occupation d'un niveau piège et le calcul du transitoire temporel de capacité correspondant et ceci dans tous les cas de figures, afin de justifier les hypothèses qui permettent d'établir une expression simplifiée du transitaire de capacité d'une part, et de faciliter la compréhension des méthodes D.L.T.S décrites dans le paragraphe 3-5 d'autre part. En dernier lieu, nous consacrons le paragraphe 3-6 à l'étude de la méthode de D.V. Lang appelée souvent D.L.T.S Boxcar.

## **3.2. NIVEAUX PROFONDS DANS LES SEMI-CONDUCTEURS**

### **3.2.1. Défauts dans les cristaux**

Un cristal parfait, formé par la répétition d'une maille élémentaire, ne se rencontre de fait jamais. Les cristaux réels, même s'ils se rapprochent beaucoup du modèle théorique ils comportent toujours des défauts. Certaines propriétés des solides cristallins sont essentiellement liées à la structure du réseau et au type de liaison en jeu ; en première approximation, elles dépendent très peu des défauts du cristal. Ces propriétés sont, par exemple, le module de Yong, le coefficient de dilatation linéique, les propriétés magnétiques et ferroélectriques, etc.

Ces propriétés sont, à toutes fin utiles, non modifiables. D'autres, par contre, sont modifiables et liées à la présence de défauts dans le cristal; par exemple: comportement sous l'action d'une contrainte, conductivité électrique des isolants et des semi-conducteurs.

On peut classifier les défauts dans les réseaux cristallins en deux catégories:

#### ***Défauts de structure:***

Il s'agit de défauts qui tiennent au mauvais placement d'atomes du cristal. Ils peuvent être ponctuels, en ligne (dislocations) ou plans (fautes d'empilement).

Il y a deux défauts ponctuels de base, la lacune et l'interstitiel. L'existence de tels défauts peut produire un réarrangement local plus ou moins important des liaisons.

#### ***Défauts de composition:***

Ils sont associés à la présence d'atomes étrangers au cristal parfait. Les deux cas simples sont l'impureté en position de substitution et l'impureté en position d'interstitiel.

Les différents types de défauts présents dans les cristaux; leur importance et leur rôle sont abordés et détaillés dans plusieurs ouvrages traitant la physique de solide et la métallurgie tels [Dorlot '86] et [Charlmeis '87].

### **1.2.2. Niveaux légers et niveaux profonds**

Le rôle d'un défaut dans un semi-conducteur dépend de l'espèce d'état localisé qu'elle introduit la bande interdite et de sa concentration.

Le rôle principal des impuretés de dopage usuelles est de contrôler la conductivité du matériau dans un large domaine de valeur ( $10^{-3}$  à  $10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ ) et privilégier un type de conduction (N ou P). Il s'agit d'impureté dont l'énergie d'ionisation est plus petite ou comparable à  $KT$  introduisant des niveaux donneurs ou accepteurs voisins des limites de la bande interdite, sont appelés *niveaux Légers* (*shallow levels*).

D'autres impuretés, de même que certains défauts cristallins, introduisent des niveaux d'énergies situés dans la région centrale de la bande interdite, sont appelés *niveaux profonds* (*deep levels*), généralement incorporées à des concentrations nettement plus faibles:  $10^2$  à  $10^6$  quelquefois  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Ces impuretés peuvent jouer le rôle d'accepteur (capteur d'électrons) ou de donneur (fournisseur d'électrons).

### **3.2.3. Comportement d'un niveau profond:**

Un niveau profond a deux fonctions principales :

#### ***Fonction compensatrice :***

En raison de l'éloignement de tel niveau de la bande de conduction ou de la bande de valence, il peut piéger tous les porteurs libres lâchés par les donneurs ou les accepteurs peu profonds présents dans le semi-conducteur. Un niveau profond a néanmoins une action sur la conductivité du matériau par effet de compensation. Un défaut natif nommé  $EL_2$  joue ce rôle dans GaAs.

#### ***Fonction recombinante:***

Du fait de leurs positions centrales dans la bande interdite, les états profonds peuvent se comporter des relais pour les porteurs de la bande de conduction et de la bande de valence facilitant ainsi les recombinaisons indirectes entre celles-ci. La fonction recombinante prend le pas sur la fonction piège lorsque le niveau d'ionisation est loin des bandes permises. Ceci vient essentiellement de ce que la

probabilité de rémission des porteurs est généralement une fonction exponentielle décroissante de l'énergie d'ionisation (cf. équation (3-95)).

### 3.2.4. Effet sur les dispositifs à semi-conducteurs

Dans leur rôle recombinaison, les centres profonds servent à contrôler la *durée de vie* des porteurs dans une zone déterminée du dispositif.

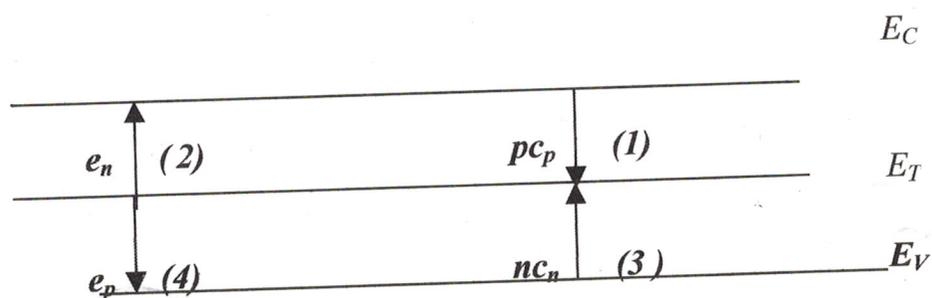
Dans les diodes, transistors et thyristors rapides, de tels centres sont bénéfiques puisqu'ils favorisent la rapide disparition de la charge stockée. On introduit alors volontairement certaines impuretés métalliques (comme l'or : Au) dans ces dispositifs.

A l'opposé dans les diodes électroluminescentes et les photopiles solaires, on recherche une durée de vie des porteurs très l'orgue, et le problème est dans ce cas, de réduire au maximum la concentration des centres profonds parasites pour obtenir un bon rendement.

## 3.3. STATISTIQUE D'OCCUPATION D'UN NIVEAU PROFOND

### 3.3.1. Interactions entre le niveau profond et les bandes permises

Cette théorie est basée sur le modèle de Shockley et Read [Shockley '52]. A l'équilibre thermodynamique les charges émises par le piège sont égales à celles qui y sont capturés. La figure 3.1 représente les interactions entre un centre profond et les bandes de valence et de conduction.



**Figure 3-1:** Echanges de charges entre un niveau profond et les bandes de conduction et de valence.

$e_n$ : vitesse d'émission thermique d'électrons ( $s^{-1}$ ).

$c_n$ : coefficient de capture thermique d'électrons ( $cm^3 \cdot s^{-1}$ ).

$e_p$ : vitesse d'émission thermique de trous ( $s^{-1}$ ).

$c_p$ : coefficient de capture thermique de trous ( $cm^3 \cdot s^{-1}$ ).

Ainsi le niveau profond est caractérisé par:

$E_T$ : Niveau d'énergie du centre piège (trap) dans la bande interdite.

$N_T$ : Concentration totale des niveaux.

$n_T$ : Concentration de niveau plein d'électrons.

$P_T$ : Concentration de niveau vide d'électrons;  $N_T = n_T + P_T$ .

Les échanges s'effectuent suivant les étapes suivantes:

1) Capture d'un électron de la BC sur le niveau  $E_T$ ; la vitesse est proportionnelle au produit des concentrations des électrons et des centres qui peuvent les capturer:

$$U_{c_n} = c_n n P_T \quad (3-1a)$$

avec

$$c_n = \sigma_n v_n \quad (3-1b)$$

et

$$v_n = \left(3KT / m_n^*\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-1c)$$

2) Rémission de l'électron capturé sur  $E_T$  vers la BC; la vitesse est proportionnelle à la concentration des centres pouvant remettre

$$U_{e_n} = e_n n_T \quad (3-2)$$

3) Capture d'un trou de la BV sur le niveau  $E_T$ ; vitesse:

$$U_{c_p} = c_p p n_T \quad (3-3a)$$

avec

$$c_p = \sigma_p v_p \quad (3-3b)$$

et

$$v_p = \left(3KT / m_p^*\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-3c)$$

4) Rémission du trou capturé sur  $E_T$  vers BV; vitesse:

$$U_{e_p} = e_p p_T \quad (3-4)$$

où :

$\sigma_n$  ( $\sigma_p$ ) est la section efficace de capture thermique des électrons (des trous).

$v_n$  ( $v_p$ ) est la vitesse thermique des électrons (des trous).

$m_n^*$  ( $m_p^*$ ) masse effective d'électron (trou) (tient compte des interactions avec le réseau).

### 3.3.2. Evaluation des taux d'émission thermique

Lorsque le semi-conducteur subit une excitation, les variations des densités de porteurs de charge dans les bandes de conduction et de valence évoluent dans le temps ; sont décrites par :

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = U_{e_n} - U_{c_n} = e_n n_T - c_n n (N_T - n_T) \\ \frac{dp}{dt} = U_{e_p} - U_{c_p} = e_p (N_T - n_T) - c_p p n_T \end{cases} \quad (3-5)$$

Lorsque le semi-conducteur est à l'équilibre on a :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = 0 \quad (3-6)$$

En utilisant la relation (3-5), on déduit :

$$\begin{cases} e_n = c_n n \left( \frac{N_T}{n_T} - 1 \right) \\ e_p = c_p p \frac{1}{\frac{N_T}{n_T} - 1} \end{cases} \quad (3-7)$$

La fonction d'occupation du centre est donnée par la statistique de Fermi-Dirac :

$$f_T = \frac{n_T}{N_T} = \left[ 1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{K_T}\right) \right]^{-1} \quad (3-8)$$

$E_F$  : niveau de Fermi.

$g$  : facteur de dégénérescence.

$N_T$  : La concentration des électrons libres dans la bande de conduction ( des trous dans la bande de valence) s'exprime à l'aide de la densité effective  $N_c(N_v)$  caractéristique du matériau, et ce dans l'approximation des bandes parabolique par :

$$\begin{cases} n = N_c \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{KT}\right) \\ p = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{KT}\right) \end{cases} \quad (3-9)$$

avec

$$\begin{cases} N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_n^* K_T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = A_n T^{\frac{3}{2}} \\ N_V = 2 \left( \frac{2\pi m_p^* K_T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = A_p T^{\frac{3}{2}} \end{cases} \quad (3-10)$$

Après combinaison des relations (3.1b/c), (3.3b/c), (3.7), (3.8), (3.9) et (3.10), les taux d'émission  $e_n$  et  $e_p$  s'écrivent dans la forme usuelle suivante:

$$\begin{cases} e_n = \sigma_n v_n N_C \exp \frac{E_T - E_C}{KT} \\ e_p = \sigma_p v_p N_V \exp \frac{E_V - E_T}{KT} \end{cases} \quad (3-11a)$$

ou

$$\begin{cases} e_n = K_n \sigma_n T^2 \exp \left( \frac{E_T - E_C}{KT} \right) \\ e_p = K_p \sigma_p T^2 \exp \left( \frac{E_V - E_T}{KT} \right) \end{cases} \quad (3-11b)$$

avec

$$\begin{cases} K_n = 4\pi m_n^* K^2 \frac{\sqrt{6\pi}}{h^3} = 1.065 \cdot 10^{25} K^{-2} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1} \\ K_p = 4\pi m_p^* K^2 \frac{\sqrt{6\pi}}{h^3} = 1.818 \cdot 10^{25} K^{-2} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1} \end{cases} \quad (3-12)$$

### **3.3.3. Fonction d'occupation**

En présence d'un centre profond, l'équation de neutralité s'écrit:

$$\begin{cases} n + n_T = p + N_0 \dots \dots \dots \text{pour un centre accepteur.} \\ n = p + p_T + N_0 \dots \dots \dots \text{pour un centre donneur.} \end{cases}$$

où

$$\begin{cases} N_0 = N_D - N_A > 0, \text{ pour un semi-conducteur de type n} \\ N_0 = N_D - N_A < 0, \text{ pour un semi-conducteur de type p} \end{cases}$$

D'après les conventions de Miller, un centre accepteur possède une charge négative lorsqu'il est occupé et un piège donneur possède une charge positive lorsqu'il est vide [Miller '77].

En différenciant les équations de neutralité du semi-conducteur en présence d'un centre, on obtient :

$$\frac{dn_T}{dt} = \frac{dp}{dt} - \frac{dn}{dt} = -\frac{dp_T}{dt} \quad (3-13)$$

En remplaçant  $dp/dt$  et  $dn/dt$  dans l'équation (3-13) par leurs expressions respectives du système (3-5) on obtient:

$$\frac{dn_T}{dt} + (e_n + e_p + nc_n + pc_p)n_T = (e_p + nc_n)N_T \quad (3-14)$$

Or  $f_T = n_T/N_T$

L'équation d'évolution de la fonction d'occupation du niveau  $E_T$  est définie alors par :

$$\frac{df_T}{dt} + (e_n + e_p + nc_n + pc_p)f_T = e_p + nc_n \quad (3-15)$$

En régime permanent  $df_T/dt = 0$ , donc:

$$f_T(\infty) = \frac{e_p + nc_n}{e_p + e_n + nc_n + pc_p} \quad (3-16)$$

En fait, la concentration des électrons et des trous dépend de leur position dans la ZCE, nous supposons que cette dépendance n'est fonction que de l'abscisse  $x$  et nous notons:  $n = n(x)$  et  $p = p(x)$ .

La fonction d'occupation en régime permanent sera donc notée de façon générale:

$$f_T(x, \infty) = \frac{e_p + c_n n(x)}{e_p + e_n c_n n(x) + c_p p(x)} \quad (3-17)$$

Nous distinguons à ce stade, le semi-conducteur de type N de celui de type P.

### 3.3.3.1. Semi-conducteur de type N

Dans ce cas là, la densité des trous est nulle:  $p(x) = 0$ .

En résolvant l'équation de poisson dans la ZCE et en considérant que la densité de porteurs suit la statistique de Boltzman, n s'écrit en fonction de  $x$ :

$$n(x) = N_0 \exp\left(-\frac{(w-x)^2}{2L_D^2}\right) \quad (3-18)$$

avec

$$L_D = \left( \frac{\epsilon K T}{q^2 N_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3-19)$$

$w$  est la largeur de la ZCE

Par suite:

$$f_T(x, \infty) = f_{TN}(x, \infty) = \frac{1}{1 + \frac{e_n}{e_p + c_n n(x)}} \quad (3-20)$$

En observant les termes composant la fonction  $f_{TN}(x, \infty)$ , nous remarquons que  $n(x)$  est une fonction exponentielle de  $x$ , il en sera de même pour  $c_n n(x)$  qui évoluera donc très rapidement en fonction de  $x$ . La fonction  $f_{TN}(x, \infty)$ , aura deux valeurs asymptotiques.

Pour :  $x \rightarrow 0$ , Alors  $n(x) = N_0 \exp - w^2/2L_D^2$ .

Pratiquement  $w \gg L_D$  et par suite :  $n(x) = 0$ .

$$f_{TN}(x, \infty) = \frac{e_p}{e_n + e_p} \quad (3-21)$$

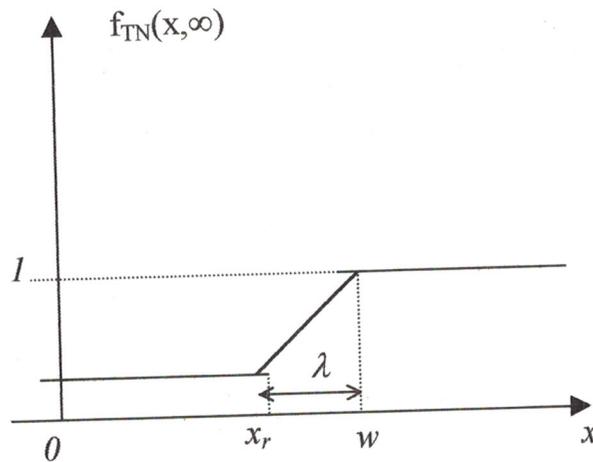
Comme  $c_n N$  est très grand devant  $e_n + e_p$ , donc

$$f_{TN}(x, \infty) = 1 \quad (3-22)$$

Nous pourrions donc assimiler  $f_{TN}(x, \infty)$  à une fonction en escalier (figure 3.2) comme on a coutume de la faire pour la fonction Fermi-Dirac. La transition de la valeur  $e_p / (e_n + e_p)$  à 1 correspond à l'abscisse  $x_r$ :

$$f_{TN}(x_r, \infty) = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \quad (3-23)$$

$$f_{TN}(x, \infty) = \begin{cases} \frac{e_p}{e_n + e_p} & 0 < x < x_r \\ 1 & x > x_r \\ \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) & x = x_r \end{cases} \quad (3-24)$$



**Figure 3.2 :** Fonction d'occupation des niveaux piège pour  $m$  S.C de type N.

La valeur  $\lambda = w - x_r$  désigne la largeur de la zone de transition. En utilisant l'expression de  $f_T(x_r, \infty)$  des relations (3-20) et (3-24), nous déduisons que:

$$c_n n(x_r) = e_n + e_p \quad (3-25)$$

En tenant compte de la relation (3-17), on déduit que :

$$\lambda = L_D \left[ 2L_n \left( \frac{c_n N_0}{e_n + e_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-26)$$

En combinant les expressions (3-7), (3-8) et (3-26), on obtient:

$$\frac{c_n N_0}{e_n + e_p} = g \frac{e_n}{e_n + e_p} \exp\left(\frac{E_F - E_T}{KT}\right) \quad (3-27)$$

La largeur de la zone de transition peut donc s'écrire:

$$\lambda = L_D \left[ 2 \left( \frac{E_F^* - E_T}{KT} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-28)$$

avec

$$E_F^* = E_F + KT \ln g - KT \ln \frac{e_n + e_p}{e_n} \quad (3-29)$$

$E_F^*$  diffère du niveau de  $E_F$  de quelques  $KT$ , il lui est presque égal dans le cas où  $e_n \gg e_p$ : piège à porteurs majoritaires. D'où:

$$\lambda = L_D \left[ 2 \left( \frac{E_F - E_T}{K_T} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-30)$$

**Conclusion:**

L'abscisse  $x_r$ , correspond dans l'espace des bandes d'énergies à l'intersection du niveau de Fermi avec le niveau profond; nous voyons donc que la fonction  $f_T(x, \infty)$  vaut 1 correspondant à  $E_T < E_F$ .

**3.3.3.2 Semi-conducteur de type P**

Dans ce cas là:  $n(x) = 0$

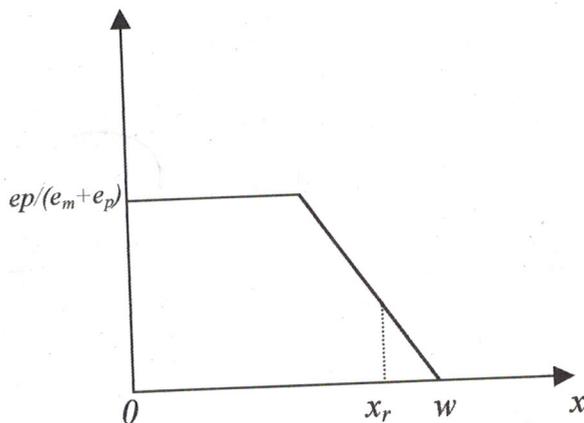
$$f_T(x, \infty) = f_{TP}(x, \infty) = \frac{e_p}{e_n + e_p + c_p p(x)} \quad (3-31)$$

avec:

$$p(x) = N_0 \exp \left[ - \frac{(w - x^2)}{2L_D^2} \right]$$

(3-32)

La fonction d'occupation est approximée à une fonction en escalier est donnée par:



**Figure 3.3:** Fonction d'occupation des niveaux profonds pour un SC de type p.

La largeur de la zone de transition est définie par  $(c_p p(x_r) = e_n + e_p)$  qui conduit à une expression de  $\lambda$  égale:

$$\lambda = L_D \left[ 2 L_n \left( \frac{c_p N_0}{e_n + e_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-34)$$

$$\lambda = L_D \left[ 2 \cdot \left( \frac{E_T - E_{F^*}}{K_T} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-35)$$

avec

$$E_{F^*} = E_F + K_T \ln g + K_T L_n \left( 1 + \frac{e_p + e_n}{e_p} \right) \quad (3-36)$$

$E_{F^*}$  diffère du niveau de  $E_F$  de quelques  $K_T$ , il lui est presque égal dans le cas où  $e_p \gg e_n$ : piège à porteur majoritaires.

D'où:

$$\lambda = L_D \left[ 2 \left( \frac{E_T - E_F}{K_T} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3-37)$$

Dans ce cas là,  $x_r$  est l'intersection entre le niveau de Fermi  $E_F$  et le niveau profond  $E_T$ . La fonction d'occupation d'un piège reste nulle pour  $E_T > E_F$ .

### **3.4. EVOLUTION DU TRANSITAIRE DE CAPACITE**

Le but de ce paragraphe est de déterminer l'expression analytique de la capacité de ZCE en fonction du temps  $C(t)$ , et d'en déduire la valeur maximale  $\Delta C_{max}$ ; ce qui est nécessaire à la compréhension de la technique DLTS. Pour trouver la fonction d'occupation en régime transitoire, on est amené à résoudre l'équation (3-15). La solution est:

$$f_T(x,t) = [f_T(x,t_0) - f_T(x,\infty)] \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau(x)}\right) + f_T(x,\infty) \quad (3-38)$$

où  $\tau(x)$  est la constante de temps, tel que:

$$\tau(x) = \frac{1}{e_n + e_p + n c_n(x) + p c_p(x)} \quad (3-39)$$

$f_T(x, t_0)$  est imposée par les conditions initiales, nous allons envisager deux excitations possibles: (sans ou avec injection de porteur).

### 3.4.1. Régime sans injection

La structure d'étude est polarisée de telle façon qu'il n'y ait pas d'injection de porteurs; la forme de polarisation est donnée par:

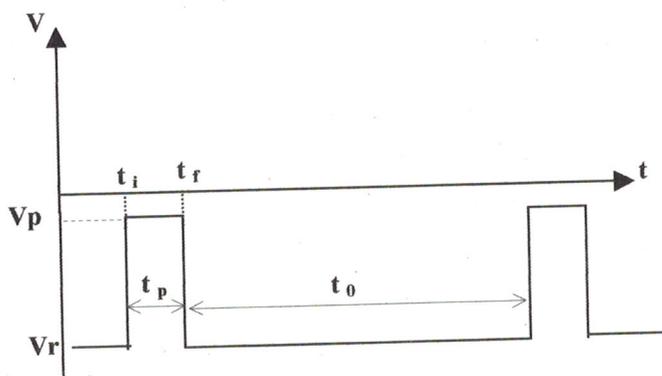


Figure 3.4: Pulses d'excitation, sans injection.

La largeur total de ZCE, habituellement notée  $w$ , sera notée  $w_r$  à la tension de polarisation ( $V_r < 0$ ) et  $w_p$  à la tension de polarisation ( $V_p \leq 0$ ). Notons aussi que le point d'intersection du niveau de Fermi avec le niveau piège sera noté respectivement  $x_r$  à ( $V_r$ ) et  $x_p$  à ( $V_p$ )

#### 3.4.1.1. Semi-conducteur de type N

Calculons la fonction d'occupation pendant l'impulsion et après celle-ci:

a)  $t_i < t < t_f$  et  $V = V_p$ :

L'expression de la fonction d'occupation est:

$$f_{TN}(x, t) = (f_{TN}(x, t_i) - f_{TN}(x, \infty)) \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau(x)}\right) + f_{TN}(x, \infty) \quad (3-40)$$

En régime permanent on aurait :

$$f_{TN}(x, \infty) = \begin{cases} \frac{e_p}{e_n + e_p} \dots \tau(x) = \frac{1}{e_n + e_p} \dots 0 \langle x \rangle x_p \\ 1 \dots \tau(x) = \frac{1}{c_n n(x)} \dots x \rangle x_p \end{cases} \quad (3-41)$$

A la fin de l'impulsion, c'est à dire , à l'instant  $t_f$ , nous aurons:

$$f_{TN}(x, t_f) = \begin{cases} \left( f_{TN}(x, t_i) - \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \exp(-(e_n + e_p)t_p) + \frac{e_p}{e_p + e_n} \dots\dots\dots 0 \langle x \rangle x_p \\ (f_{TN}(x, t_i) - 1) \exp(-c_n n(x)t_p) + 1 \dots\dots\dots x \rangle x_p \end{cases}$$

(3-42)

b)  $t_f < t < t_i + t_0$ ,  $V = Vr$

$$f_{TN}(x, t) = \begin{cases} \left( f_{TN}(x, t_f) - \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \exp(-(e_n + e_p)t - t_f) + \frac{e_p}{e_p + e_n} \dots\dots\dots 0 \langle x \rangle x_r \\ (f_{TN}(x, t_f) - 1) \exp(-c_n n(x)t_p) + 1 \dots\dots\dots x \rangle x_r \end{cases}$$

(3-43)

Nous remarquons que la polarisation est telle que  $w_p < w_r$ , or la largeur de la zone de transition ne dépend pas de polarisation il s'ensuit donc que:  $x_p < x_r$ .

Dans la zone  $0 < x < x_p$ , on peut porter l'expression (3-42) de  $f_{TN}(x, t_f)$  dans (3-43) ; on obtient:

$$f_{TN}(x, t) = \left( f_{TN}(x, t_i) - \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \exp(-(e_n + e_p)(t - t_i)) + \frac{e_p}{e_p + e_n} \quad (3-44)$$

L'impulsion étant appliquée périodiquement, on doit avoir:

$$f_{TN}(x, t_i) = f_{TN}(x, t_i + t_0) \quad (3-45)$$

D'où l'on déduit:

$$f_{TN}(x, t_i) = \frac{e_p}{e_p + e_n}, \quad (3-46)$$

et par suite:

$$f_{TN}(x, t) = \frac{e_p}{e_p + e_n} \dots\dots\dots 0 \langle x \rangle x_p \quad (3-47)$$

Supposons maintenant que le régime permanent soit atteint quelque soit x. ceci entraîne:

$$f_{TN}(x, t_f) = f_{TN}(x, \infty) = 1 \quad (3-48)$$

La fonction d'occupation après impulsion, s'écrira:

$$f_{TN}(x,t) = \begin{cases} \frac{e_p}{e_p + e_n} \dots\dots\dots 0 \langle x \rangle x_p \\ \frac{e_n}{e_p + e_n} \exp(-(e_n + e_p)(t - t_f)) + \frac{e_p}{e_n + e_p} \dots\dots x_p \langle x \rangle x_r \\ 1 \dots\dots\dots x \rangle x_r \end{cases} \quad (3-49)$$

Cette fonction est nécessaire pour le calcul de la densité de charge électrique  $\rho$  qui dans l'équation de Poisson; et c'est la résolution de cette dernière qui nous permet d'établir l'expression analytique de la capacité  $C(t)$ ; l'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} = 0 \quad (3-50)$$

$\epsilon$  : permittivité du matériau semi-conducteur.

$\epsilon_0$  : permittivité du vide.

$\rho$  : densité de charge.

Une double intégration de l'équation (3-50) étendue de 0 à  $w$ , et sous une polarisation inverse  $V_r$  donne:

$$\int_0^w x \frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} dx = \pm (V_{bi} - V_r) \quad (3-51)$$

La densité de charge  $\rho$  est une fonction de la concentration des dopants  $N_0$  et celle des pièges ionisés  $N_{Ti}$ :

$$\rho = q (N_0 + N_{Ti}) \quad (3-52)$$

avec:

$$N_{T=i} \begin{cases} f_T N_T & \text{(piège accepteur)} \\ (1 - f_T) N_T & \text{(piège donneur)} \end{cases}$$

et  $N_0 = N_D - N_A$

$N_T$  étant la concentration des pièges.

$N_0$  est l'excès des donneurs dans la région de type N.

### 3.4.1.1.1. Piège accepteur

En utilisant l'expression de  $f_{TN}(x,t)$  donnée par (3-49), la relation (3-49)

s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \int_x^w \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon} [N_0 - N_T f_{TN}(x,t)] dx = \\ \int_0^{x_p} \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon} \left[ N_0 - N_T \frac{e_p}{e_n + e_p} \right] dx + \\ \int_{x_p}^{x_r} \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon} \left( N_0 - N_T \left( \frac{e_n}{e_n + e_p} \exp[-(e_n + e_p)(t - t_f)] + \frac{e_n}{e_n + e_p} \right) \right) dx \\ \int_{x_r}^w \frac{q}{\varepsilon_0 \varepsilon} (N_0 - N_T) dx \end{aligned} \quad (3-53)$$

#### **Hypothèse 1:**

Les dopants  $N_0$  et les pièges  $N_T$  sont réparties uniformément dans le matériau c'est à dire que  $N_0$  et  $N_T$  ne dépendent pas de  $x$ , on obtient:

$$w^2 - w_0^2 = \frac{N_T}{N_0} w^2 - \frac{e_n}{e_n + e_p} \frac{N_T}{N_0} (x_r^2 - (x_r^2 - x_p^2) \exp[-(e_n + e_p)(t - t_f)]) \quad (3-54)$$

avec:

$$w_0^2 = \frac{2\varepsilon_0 \varepsilon}{qN_0} (V_{bi} - V_r) \quad (3-55)$$

$w_0$  correspond à la largeur de la ZCE sous la polarisation  $V_r$  et en l'absence du piège.

#### **Hypothèse 2:**

La concentration des pièges est négligeable devant celle des dopants:

$N_T \ll N_0$  (pratiquement :  $N_T/N_0 \cong 10^{-4}$ ), on peut alors introduire les approximations suivantes:

$$w^2 - w_0^2 = (w + w_0)(w - w_0) = 2w_0 \Delta w \quad (3-56)$$

En tenant compte de la relation de la capacité de la ZCE,  $C = A\varepsilon/w$ , on peut

écrire:

$$\frac{\Delta C}{C_0} = -\frac{\Delta w}{w_0} \quad (3-57)$$

où  $C_0$  est la capacité de la ZCE sans pièges. En remplaçant l'équation (3-56) dans l'équation (3-57), nous obtenons:

$$\frac{\Delta C}{C_0} = -\frac{w^2 - w_0^2}{2w_0^2} \quad (3-58)$$

L'évolution de la capacité est donnée par:

$$C(t) = C_0 \left[ 1 - \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{w^2}{w_0^2} + \frac{e_n}{e_n + e_p} \frac{1}{w_0^2} (x_r^2 - x_p^2) \exp[-(e_n + e_p)(t - t_f)] \right) \right] \quad (3-59)$$

Sous une forme plus compacte on pourra écrire:

$$C(t) = C(\infty) - \Delta C_{\max} \exp[-(e_n + e_p)(t - t_f)] \quad (3-60)$$

avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} C(\infty) = C_0 \left[ 1 - \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{w^2}{w_0^2} + \frac{e_n}{e_n + e_p} \frac{x_r^2}{w_0^2} \right) \right] \end{array} \right. \quad (3-61)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta C_{\max} = \frac{e_n}{e_n + e_p} \frac{N_T}{2N_0} C_0 \frac{x_r^2 - x_p^2}{x_0^2} \end{array} \right. \quad (3-62)$$

#### 3.4.1.1.2. Piège donneur

Dans ce cas là, la densité de charge s'écrit:

$$\rho = q(N_0 + N_T(1 - f_{TN}(x, t))) \quad (3-63)$$

En faisant un calcul analogue à celui qui a été développé dans le cas d'un piège accepteur, on obtient une formule de  $C(t)$  identique à celle donnée par l'équation(3-60) avec

$$\left\{ \begin{array}{l} C(\infty) = C_0 \left[ 1 + \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_n}{e_n + e_p} - \frac{x_r^2}{w_0^2} \right) \right] \end{array} \right. \quad (3-64)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta C_{\max} = \frac{e_n}{e_n + e_p} \frac{N_T}{2N_0} C_0 \frac{x_r^2 - x_p^2}{x_0^2} \end{array} \right. \quad (3-65)$$

#### 3.4.1.2. Semi-conducteur de type P

Dans ce cas là:  $N_0 = N_A - N_D$  qui est concentration de l'excès des accepteurs. Après avoir développé des calculs analogues à ceux effectués au paragraphe précédent on abouti à:

### 3.4.1.2.1 Piège accepteur

La densité de charge s'écrit:

$$\rho = q(-N_0 f_{TP}(x,t) N_T) \quad (3-66)$$

Les paramètres relatifs à la capacité  $C(t)$  sont donnés par:

$$\left\{ \begin{array}{l} C(\infty) = C_0 \left[ 1 + \frac{N_T}{2N_0} \frac{e_p}{e_n + e_p} \frac{x_r^2}{2w_0^2} \right] \end{array} \right. \quad (3-67)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta C_{\max} = \frac{e_p}{e_n + e_p} \frac{N_T}{2N_0} C_0 \frac{x_r^2 - x_p^2}{2w_0^2} \end{array} \right. \quad (3-68)$$

### 3.4.1.2.2 Piège donneur

$$\rho = q(-N_0 + (1 - f_{TP}(x,t) N_T)) \quad (3-69)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C(\infty) = C_0 \left[ 1 - \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{w^2}{w_0^2} - \frac{e_p}{e_n + e_p} \frac{x_r^2}{w_0^2} \right) \right] \end{array} \right. \quad (3-70)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta C_{\max} = \frac{e_p}{e_n + e_p} \frac{N_T}{2N_0} C_0 \frac{x_r^2 - x_p^2}{w_0^2} \end{array} \right. \quad (3-71)$$

### 3.4.1.3. Conclusion

En présence d'un piège à porteurs majoritaires qui correspond à  $e_n \gg e_p$  pour un semi-conducteur de type N, et  $e_p \gg e_n$  pour un semi-conducteur de type P et quelque soit la nature du piège,  $\Delta C_{\max}$  a comme valeur:

$$\Delta C_{\max} = C_0 \frac{N_T}{2N_0} \frac{x_r^2 - x_p^2}{w_0^2} \quad (3-72)$$

Quant à  $C(\infty)$ , elle dépend de la nature du piège:

$$C(\infty) = C_0 \left[ 1 - \frac{N_T}{2(N_D - N_A)} \left( 1 \mp \frac{x_r^2}{w_0^2} \right) \right] \quad (3-73)$$

Et nous constatons aussi que:

$$\left. \begin{array}{l} C(\infty) - C_0 > 0 \\ C(t) - C_0 > 0 \end{array} \right\} \quad \text{Lorsque le piège et les dopants } (N_0) \text{ ont la même nature.}$$

$$\left. \begin{array}{l} C(\infty) - C_0 < 0 \\ C(t) - C_0 < 0 \end{array} \right\} \text{ Lorsque le piège et les dopants } N_0 \text{ ne sont pas de même nature}$$

La capacité  $C(t)$  est donnée par:

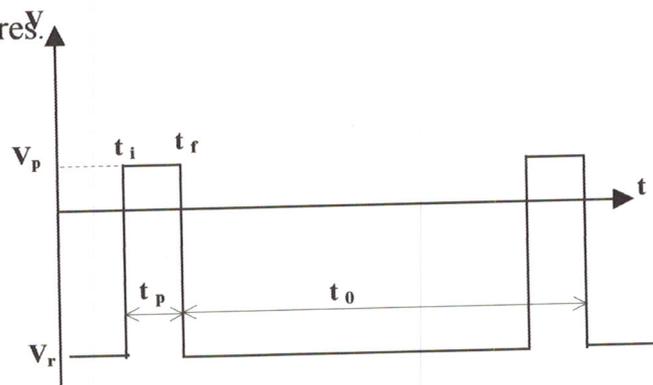
$$C(t) = C(\infty) - \Delta C_{max} \exp\{-e_{n,p} (t-t_f)\} \quad (3-74)$$

$e_{n,p}$  : taux d'émission de piège à porteurs majoritaires.

En présence d'un piège à porteurs minoritaires,  $\Delta C_{max}$  est nulle et on observe aucun transitoire de capacité, mais n'est pas équivalent à l'absence de piège. Une autre excitation est indispensable pour les observer.

### 3.4.2. Régime avec injection

L'excitation électrique représentée par la figure (3-5) permet d'injecter des porteurs dans la structure d'étude ( $V_p > 0$ ). C'est un moyen de révélation des pièges à porteurs minoritaires.



**Figure 3.5 :** Pulses d'excitation avec injection.

La concentration de trous  $p$  injectés dans la ZCE d'un semi-conducteur de type N est donné par [Partin '79].

$$p = \frac{1}{w} \int_0^w p(x) dx \quad (3-75a)$$

où 
$$p(x) = p_n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_{DP}}\right) \quad (3-75b)$$

et 
$$p_n(0) = p_{n0} \exp\frac{qV_f}{KT} \quad (3-75c)$$

$L_{DP}$  : étant la longueur de diffusion des trous.

$V_f$  : la tension de polarisation directe appliquée aux bornes de la jonction.

$p_{n0}$  : est la concentration des trous du côté n de la jonction PN; le même calcul peut être fait dans le cas des électrons dans un matériaux de type P.

Nous supposons que le régime permanent est atteint à l'instant  $t_f$  comme ça été fait dans le cas du régime avec injection, soit donc la fonction d'occupation:

$$f(x, t_f) = f(x, \infty) = \frac{c_n n}{c_n n + c_p p} \quad (3-76)$$

Nous restreignons à donner ci-dessous les principaux résultats obtenus à partir des calculs analogues à ceux du paragraphe 3.4.1

### 3.4.2.1. Semi-conducteur de type N

La fonction d'occupation du niveau piège est donnée par:

$$f_{TN}(x, t) = \begin{cases} \left( \frac{nc_n}{nc_n + pc_p} - \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \exp(-(e_n + e_p)(t - t_f)) + \frac{e_p}{e_n + e_p} & 0 < x < x_r \\ 1 & x > x_r \end{cases} \quad (3-77)$$

#### 3.4.2.1.1 Piège accepteur

$$C(\infty) = C_0 \left[ 1 - \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{w^2}{w_0^2} - \frac{e_p}{e_n + e_p} \frac{x_r^2}{w_0^2} \right) \right] \quad (3-78)$$

$$\Delta C_{\max} = C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{nc_n}{nc_n + pc_p} - \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-79)$$

$$= C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_p}{e_n + e_p} - \frac{pc_p}{nc_n + pc_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-80)$$

Nous distinguons les deux structures utilisables:

#### **1 - Diode Schottky:**

Il n'y a pas d'injection de porteurs minoritaires:  $p.c_p = 0$ , donc:

$$\Delta C_{\max} = C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-81)$$

Nous retrouvons la même expression que le cas du semi-conducteur de type N en régime sans injection, avec  $x_p = 0$ .

## 2- Jonction PN:

- Si le piège est à porteurs majoritaires,  $e_n \gg e_p$ :

$$\Delta C_{\max} = C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{nc_n}{nc_n + pc_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-82)$$

Dans ce cas, il est intéressant de travailler en régime sans injection pour avoir des informations sur la présence des pièges à porteurs majoritaires.

- Si le piège est à porteurs minoritaires,  $e_p \gg e_n$ :

$$\Delta C_{\max} = C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{pc_p}{nc_n + pc_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-83)$$

### 3.4.2.1.2. Piège donneur

$$C(\infty) = C_0 \left[ 1 - \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \right] \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-84)$$

$$\Delta C_{\max} = C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_n}{e_n + e_p} - \frac{pc_p}{nc_n + pc_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-85)$$

### 3.4.2.2. Semi-conducteur de type P

Des calculs analogues à ceux développés dans le cas du semi-conducteur de type P, nous amènent à:

#### 3.4.2.2.1. Piège accepteur

$$C(\infty) = C_0 \left[ 1 + \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \right] \quad (3-86)$$

$$\Delta C_{\max} = -C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{nc_n}{nc_n + pc_p} - \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-87)$$

$$= -C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_n}{e_n + e_p} - \frac{pc_p}{nc_n + pc_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-88)$$

#### 1- Diode Schottky: $nc_n = 0$

$$\Delta C_{\max} = C_0 \frac{N_T}{2N_0} \left( \frac{e_p}{e_n + e_p} \right) \frac{x_r^2}{w_0^2} \quad (3-89)$$

### 3.4.3. Synthèse

Dans ce paragraphe, nous avons établi l'expression générale donnant l'évolution de la capacité  $C(t)$  d'une jonction PN ou d'une barrière Schottky après excitation électrique et en présence d'un niveau piège, ainsi :

$$C(t) = C(\infty) - \Delta C_{max} \exp -(t-t_f)/\tau \quad (3-95)$$

$t_f$ : instant de l'annulation de l'impulsion d'excitation.

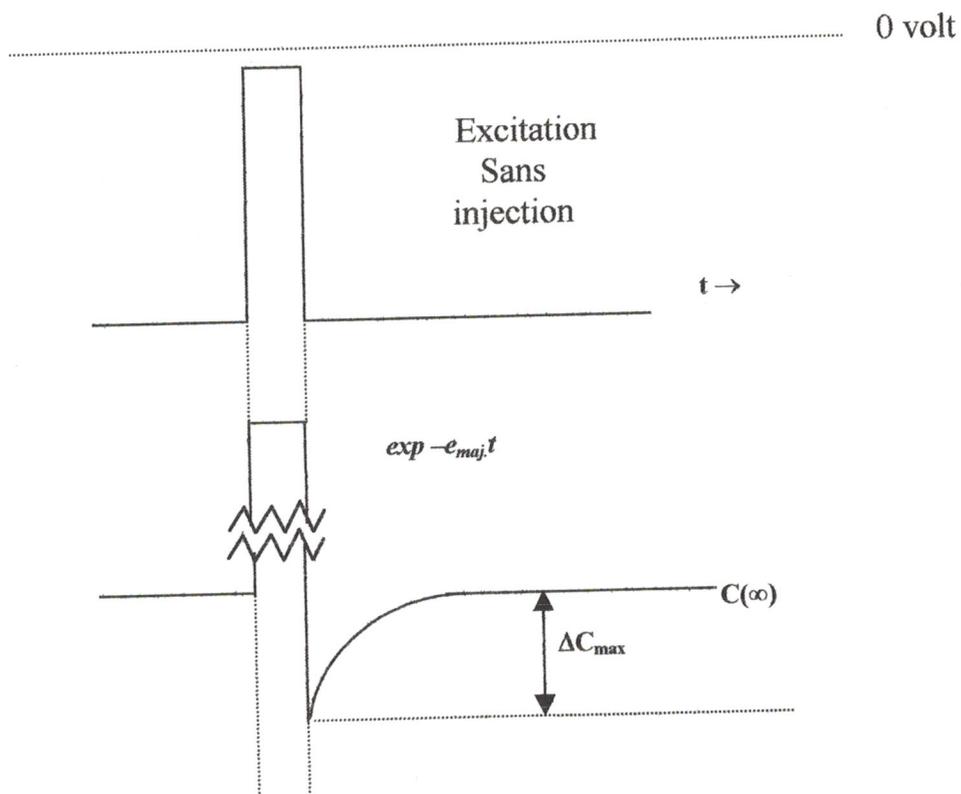
$\tau$ : constante de temps de transitaire vaut  $(e_n + e_p)^{-1} = e^{-1}$

$C(\infty)$  et  $\Delta C_{max}$  diffèrent suivant les structures d'étude et le régime d'excitation.

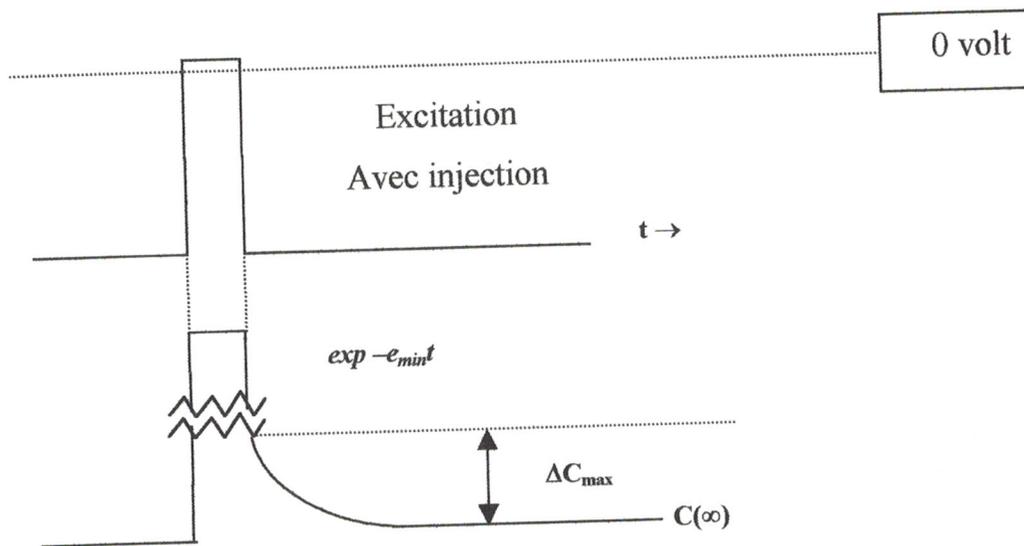
$\Delta C_{max} > 0$  pour un piège à porteurs majoritaires, elle est donnée par la relation (3-72).

$\Delta C_{max} < 0$  pour un piège à porteurs minoritaires, elle est donnée par la relation (3-94)

Nous pouvons donc, au niveau expérimental, différencier immédiatement les pièges à porteurs minoritaires des pièges à porteurs majoritaires.



a- Pièges à porteurs majoritaires



### b- Pièges à porteurs minoritaires

*Figure 3.6 : Transitoires des capacités pour les deux types de pièges.*

## 3.5.SPECTROSCOPIE TRANSITOIRE DES NIVEAUX PROFONDS (D.L.T.S)

### 3.5.1. Détermination des caractéristiques des défauts

Dans le paragraphe précédent nous avons établi l'expression générale du transitoire de capacité d'une jonction PN ou d'une barrière de Schottky en présence d'un niveau piège. L'analyse de cet transitaire permet d'avoir d'accès aux grandeurs suivantes:

- ◆ L'énergie d'activation :  $E_a$  du niveau profond  $E_a = (E_C - E_T)$  ou  $(E_T - E_V)$ .
- ◆ La section efficace de capture:  $\sigma_{n(p)}$ .
- ◆ La concentration  $N_T$ .

#### 3.5.1.1. Signature de piège

La détermination des paramètres  $E_a$  et  $\sigma_{n(p)}$  est obtenue à partir de la loi de variation de la constante de temps  $\tau = e^{-1}$  du transitoire de capacité en fonction de la température  $T$ , donnée par les équations (3-15):

$$\frac{1}{\tau} = e_{n(p)} = K_{n(p)} \sigma_{n(p)} T^2 \exp\left(-\frac{E_a}{KT}\right) \quad (3-96a)$$

Le diagramme d'Arrhénius est donné par l'équation  $\ln(T^2 \tau) = f(1/T)$ . C'est une droite appelée *signature de piège* dont la pente  $P$  et l'ordonnée  $B$  fournissent respectivement les valeurs de  $E_a$  et  $\sigma_{n(p)}$  :

$$\begin{aligned} P &= E_a / k \\ B &= -L_n(K_{n(p)} \sigma_{n(p)}) \end{aligned} \quad (3-96b)$$

### 3.5.1.2. Concentration des défauts

La concentration  $N_T$  est calculée directement à partir de l'amplitude du transitoire  $\Delta c_{\max}$  au moyen des équations (3-72) et (3-94). Nous détaillons la méthode du calcul au paragraphe (3-6-3).

## 3.5.2. Principes des techniques de spectroscopie capacitive

### 3.5.2.1. Objectif

De façon générale les transitoires de capacité sont multiexponentiels parce que plusieurs défauts de propriétés émettent leur porteurs en même temps, et que chaque défaut génère son propre signal exponentiel. Identifier et analyser ces exponentiels, est donc une étape nécessaire pour la caractérisation de tous les défauts qui existent dans le matériau semi-conducteur. C'est la raison pour laquelle plusieurs chercheurs se sont attachés à proposer plusieurs techniques de spectroscopie capacitive où la résolution, c'est -à-dire, le pouvoir de séparer deux niveaux de caractéristiques voisines est un paramètre d'intérêt majeur.

### 3.5.2.2. Balayage en température à constante de temps détectée fixe

Ce principe constitue la base des techniques spectroscopiques les plus utilisées. Il s'agit de fixer une valeur  $\tau_r$  de la constante de temps des vidages de

porteurs et de la détecter par l'intermédiaire d'une opération de filtrage. Cela revient à corrélérer pendant un balayage lent en température  $T$  le signal de capacité  $C(t)$  (équation 3-95) avec une fonction fournie par un filtre (circuit électronique) qui fixe la valeur de  $\tau_r$ . On obtient ainsi un spectre  $S(T)$  faisant apparaître des pics qui correspondent à  $\tau_r$  et traduisent la présence des défauts dans la structure d'étude (figure 3.7).

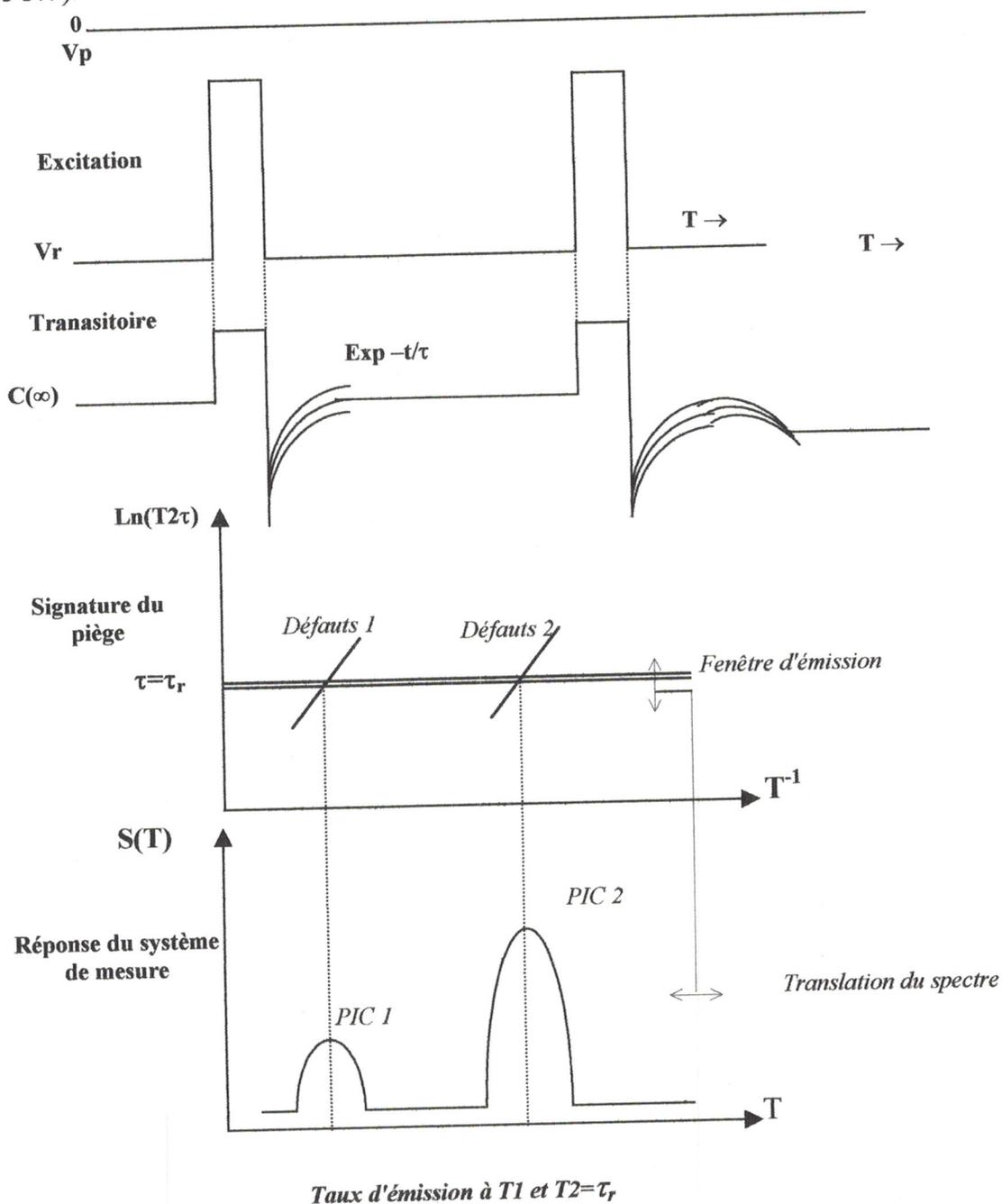


Figure 3.7: Principe des techniques de spectroscopie capacitive à balayage en température.

L'analyse des pics du signal  $S(T)$  pour plusieurs taux d'émission  $\tau_r$  permet d'aboutir à la signature des défauts pour les différents pics. Quant à l'amplitude du pic, elle permet d'évaluer la concentration moyenne des défauts dans la ZCE correspond à la polarisation inverse appliquée.

La première technique de caractérisation des défauts basée sur ce principe a été proposée par D.V. Lang en 1974 sous la dénomination « Deep Level Transient Spectroscopy » D.L.T.S (ce terme est généralisé par suite sur toutes les méthodes de spectroscopie transitoire). C'est une méthode différentielle réalisée à l'aide d'un échantillonneur-moyenneur « Boxcar » qui génère le signal  $C(t_1)-C(t_2)$ ,  $t_1$  et  $t_2$  étant des instants qui fixent la valeur de  $\tau_r$  [Lang '74].

Miller et al, de leur côté ont proposé une méthode qu'ils ont comparé à celle de Lang. Elle met en œuvre une détection synchrone sélective étudiant la variation, en fonction de la température, de l'amplitude du fondamental du signal de capacité [Miller '75]. Pons a aussi décrit une méthode utilisant une détection synchrone à large bande mesurant la variation en fonction de la température des signaux en phase et en quadrature avec le signal de capacité [Pons '79].

Par suite, le Bloa et al. ont montré comment une détection synchrone mesurant l'amplitude et la phase de l'harmonique deux du signal de capacité peut réduire l'influence sur les mesures de la réponse transitoire du capacimètre et élimine la composante continue de la capacité [Le Bloa '82]. La valeur de  $\tau_r$  dans les méthodes de détection synchrone est fixée en fonction de la fréquence du signal d'excitation qui permet le remplissage des défauts par les porteurs.

### **3.5.2.2 Balayage en constante de temps détectée à température fixe**

C'est une méthode D.L.T.S isotherme qui consiste à détecter à température constante et lors d'un balayage en fréquence le taux d'émission de porteurs que l'on fixe en fonction de la fréquence d'un signal de référence corrélé avec le signal de capacité [Henry '85].

Néanmoins, cette technique ne permet pas de mettre en évidence plusieurs pièges à cause de la variation exponentielle du taux d'émission en fonction de la température permettant d'avoir une gamme de fréquence plus large que la bande passante de système de mesure.

### **3.5.2.3. Application des méthodes du traitement du signal**

L'évolution de l'électronique digitale a permis de concevoir des systèmes de mesure D.L.T.S rapides qui fournissent directement toutes les informations relatives à la présence des défauts dans la structure d'étude [Nener '93]. D'autre part, plusieurs chercheurs ont mis en point des méthodes D.L.T.S isothermes basées sur les différents algorithmes du traitement numérique du signal (D.L.T.S à transformée de Fourier [Le Bloa'93], Prédiction linéaire [Ingham '96]) où on peut éliminer au maximum les différents types de bruits et ajuster les mesures affectées par les différentes grandeurs d'influence.

Dans ce Chapitre (paragraphe 3-6), nous décrivons seulement la technique de Lang que l'on appelle également D.L.T.S Boxcar. Elle constitue à l'heure actuelle une des techniques les plus complètes pour la détermination des niveaux profonds.

### **3.5.3. Excitation des pièges**

Les procédures expérimentales des méthodes D.L.T.S sont appliquées pour la caractérisation des pièges à porteurs minoritaires de la même façon que celle des pièges à porteurs majoritaires. La seule différence est au niveau de type d'excitation extérieure assurant le remplissage du niveau piège.

#### **3.5.3.1 Pièges à porteurs majoritaires**

L'excitation dans ce cas est une impulsion électrique périodique d'amplitude égale à celle d'une polarisation inverse  $V_P$  plus grande de la polarisation d'équilibre  $V_r$ . L'application d'une telle impulsion tend à réduire l'extension de ZCE. Les centres profonds vont piéger les porteurs majoritaires libres dans la zone de largeur  $\Delta x$  (cf. figure 3.8 ) qui permettent de diminuer la densité de charge dans la ZCE et par conséquent une diminution de la capacité de la ZCE. De retour à la polarisation inverse et tout juste après l'impulsion, la modification de l'état de charge des défauts profonds dans la zone  $\Delta x$  entraîne une compensation de celle-ci par une compensation  $\Delta w$  de ZCE. Les porteurs piégés dans la zone  $\Delta x$  où le niveau  $E_T$  est au-dessus du niveau de Fermi  $E_F$  sont réemis avec une constante de temps  $\tau = e$  où

e est le taux d'émission. Le système évolue vers un retour à l'équilibre et cela se traduit par un transitoire croissant de capacité donné par l'équation (3-95)

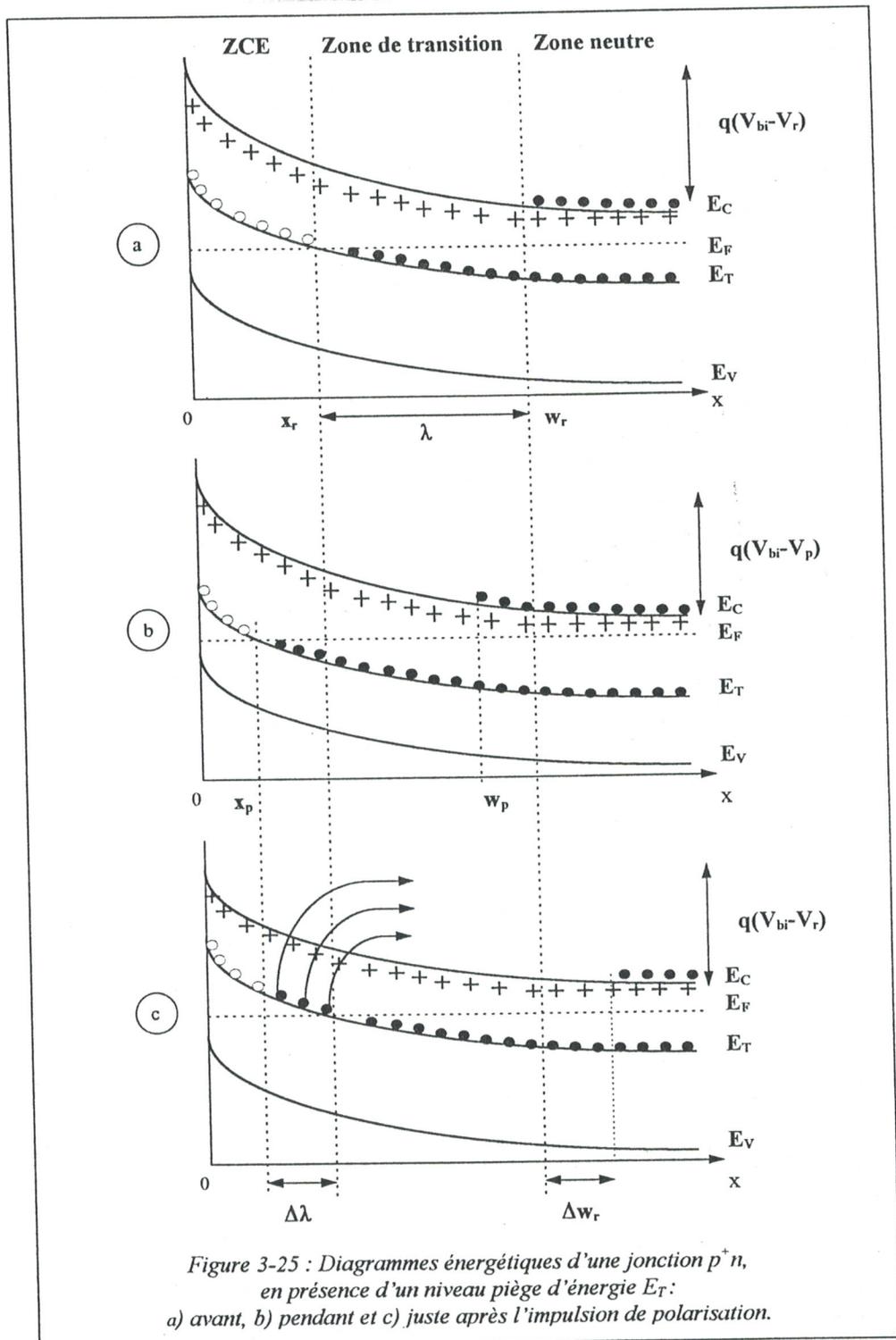


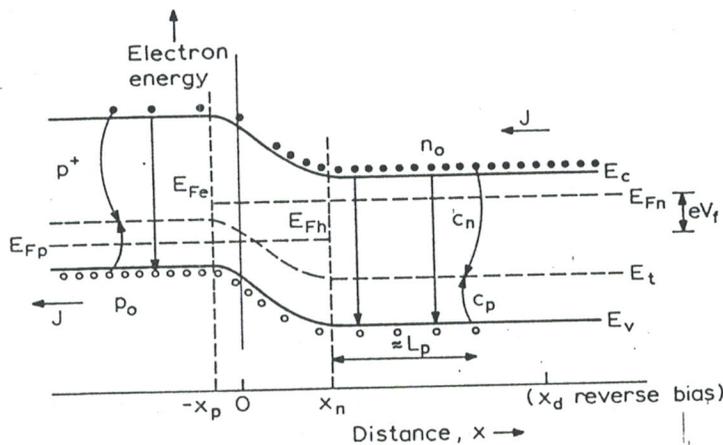
Figure 3.8 : Diagrammes énergétiques d'une jonction  $P^+N$ , en présence d'un niveau piège à porteurs majoritaires : a) avant, b) pendant et c) juste après l'impulsion de polarisation.

### 3.5.3.2. Piège à porteurs minoritaires

La phase de remplissage des pièges à porteurs minoritaires peut être assurée par une injection de porteurs à l'aide d'une impulsion électrique, par un mécanisme de génération ou par photoionisation des centres profonds. Ces deux derniers type d'excitation sont obtenues à partir d'un flux lumineux dont la longueur d'onde et par conséquent l'énergie des photons  $h\nu$  permet de choisir entre l'un ou l'autre technique. La source de flux lumineux peut être une LED ou en laser à semi-conducteur. Un laser à argon permet le remplissage des piège, dans un laps de temps très bref.

#### 3.5.3.2.1. Excitation par injection

L'application d'un cycle d'impulsions électriques d'amplitude  $V_p$  positive superposée à la tension de polarisation  $V_r$  (cf figure 3-9) permet la circulation des porteurs majoritaires vers les régions opposées et par suite capturés par les pièges à porteurs minoritaires.



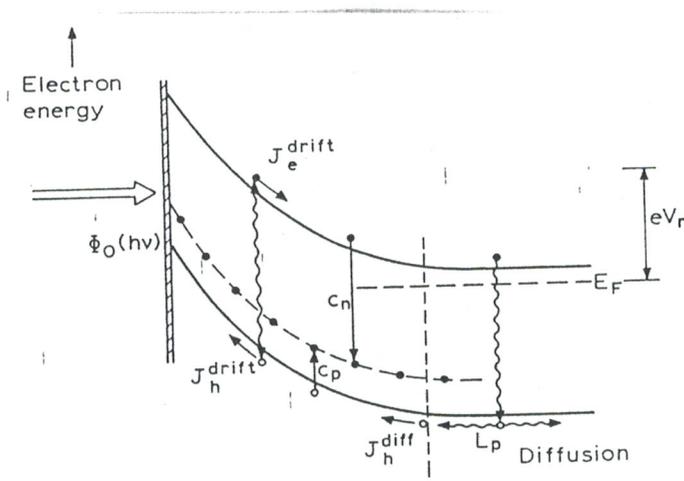
**Figure 3.9:** Remplissage à l'aide d'une polarisation directe dans une jonction  $N^+P$ .

#### 3.5.3.2.2. Excitation par génération

Dans ce cas là, le piège est rempli par des porteurs générés à l'intérieur du semi-conducteur au moyen d'un flux lumineux d'énergie  $h\nu$  supérieure au gap  $E_g$

du semi-conducteur, (figure 3-10). Ce type d'excitation est appliqué sur des barrières Schottky semi-transparentes.

La réduction du coefficient d'absorption des photons permet une bonne pénétration de flux lumineux qui entraîne une augmentation de la concentration des porteurs minoritaires par rapport à la concentration des porteurs majoritaires. Ce résultat est vérifié dans le cas des semi-conducteurs à gap indirect puisque la longueur de diffusion des porteurs minoritaires est plus grande que le coefficient. Si cette condition n'est pas respectée, on doit choisir une longueur d'onde convenable permet de réduire le coefficient d'absorption.

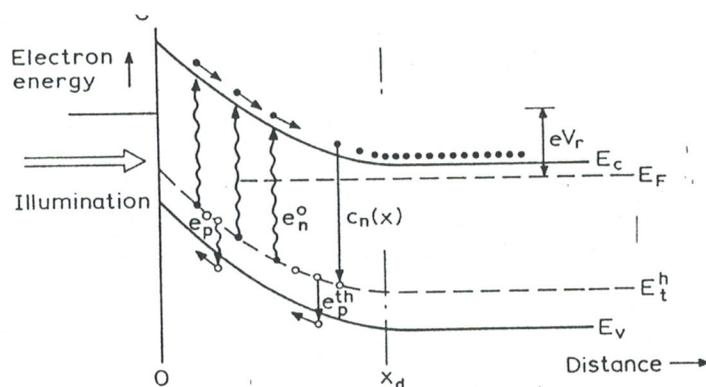


**Figure 3.10 :** Excitation par un flux lumineux  $E_g \gg h\nu$ .

### 3.5.3.2.3. Excitation par photoionisation

Ce mécanisme consiste à employer un cycle périodique d'impulsions optiques d'énergie tel que:  $E_g/2 < h\nu < E_g$ . Il permet dans un semi-conducteur de type N (P) d'avoir une transition des électrons (trous) du piège à trous (électrons) vers la bande de conduction (valence). On crée donc, périodiquement des trous (électrons) fixés dans le centre profond assurant la phase de capture de porteurs.

Ce type d'excitation est utilisé pour l'étude des défauts dont les niveaux énergétiques sont proches aux mi-gap des composés binaires de type III-V tels que GaAs ou InP utilisés comme substrats dans les systèmes intégrés optoélectronique.



**Figure 3.11:** Excitation par un flux lumineux :  $E_g/2 < h\nu < E_g$ .

### 3.5.3.3 technique de caractérisation des pièges à porteurs minoritaires

Quel que soit le type de perturbation extérieure, la phase de remplissage des pièges minoritaires est toujours suivie par une phase d'émission de porteurs traduite par un transitoire décroissant de la concentration des porteurs, traduite par un transitoire décroissant de capacité . figure (3-6b).

Dans le cas d'excitation par photoionisation, la quantité  $\Delta C_{max}$  tient compte des valeurs des taux d'émission optique de porteurs [Blood '92]. Les techniques DLTS associées aux différentes types d'excitation sont connues dans la littérature sous les dénominations suivantes:

- « Junction DLTS » (impulsion électrique) [Lang '74]
- « Minority carrier transient spectroscopy » M.C.T.S (Génération) [Brunwin '79]
- « Optical DLTS » O.D.L.T.S (photoionisation) [Mitonneau '77]

#### Remarque

Les excitations électriques (avec injection) et optiques peuvent révéler aussi les pièges à porteurs majoritaires ce qui permet aux techniques citées ci-dessus de

pouvoir caractériser simultanément les deux types de pièges (majoritaires et minoritaires).

### **3-5-4 Signification de la signature des défauts:**

Des observations expérimentaux ont permis de constater que l'énergie d'activation  $E_a$  et la section de capture  $\sigma_{n,p}$  sont des paramètres thermodynamiques [Engström'78]. En effet, l'énergie  $E_a$  est une énergie d'activation thermique d'émission de porteurs, elle est donnée par la loi thermique suivante (pour un piège à électrons):

$$E_a(T) = E_c(T) - E_T(T) = \Delta H - T \cdot \Delta S \quad (3-97)$$

où

$\Delta H$  : l'enthalpie du niveau profond correspond à l'énergie  $E_a(0)$  représentant la différence entre le niveau piège et le bas de la bande de conduction à 0° K.

$\Delta S$  : l'entropie d'ionisation du niveau piège correspond au changement de la population du niveau piège.

l'expression du taux d'émission illustrée par l'équation (3-11) devient:

$$e_n = \sigma_n g_n N_C \exp \frac{\Delta S}{K} \exp - \frac{\Delta H}{KT} \quad (3-98)$$

Il en résulte que la signature du piège obtenue par le diagramme d'Arrhenius est, en réalité, l'enthalpie  $\Delta H$  et la section  $\sigma_n \exp \Delta S/K$ .

Si la section  $\sigma_n$  est activée thermiquement, sa loi de variation en fonction de la température est relevé par la théorie de l'émission multiphonons:

$$\sigma_n = \sigma_\infty \exp - \frac{E_\sigma}{KT} \quad (3-99)$$

$\sigma_\sigma$ : correspond à  $\sigma_n(\infty)$ , section obtenue à haute température.

$E_\sigma$ : énergie d'activation de capture de porteurs.

En combinant les équations (3-98) et (3-99), on aura:

$$e_n = \sigma_\infty v_n N_C \exp \frac{\Delta S}{K} \exp - \frac{\Delta H + E_\sigma}{KT} \quad (3-100)$$

dans ce cas, l'enthalpie  $\Delta H$  est affectée par le terme  $E_\sigma$ , tandis que la section apparente est donnée par la quantité  $\sigma_\infty \exp \Delta S/K$ .

### 3.5.5 Difficultés relatives aux techniques DLTS

#### 3.5.5.1 Cas des transitoires non-exponentiels

La nature exponentielle des transitoires de capacité est perturbée dans les cas suivants :

i) Lorsque la concentration des défauts est assez large, le transitoire  $C(t)$  n'est plus exponentiel et ne peut être donné par l'équation (3-95). Ce problème est résolu en observant l'évolution de la tension  $v(t)$  de la diode en gardant sa capacité constante. Quelque soit la valeur de  $N_T$ , on peut montrer que le signal  $v(t)$  suit toujours une loi exponentielle [Blood '92].

$$\begin{cases} \Delta v(t) = -\Delta v_{\max} \exp - t / \tau \\ \Delta v_{\max} = \frac{qN_T}{2\epsilon\epsilon_0} (x_r^2 - x_p^2) \end{cases} \quad (3-101)$$

$\tau^{-1}$  : taux d'émission de porteurs.

$x_r$  et  $x_p$  sont rappelés au paragraphe 3.4.1.

Ce principe fait l'objet des techniques appelées «constant capacitance voltage transient» C.C.V.T dont la mise en œuvre nécessite la conception des systèmes asservis à boucle fermée faisant varier la polarisation  $v(t)$  pour maintenir la capacité  $C(t)$  constante entre chacune des impulsions d'excitation des niveaux pièges.

ii) Si le processus d'émissions des porteurs est affecté par le champ électrique  $E$  (effet pool - Frenkel) alors le taux  $e$  varie avec le profondeur  $w$  de la ZCE parce que  $E$  varie avec  $w$ . Il en résulte par conséquent un transitoire non exponentiel. Cet effet peut être réduit en sélectionnant une impulsion de remplissage tel que  $x_p$  est légèrement égale à  $x_r$ ; ceci provoque une légère variation du champs dans la zone comprise entre  $x_r$  et  $x_p$ . On observe donc un transitoire exponentiel.

iii) L'expérience a relevé que le processus d'émission de porteurs dans les semi-conducteur à base d'alliages ne suit pas une loi exponentielle. Omling et al. ont étudié un exemple d'alliage  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  et ont montré qu'on peut évaluer, malgré la nature non exponentielle, l'énergie d'activation et le taux d'émission du défaut connu dans la littérature par la notation  $\text{EL}_2$  [Omling '83].

### 3.5.5.2. Résistance série

Nous avons vu au paragraphe que la mesure de la capacité  $C$  est perturbé par la résistance série  $R_s$  et le courant de fuite  $I_f$ . Si ce dernier est supposé nul, on peut écrire:

$$C_m = C(1 + w^2 C^2 R_s^2)^{-1} \quad (3-102)$$

et par conséquent:

$$\frac{\Delta C_m}{\Delta C} = \frac{1 - w^2 C^2 R_s^2}{1 + w^2 C^2 R_s^2} \quad (3-103)$$

d'où:

$$\frac{\Delta C_m / C_m}{\Delta C / C} = \frac{1 - w^2 C^2 R_s^2}{1 + w^2 C^2 R_s^2} \quad (3-104)$$

et puisque  $\Delta C/C$  est proportionnelle à la concentration  $N_T$ , on peut écrire:

$$\frac{N_{Tm}}{N_T} = \frac{1 - w^2 C^2 R_s^2}{1 + w^2 C^2 R_s^2} \quad (3-105)$$

Lorsque  $w^2 C^2 R_s^2 \ll 1$  la concentration réelle  $N_T$  est égale à la concentration mesurée  $N_{Tm}$  corrigée par la valeur  $(1 - w^2 C^2 R_s^2)^{-1}$

### 3.5.5.3 Courant de fuite

Le mécanisme d'émission de porteurs, peut être perturbé par celui de capture de porteurs, dû à la circulation du courant de fuite à travers la ZCE. La valeur du taux d'émission  $\tau_r^{-1}$  n'est donc ce cas qu'une valeur apparente  $e_{app}$  du taux d'émission réel  $e$  :

$$e_{app} = \tau^{-1} = e + n c_n \text{ (ou } p c_p) \quad (3-106)$$

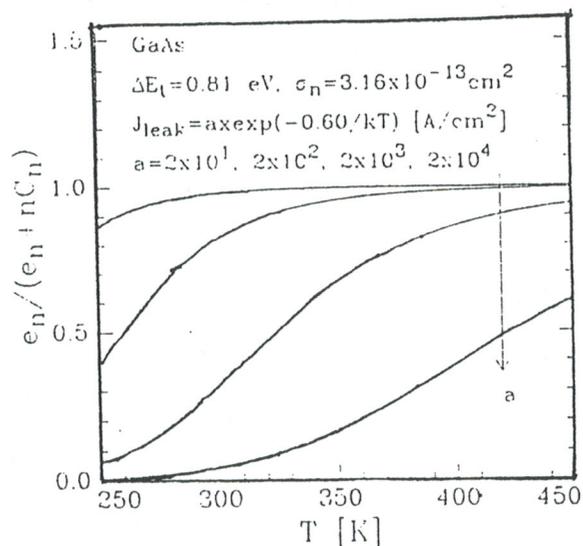
où  $c_n$  ( $c_p$ ) et le coefficient de capture et  $n$  ( $p$ ) est la densité de porteurs générés par le courant de saturation.

De même pour la valeur de  $\Delta C_{max}$ :

$$(\Delta C_{max})_{app} = \Delta C_{max} \frac{e}{e_{app}} \quad (3-107)$$

La figure(3-12) représente les courbes d'évolution du rapport  $e/e_{app}$  en fonction de la température  $T$  pour plusieurs valeurs de courant de fuite obtenues à

partir des spectres DLTS simulés. Dmowski et al. ont proposé une méthode de calcul de tels paramètres  $e$  et  $\Delta C_{max}$  [Dmowski '93]



**Figure 3.12 :** Courbe  $e/e_{app} = f(T)$  pour plusieurs valeurs de courant de fuite

#### 3.5.5.4. Imprécision sur la mesure de la température

La mesure de la température  $T$  se fait actuellement avec une grande précision, mais dans tous les cas, il s'agit de la mesure au niveau de la sonde thermique. Dans un balayage en température, le gradient thermique prend alors une grande importance à cause des différences de qualité des contacts, du sens de balayage et des différences de vitesse. Ceci peut être mis en évidence lors de la détermination de la signature d'un même piège à partir des diodes d'un même cristal montées sur des porte-échantillons différents. En effet, dans des conditions expérimentales même très voisines, un même niveau piège peut apparaître sous deux signatures différentes, quelques dizaines de meV pour  $E_a$  et jusqu'à deux ordres de grandeurs pour  $\sigma$ . Il est donc important de maîtriser les mesures de  $T$ , tout au moins de déterminer pour chaque piège détecté, les intervalles de confiance ( $\delta E_a$ ,  $\delta \sigma$ ) de la signature ( $E_a$ ,  $\sigma$ ). Sagnes et al. ont déterminé à partir des résultats d'une simulation numérique, une méthode statistique permet de calculer ces intervalles de confiance.

Les couples  $(E_a, \sigma)$  sont obtenus expérimentalement à partir de la collection de  $m$  points ( $m$  spectres DLTS) par une régression linéaire au sens des moindres carrés sur la droite d'équation  $\ln(\tau T^2) = f(1/T)$ .

Pour déterminer statiquement  $\delta E$  et  $\delta S$ , il faut admettre que la dispersion des  $T_{mi}$  obéit à une loi de Student de statistique gaussienne n'étant raisonnablement applicable que lorsque la collection des points atteint une centaine.

Si on pose  $X_i = 10^3/t_{im}$  et  $Y_i = \ln(t_{ei} T_{mi}^2)$ , on définit (5) pour  $m$  points :

- le coefficient de corrélation de la régression  $r =$

$$r = \frac{\sum_m X_i Y_i - (1/m) \sum_m X_i \sum_m Y_i}{\left\{ \left( \sum_m X_i \right)^2 - \sum_m X_i^2 / m \right\}^{1/2} \left\{ \left( \sum_m Y_i \right)^2 - \sum_m Y_i^2 / m \right\}^{1/2}} \quad (3-108)$$

- Les moyennes arithmétiques  $\bar{X}$  et  $\bar{Y}$  des distributions des  $X_i$  et des  $Y_i$ .

- La variance des  $X_i$

$$S_x^2 = 1/m \sum_m (X_i - \bar{X})^2 \quad (3-109)$$

- La variance des  $Y_i$  liés aux  $X_i$

$$S_{yx}^2 = 1/m(1 - r^2) \sum_m (X_i - \bar{Y})^2 \quad (3-110)$$

- Alors on obtient les probabilités :

- $p_1$  pour que l'intervalle de confiance de  $E$  soit  $\delta E$  :

$$p_1 = \frac{\delta E}{2(1 - r^2)^{1/2}} (m - 2)^{1/2} \quad (3-111)$$

- $p_2$  pour que l'intervalle de confiance de  $\log S$  soit  $\delta(\log S)$  :

$$p_2 = \frac{\delta(\log S)}{S_{yx} \left( 1 + \frac{1}{m} - \frac{\bar{X}^2}{m S_x^2} \right)^{1/2}} \quad (3-112)$$

$p_1$  et  $p_2$  sont des probabilités déterminées par une distribution de Student à  $m-2$  degrés de liberté. En admettant que l'intervalle de confiance est déterminé par une probabilité  $P_0 = 1 - 10^{-4}$ , les équations (5) et (6) permettent de calculer à partir d'une table de Student  $\delta E$  et  $\delta(\log S)$ . Remarquons que  $\delta(\log S)$  représente le nombre d'ordres de grandeur sur la précision de  $S$  [Sagnes'82].

### **3.5.6. Autres méthodes spectroscopiques**

Le transitoire de capacité n'est pas le seul à exploiter pour caractériser les niveaux profonds dans les semi-conducteurs. Le tableau de la figure (3-13) récapitule les méthodes spectroscopiques les plus souvent utilisées pour déterminer les caractéristiques physiques des défauts dans les semi-conducteurs. Elles sont basées sur l'analyse des transitoires des grandeurs électriques de la ZCE (courant, impédance, tension) en fonction d'autres grandeurs physiques (Température, fréquence, longueur d'onde).

Technique	Structure d'étude	Type d'excitation	Mesurande
Deep Level Transient Spectroscopy <b>DLTS</b>	Jonction PN ou Schottky	Impulsion électrique >0	Balayage en température
<b>Junction DLTS</b>	Jonction PN	Impulsion électrique <0	
Minority carriers Transient Spectroscopy <b>DLTS (MCTS)</b> .	Diode Schottky	Optique $h\nu > E_g$	Transitoire de capacité
Optical DLTS ( <b>ODLTS</b> )	Niveaux profonds très proche au mi-gap	Optique $\frac{1}{2} E_g < h\nu < E_g$	
Photo Induced Current Transient Spectroscopy <b>(PICTS)</b> .	Surface très faible Très haute resistivité PN et Schottky	Optique $h\nu > E_g$	Transitoire de courant
<b>Current DLTS</b>		Impulsion électrique >0	
Spectroscopy d'admittance	Structure MOS	Température	Impédance $Z(\omega)$ Balayage en fréquence $f$
Spectroscopy d'admittance en mode optique	Tension d'avalanche faible.	Optique	
Deep Level Optical Spectroscopy ( <b>DLOS</b> )	Pas de conditions	Electrique, thermique ou Optique	Transitoire de capacité Balayage en longueur d'onde.
Constant capacitance Voltage Transient ( <b>CCVT</b> )	Concentration importante des défauts	Quelconque	Transitoire de tension

## 3.6 TECHNIQUE D.L.T.S BOXCAR

### 3.6.1. Introduction

Nous avons vu au paragraphe 3.5.2.1 que la technique DLTS Boxcar est parmi les méthodes qui mettent en œuvre une détection de la constante de temps de vidage de porteurs pendant un balayage lent en température. Elle peut être employée pour extraire les valeurs des grandeurs physiques des défauts à partir de n'importe quel signal multiexponentiel (courant, tension, charge).

### 3.6.2. Analyse du signal DLTS

Le Boxcar «échantionneur-moyenneur » joue le rôle d'un filtre dont la sortie donne le signal DLTS défini comme:

$$S(T) = G \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} F(t)C(t)dt \quad (3-113)$$

où  $F(t)$  est la fonction du Boxcar donnée par:

$$F(t) = \delta(t-t_1) - \delta(t-t_2) \quad (3-114)$$

$\delta$  :impulsion de Dirac.

$C(t)$  : le transitaire de capacité pour une température T

$G$  : la sensibilité du système de mesure exprimée en V/pF

$t_0$  : période d'impulsion de excitation des pièges.

Ainsi :

$$S(T) = G \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} (\delta(t-t_1) - \delta(t-t_2))C(t)dt$$

d'où :

$$S(T) = G(C(t_2) - C(t_1)) \quad (3-115)$$

Pour un seul transitoire exponentiel, la capacité  $C(t)$  est donnée par l'équation

(3-95). Donc:

$$S(T) = G\Delta C_{\max} (\exp(-t_1 / \tau) - \exp(-t_2 / \tau)) \quad (3-116)$$

et pour  $m$  défaut:

$$S(T) = G \sum_{i=1}^m \Delta C_{\max} (\exp(-t_1 / \tau_i) - \exp(-t_2 / \tau_i)) \quad (3-117)$$

L'amplitude  $S_p$  du pic du signal  $S(T)$ , est calculée par :

$$\left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_{T=T_p} = 0 \quad (3-118)$$

Le taux d'émission  $e = \tau^{-1}$  est une fonction strictement croissante en température (cf. équation (3-11)); donc  $\partial \tau / \partial T \neq 0$ . La quantité  $\Delta C_{\max}$ , qui est proportionnelle à  $N_T C_0 / 2N_0$ , est considérée indépendante de la température  $T$ . Nous concluons que  $\partial \Delta C_{\max} / \partial T$  n'est pas nulle et que l'équation (3-118) devient:

$$\left. \frac{\partial S}{\partial \tau} \right|_{\tau_i} = 0 \quad (3-119)$$

Après calcul, la solution est:

$$\tau_r = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2 / t_1)} \quad (3-120)$$

ou alors:

$$e_r = \frac{\ln(t_2 / t_1)}{(t_2 - t_1)} \quad (3-121)$$

Pratiquement la sélection de la vitesse d'émission  $e_r$  s'effectue en choisissant une valeur de la première porte  $t_1$  quant à la deuxième porte  $t_2$ , elle est fixée par le rapport constant:

$$\beta = t_2 / t_1 \quad (3-122)$$

Ce mode de sélection permet d'avoir un pic d'amplitude invariable lors du changement du  $\tau_r$ . Les équations (3-122) et 3-120) permet d'écrire:

$$\tau_r = t_1 \frac{\beta - 1}{\ln \beta} \quad (3-123)$$

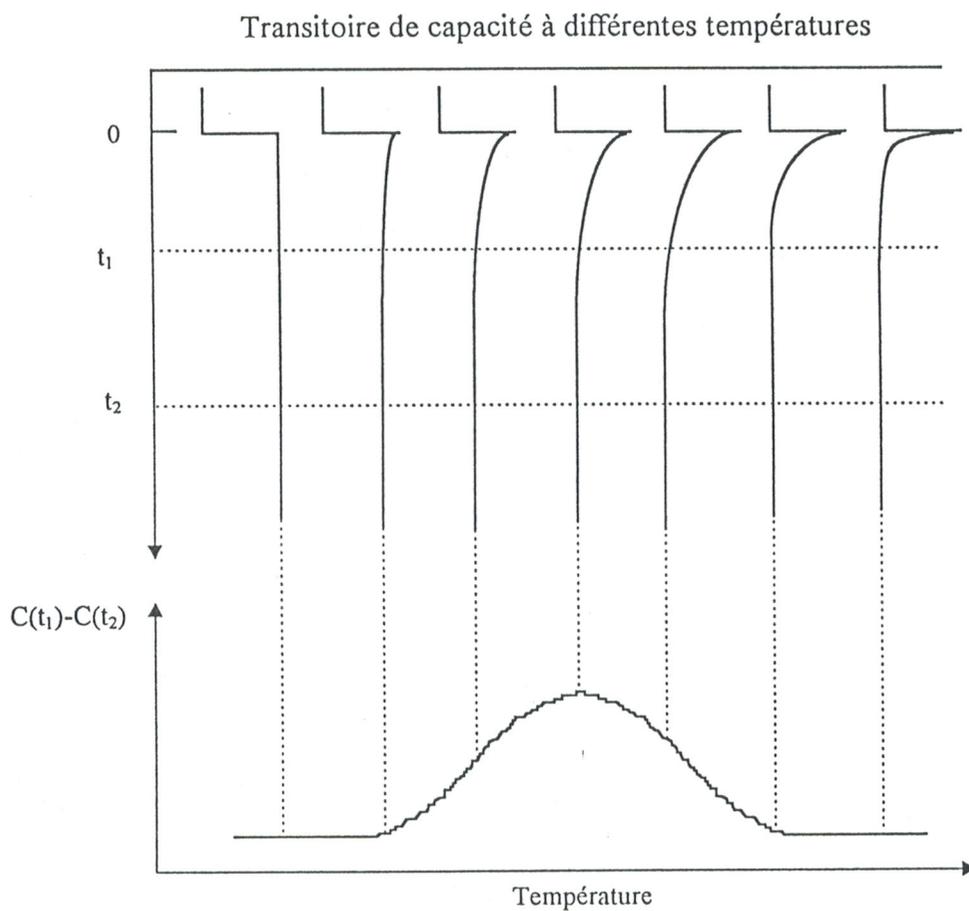
et par suite :

$$S_p = G. \Delta C_{\max} f(\beta) \quad (3-124)$$

avec:

$$f(\beta) = \exp\left(-\frac{\ln \beta}{\beta - 1} - \exp\left(-\frac{\beta \ln \beta}{\beta - 1}\right)\right) \quad (3-125)$$

L'analyse des pics du signal  $S(T)$  pour plusieurs couples  $(t_1, t_2)$ , donc plusieurs valeurs de  $\tau_r$  permet d'aboutir à la signature des défauts en traçant le diagramme d'Arrhenius:  $\ln(T_p^2 \tau_r)$  en fonction de  $1/T_p$  pour différents pics  $S_p$ .



**Figure 3.14:** Principe de la méthode Boxcar.

### 3.6.3 Détermination de la concentration du piège

#### 3.6.3.1 Concentration moyenne

Au paragraphe (3.4) nous avons supposé que la largeur  $t_p$  de l'impulsion  $V_p$  est assez suffisante pour remplir totalement le niveau piège ( $f_T(x, t_p) = 1$ ). Cette condition a permis d'établir les expressions (3-72) et (3-92) reliant la concentration du piège  $N_T$  à la quantité  $\Delta C_{\max}$ . Cette dernière est déterminée à partir de l'amplitude de pic (cf. équation (3-124)), nous obtenons :

$$\Delta C_{\max} = \frac{Sp}{G.f(\beta)} \quad (3-126)$$

Pour  $n$  défauts donc  $n$  pic du signal DLTS, les valeurs de  $\Delta C_{\max}$  sont calculées en résolvant le système ci-dessous déduit de l'équation (3-117). Ainsi:

$$S_p^j = G \sum_{i=1}^n \Delta C_{MAXi} [\exp(-t_1 e_i^j) - \exp(-t_2 e_i^j)] \quad (3-127)$$

$S_p^j$  : pic du signal DLTS correspond à la température  $T_p^j$ .

$e_i^j$  : taux d'émission du piège d'ordre  $i$  calculé à  $T_p^j$  à partir de la signature  $(E_{Ti}, \sigma_i)$ .

$e_i^j$  : taux d'émission du piège correspond à  $e_r$  fixé par le Boxcar.

Pour un piège à porteurs majoritaires, la concentration du piège est donnée par:

$$N_T = 2N_0 \frac{\Delta C_{MAX}}{C_0} \frac{w_0^2}{x_r^2 - x_p^2} \quad (3-128)$$

$N_0$ : concentration des dopants  $/N_D - N_A/$

$w_0$ : largeur de la ZCE calculée en l'absence du piège (cf. équation 3-55).

$C_0$ : capacité correspond à  $w_0$  ( $C_0 = A \epsilon_0 \epsilon / w_0$ ).

$x_r = w_r - \lambda$  et  $x_p = w_p - \lambda$  avec  $w_r$  et  $w_p$  sont respectivement les largeurs de la ZCE sous polarisations  $V_r$  et  $V_p$ .

$\lambda$  : largeur de la zone de transition (cf. équations (3-30) et (3-37))

Pour une tension  $V_p = 0$  et une valeur de  $V_r$  assez grande que possible, la largeur  $w_p$  peut être négligée devant la largeur  $w_r$ . Nous retrouvons ainsi l'équation (3-94) appliquée pour un piège à porteurs minoritaires. La largeur  $w_0$  est pratiquement confondue avec  $w_r$ , nous obtenons :

$$N_T = 2N_0 \frac{\Delta C_{MAX}}{c_0} \left(1 - \frac{\lambda}{w_r}\right)^{-2} \quad (3-129)$$

Si l'énergie du piège est plus profonde alors  $\lambda \ll w_r$  (équation (3-37)), on obtient une formule fréquemment utilisée pour l'évaluation de la concentration du piège:

$$N_T = 2N_0 \frac{\Delta C_{MAX}}{c_0} \quad (3-130)$$

Cette expression peut être trouvée facilement à partir de l'équation de capacité  $C_0$  donnée par:

$$C_0 = \left(A^2 \varepsilon_0 \varepsilon q / 2(V_r + V_{bi})\right)^{0,5} N_0^{0,5} \quad (3-131)$$

Après annulation de l'impulsion de remplissage, la variation  $dV_r$  est nulle. La capacité  $C_0$  varie par  $dC_0$  et la concentration  $N_0$  par  $dN_0$ . La dérivation de l'équation (3-118) permet d'écrire:

$$\frac{dC_0}{C_0} = \frac{1}{2} \frac{dN_0}{N_0} \quad (3-132)$$

De  $t = t_f$  à  $t = t_0$  (cf. figure (3-7)), on peut remplacer  $dC_0$  par  $\Delta C_{max}$  et  $dN_0$  par  $N_T$ . On obtient la même formule que celle de l'équation (3-130).

### **3.6.3.2. profil de concentration des défauts**

La concentration moyenne donnée par la relation (3-130) n'est déterminée que sur une plage comprise entre  $w_p$  et  $w_r$ . Elle ne nous renseigne pas sur le profil de distribution des défauts dans le matériau. Une nouvelle technique très sensible a été présentée pour la première fois par Lefèvre et Schulz pour déterminer les profils de concentration des défauts profonds. Elle est connue sous le nom de DLTS à double corrélation (ou D.D.L.T.S). Il s'agit de moduler la zone de charge d'espace en superposant deux séries d'impulsions d'amplitudes différentes  $V_{p1}$  et  $V_{p2}$  et d'appliquer une tension de polarisation inverse  $V_r$  variable, le signal DDLTS est donné par:

$$S_{car}(T) = S_1(T) - S_2(T) \quad (3-133)$$

$S_1(T)$  : le spectre DLTS correspond à l'impulsion  $V_{p1}$ .

$S_2(T)$  : le spectre DLTS correspond à l'impulsion  $V_{p2}$ .

La différence entre les signaux DLTS consécutifs donne directement la contribution des pièges situés dans la zone définie par la différence entre les zones correspondantes respectivement aux deux impulsions.

En utilisant la relation suivante:

$$\frac{\delta N_T}{N_T} = \frac{\delta(\Delta C_{\max})}{\Delta C_{\max}} - \frac{2\lambda}{w_p(w_p - \lambda)} \Delta w_p \quad (3-134)$$

où :  $\delta N_T$  : variation du concentration entre  $w_p$  et  $w_p$  :

$\delta \Delta C_{\max}$  : différence entre les deux pics DLTS de  $S_1(T)$  et  $S_2(T)$ .

$$\Delta w_p = w_p - w_p$$

On arrive à exprimer la variation de la concentration des centres pièges en fonction de la variation de largeur de ZCE [Lefèvre '76].

Cette méthode à été amélioré en mesurant la variation de tension de polarisation nécessaire pour maintenir la capacité constante entre les impulsions de polarisation (méthode C.C.D.L.T.S) [Johson '79]. Le Bloa a calculé la valeur réelle du signal C.C.D.L.T.S qui permet la détermination exacte du profil de la concentration des défauts [Le Bloa '83].

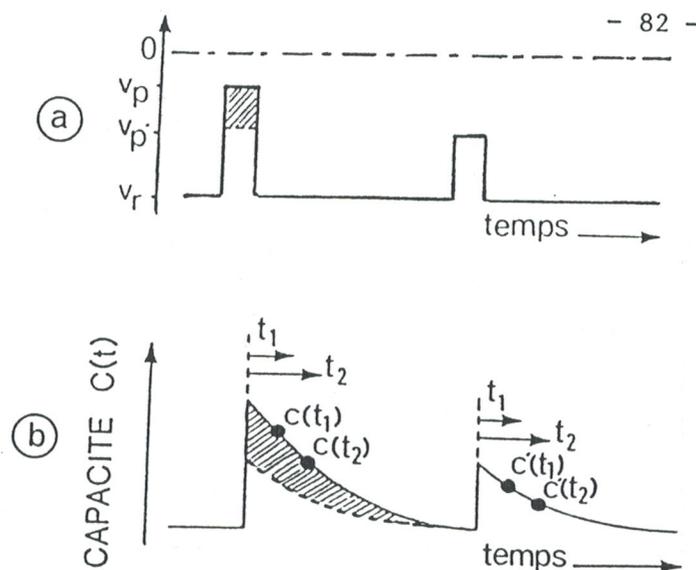


Figure 3.16 : Principe de la méthode DDLTS.

### 3.6.4. Phase de capture

Nous avons vu, que lorsque l'impulsion est assez large alors l'amplitude du pic est proportionnelle à la quantité:

$$\begin{aligned}\Delta C_{\max} &= C(\infty) - C(t_f) \\ &= \frac{1}{2} C_0 \frac{N_T}{N_0}\end{aligned}\quad (3-135)$$

Lorsque la ZCE est soumise à l'impulsion  $Vp$ , le piège se remplit par les porteurs jusqu'à l'instant  $t_f$ . La variation de ces porteurs au cours du temps est donnée par (cas d'électrons):

$$\frac{dn_T}{dt} = nc_n(N_T - n_T) \quad (3-136)$$

$c_n$  : coefficient de capture ( $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ )

$N_T$  : concentration total du piège ( $\text{cm}^3$ )

$n$  : concentration des électrons ( $\text{cm}^3$ )

La résolution de l'équation (3-132) permet d'écrire:

$$n_T = N_T (1 - \exp - nc_n t) \quad (3-137)$$

Cette équation permet d'évaluer le transitoire de capacité pendant la phase de capture; ainsi:

$$C(t) = C(\infty) - \Delta C_{\max} (1 - \exp - nc_n t) \quad (3-138)$$

**Figure 3.17 :** *Transitoire de capacité pendant les phases de capture et d'émission.*

pour  $t = t_f$ , on obtient:

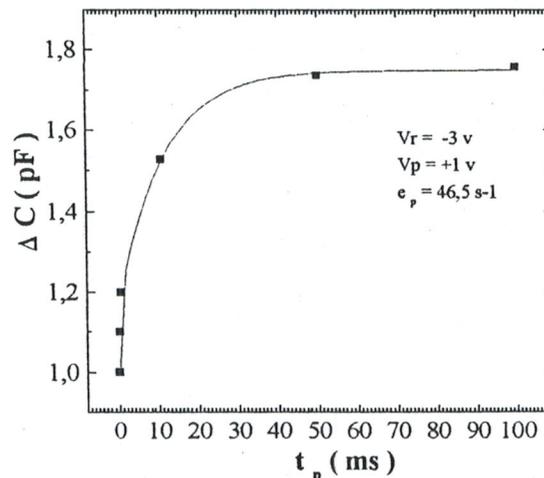
$$\begin{aligned} C(\infty) &= C(t_f) - \Delta C_{max} (1 - \exp - nc_n t_f) \\ &= \frac{1}{2} C_0 N_T / N_0 (1 - \exp - nc_n t_f) \end{aligned} \quad (3-139)$$

Si  $t_f c_n n \gg 1$  nous retrouvons l'équation (3-135). La valeur réelle mesurée de  $\Delta C_{max} / C_0$  est donnée par :

$$\frac{\Delta C_{max}}{C_0} = \frac{1}{2} \frac{N_T}{N_0} (1 - \exp - nc_n t_f) \quad (3-140)$$

Nous pouvons constater que, la variation du pic du spectre DLTS en fonction de la largeur d'impulsion d'excitation  $t_f$ , peut nous informer sur la valeur du coefficient de capture  $c_n$  et par conséquent sur la valeur de la section efficace de capture  $\sigma_n$ . Il faut rappeler que  $c_n$  et  $\sigma_n$  sont reliés au moyen de l'équation (3-1b).

La figure (3-18) représente un exemple de la variation du pic DLTS en fonction du paramètre  $t_f$  qui correspond à un défaut nommé Di1 dans une diode en Sic (6H) [Ghaffour'99].



**Figure 3.18 :** Variation du pic DLTS Di1 en fonction du temps de remplissage.

Il existe actuellement des circuits électriques synchronisés avec les systèmes de mesure DLTS qui permettent d'obtenir directement la valeur de la section efficace de capture [Reddy '96].

### 3.6.5. Densité d'états des niveaux profonds

Lorsque les niveaux profonds sont localisés dans la bande interdite sous forme d'une bande étroite, on peut évaluer leur densité d'états  $N(E_a)$  à partir du spectre DLTS puisque ce dernier permet d'établir la relation entre le coefficient d'émission de porteurs  $e$  fixé par le double boxcar et les énergies d'activation  $E_a$  des niveaux pièges. L'équation (3-11a) permet décrire:

$$E_a = KT \ln \frac{\sigma v N}{e} \quad (3-141)$$

$E_a$  : ( $E_c - E_T$ ) ou ( $E_T - E_v$ ).

$\sigma$  : section efficace de capture ( $\sigma_n$  ou  $\sigma_p$ )

$N$  : densité d'états effectifs de la BC ( $N_C$ ) ou de le BV ( $N_V$ ).

$v$  : vitesse thermique d'électrons ou de trous.

$e$  : taux d'émission ( $(\ln t_2/t_1) / (t_2 - t_1)$ ).

Le spectre DLTS est dans ce cas là, la somme infinie des signaux  $S(T, E_a)$  relatifs aux transitoires capacitifs qui traduisent les processus de vidage de porteurs par les niveaux profonds d'énergies  $E_a$ :

$$S(T) = \int_0^{\infty} N(E_a) S(T, E_a) dE_a \quad (3-142)$$

L'expression de  $S(T, E_a)$  est donnée par l'équation (3-116):

$$S(T, E_a) = \Delta C_{max} (\exp - et_1 - \exp - et_2) \quad (3-143)$$

En posant  $e = \alpha y$  avec  $\alpha = \sigma v N$  et  $y = \exp -E_a / KT$  et en combinant les équations (3-138) et (3-139). On obtient :

$$S(T) = \int_0^1 \Delta C_{max} KT (\exp - \alpha y t_1 - \exp - \alpha y t_2) N(y) \frac{dy}{y} \quad (3-144)$$

il en résulte lorsque  $N(E_a)$  varie peu avec l'énergie  $E_a$ :

$$S(T) = \Delta C_{max} N(y) KT \int_0^1 (\exp - \alpha y t_1 - \exp - \alpha y t_2) \frac{dy}{y} \quad (3-145)$$

Sachant que:

$$\int_0^1 (\exp - \alpha y t_1 - \exp - \alpha y t_2) \frac{dy}{y} = Ln \frac{t_2}{t_1} \quad (3-146)$$

Le signal DLTS s'écrit alors:

$$S(T) = \Delta C_{\max} N(E_a) K T L n \frac{t_2}{t_1} \quad (3-147)$$

D'où:

$$N(E_a) = \left( S(T)^{-1} \Delta C_{\max} L n \frac{t_2}{t_1} K T \right)^{-1} \quad (3-148)$$

avec

$E_a$  : Energie d'activation donnée par l'équation (3-137)

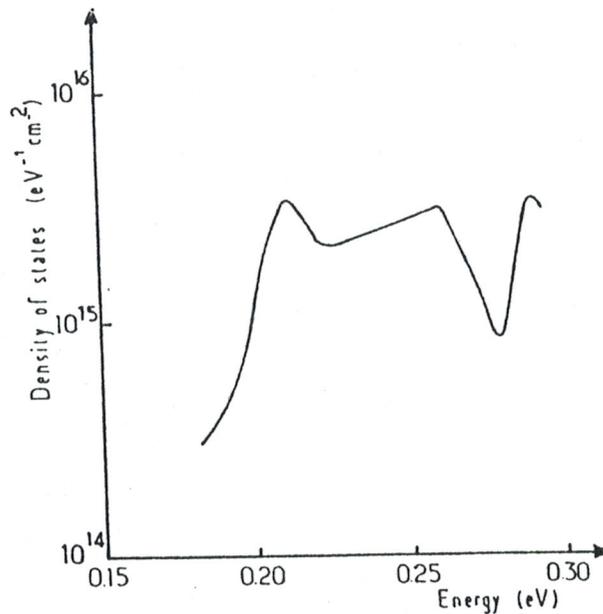
$S(T)$  : Amplitude du pic DLTS.

$\Delta C_{\max}$  : valeur calculée par l'équation (3-127).

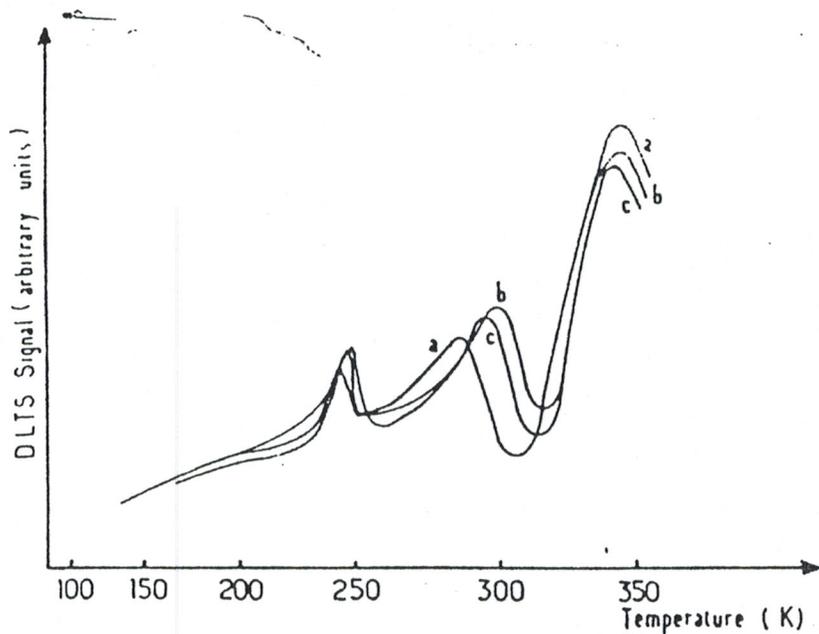
$t_2/t_1$  : valeur fixée par le Boxcar

$T$  : température correspond au pic  $S(T)$ .

La figure (3-19) représente un exemple d'une densité d'états obtenue par l'équation (3-144) et à partir des spectres DLTS d'une structure de silicium polycristallin de type P (figure 3-20).



**Figure 3.19 :** Densité d'états des pièges à trous calculée à partir des spectres de la figure 3-20



**Figure 3.20 :** Spectres DLTS d'une structure de silicium polycristallin.  $\tau_r = 100 \text{ s}^{-1}$ .

*Amplitude des pulses d'excitation:*

*1.0(a), 1.5(b), et 2.0 v(c).*

### **3.6.6. Porte d'échantillonnage**

Le deuxième rôle confié au double Boxcar après l'échantillonnage du signal  $C(t)$  en  $t_1$  et  $t_2$  est le moyennage du signal  $C(t_1) - C(t_2)$  sur un grand nombre de périodes pour augmenter le rapport signal sur bruit. Une autre façon d'améliorer ce rapport a été proposé par Day et al; mettant en œuvre l'élargissement de la porte d'échantillonnage  $\Delta t$  aux instants  $t_1$  et  $t_2$  permettant ainsi la diminution de l'influence de la réponse transitoire du capacimètre sur les mesures. Dans ce cas là, le signal DLTS est calculé comme suit:

$$S(T) = \Delta C_{\max} \left\{ \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_1+\Delta t} \exp - t / \tau dt - \frac{1}{\Delta t} \int_{t_2}^{t_2+\Delta t} \exp - t / \tau dt \right\} \quad (3-149)$$

On obtient après intégration:

$$S(t) = \Delta c_{\text{MAX}} \frac{\tau}{\Delta t} \left( 1 - \exp - \frac{\Delta t}{\tau} \right) (\exp - t_1 / \tau - \exp - t_2 / \tau) \quad (3-150)$$

Par rapport à l'expression du signal DLTS de [Lang '74], il apparaît un facteur correctif  $\{ (1 - \exp - \Delta t / \tau) \tau / \Delta t \}$  dans l'expression de  $S(T)$ . Ce dernier est maximum lorsque sa dérivée par rapport à  $\tau$  est nulle ( $dS/d\tau = 0$ ). Celle-ci est une équation implicite de  $\tau$  dont la résolution numérique permet d'avoir la valeur de  $\tau_r$ . Day et al.

ont calculé une solution approchée de cette avec une précision de 1% et lorsque  $\Delta t/(t_2-t_1) < 0.2$  ; dans ces conditions le taux d'émission est donnée par:

$$\tau_r = (t_2 - t_1) \left\{ \ln \frac{t_2 + \frac{1}{2}\Delta t}{t_1 + \frac{1}{2}\Delta t} \right\} \quad (3-151)$$

Cette équation est identique à celle donnée par l'équation (3-120) obtenue par [Lang '74], mais elle est appliquée pour les instants  $t_1 + \Delta t/2$  et  $t_2 + \Delta t/2$ , c'est-à-dire aux milieux des portes d'échantillonnage [Day '79].

### **3.6.7. Etude de la résolution et de la sensibilité de la méthode DLTS Boxcar**

Nous allons étudier la résolution et la sensibilité de la technique DLTS Boxcar à partir du signal DLTS normalisé et défini par (cf. équation (3-116)) :

$$R(T) = \frac{S(T)}{G\Delta C_{max}} = \exp(-t_1 e) - \exp(-t_2 e) \quad (3-152)$$

En posant  $\alpha = e/e_r$  et en combinant les équations (3-122), (3-123) et (152), on obtient:

$$R(\alpha) = \exp\left\{-\alpha \frac{\ln \beta}{\beta - 1}\right\} - \exp\left\{-\alpha \frac{\beta \ln \beta}{\beta - 1}\right\} \quad (3-153)$$

avec :  $\beta = t_2 / t_1$ .

La résolution du spectre DLTS est définie par la largeur  $\Delta T$  à mi-hauteur du pic ramenée à la température  $T_p$ . Cette largeur appelée, FWHM (full width at half maximum), est liée donc à la différence  $\Delta e = e_2 - e_1$  tel que  $S(e_2) = S(e_1) = Sp/2$ . Par rapport à  $e_r$ , la résolution est définie comme :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta e}{e_r} &= \frac{\alpha_2 e_r - \alpha_1 e_r}{e_r} \\ &= \alpha_2 - \alpha_1 = \Delta\alpha \end{aligned} \quad (3-154)$$

La résolution dépend donc de la largeur  $\Delta\alpha$ . La figure (3-21) représente des réponses  $R(\alpha)$  calculées par l'équation (3-153) pour trois valeurs de  $\beta$ . Nous retrouvons les pics  $R_p = Sp/(G \cdot \Delta C_{max})$  pour  $\alpha = 1$ . Nous aurons une bonne sensibilité à mesure que l'amplitude de ces pics est assez grande.

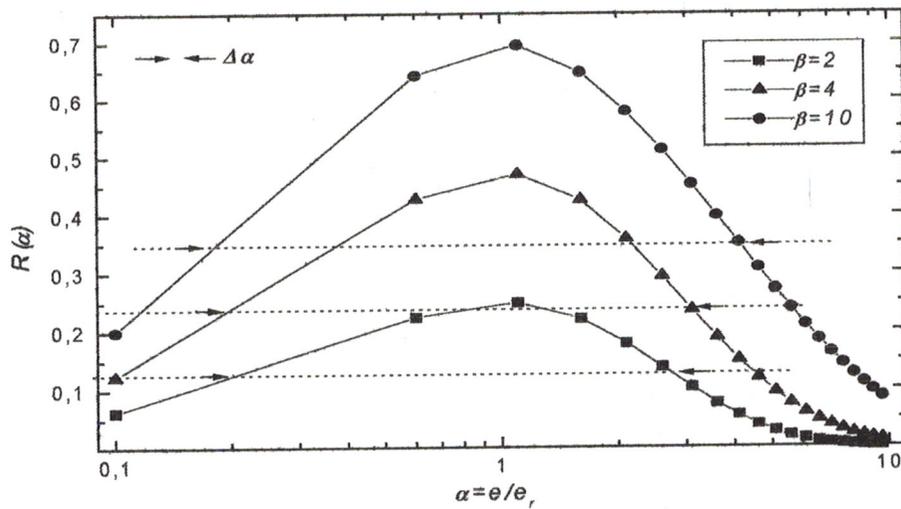


Figure 3.21 : Réponses  $R(\alpha)$  pour trois valeurs de  $\beta$ .

La figure (3-22) représente les variations de  $R_p$  et  $\Delta\alpha$  en fonction de  $\beta$ . Lorsque  $\beta$  augmente,  $R_p$  croit très vite améliorant ainsi la sensibilité; en même temps l'imprécision sur la mesure représentée par  $\Delta\alpha$  augmente mais moins vite que  $R_p$ .

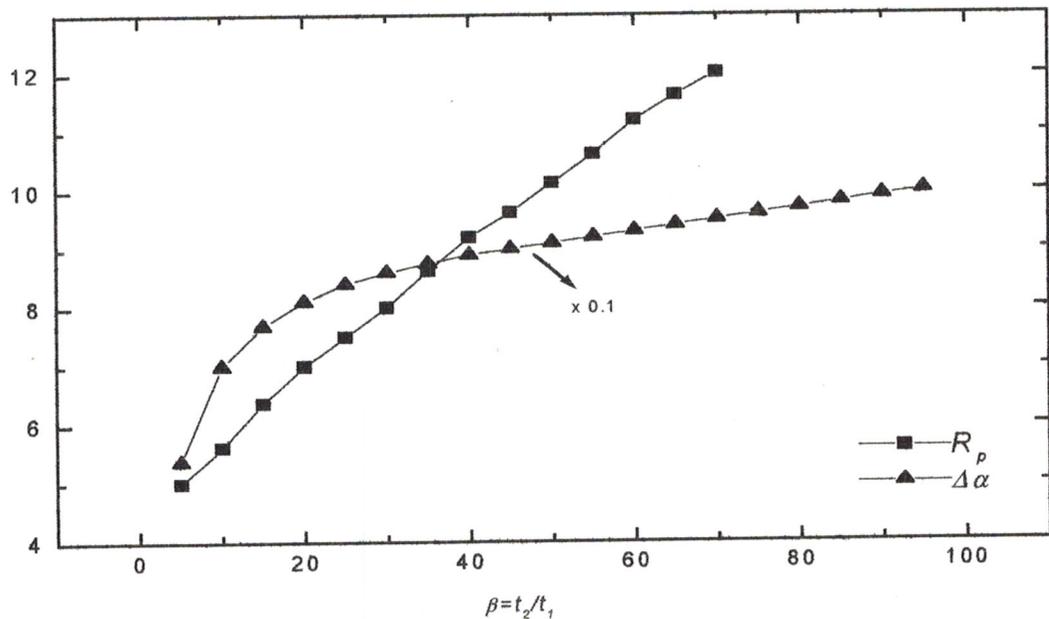


Figure 3.22 : Variation de la sensibilité représentée par  $R(\alpha)$ , et de la résolution représentée par  $\Delta\alpha$ , en fonction de  $\beta$ .

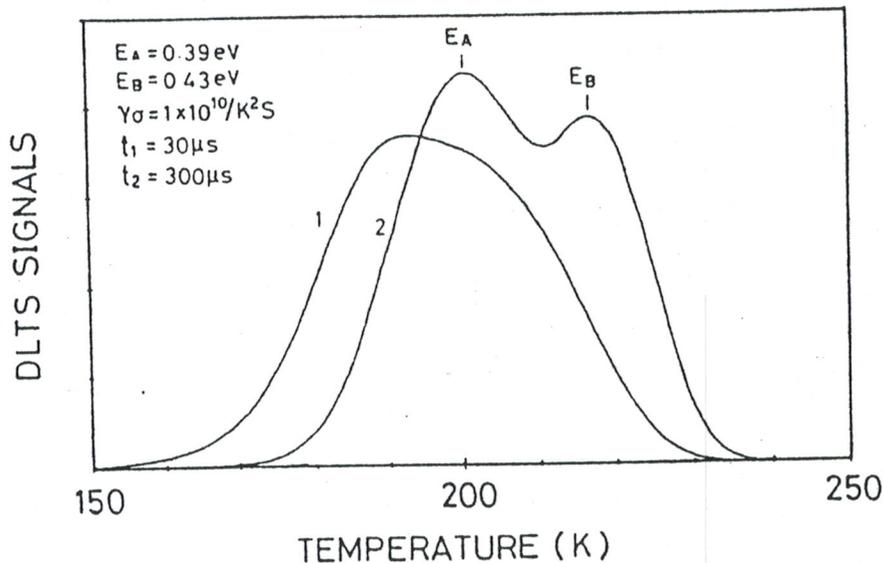
La résolution est un paramètre déterminant le pouvoir spectroscopique des techniques DLTS, c'est à dire le pouvoir de séparer deux niveaux de caractéristiques voisines. C'est la raison pour laquelle plusieurs chercheurs ont proposé de nouvelles méthodes de haute résolution dont nous allons citer un exemple. Il s'agit de remplacer le filtre Boxcar par un autre qui donne la réponse [Zhu '92]:

$$F(T) = -T \frac{dS_{\beta}}{dT} \quad (3-155)$$

avec :

$$S_{\beta}(T) = \Delta C_{\max} \left( \exp(-t_1 / \tau) - \frac{t_1}{t_2} \exp(t_2 / \tau) \right) \quad (3-156)$$

Le taux d'émission  $\tau_r$  est défini - comme le cas de la méthode Boxcar - par  $dF(T)/de = 0$  ( $e = \tau^{-1}$ ). La figure (3-23) représente des spectres simulés:  $F(T)$  et  $S(T)$  correspondant aux deux pièges d'énergies  $E_A$  et  $E_B$  de même sections efficaces de capture  $\rho$ . Le spectre  $S(T)$  de la méthode Boxcar ne permet pas de séparer les deux pièges, tandis que  $F(T)$  permet d'avoir une bonne séparation des pièges avec des largeurs FWHM très étroites.



**Figure 3.23:** Spectres DLTS:  $S(T)$  et  $F(T)$  obtenus respectivement par les méthodes de [Lang '74] et [Zhu '92].

### 3.7. CONCLUSION

Effectuer une expérience de DLTS, c'est en effet, déterminer plusieurs couples de points  $(e_r, T)$  et la méthode la plus utilisée consiste à faire apparaître le maximum d'un pic du signal DLTS, à  $e_r$  fixe, pendant un balayage en température.

L'intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'avec un seul balayage en  $T$  de 77 à 300k, on obtient une "cartographie" à peu près complète de tous les centres profonds ( $10 < E_a < 900$  meV pour des  $\sigma$  de l'ordre de  $10^{-14}$  à  $10^{-16}$  cm<sup>2</sup>) du matériau étudié alors que la méthode complémentaire ( $T$  constant, balayage en  $e$ ) ne permet généralement pas de mettre en évidence plusieurs pièges à cause de la variation exponentielle de  $e$  avec  $T$ .

## **IV. DLTS SUR LE SILICIUM RECUIT AUX LAMPES HALOGÈNES**

### **4.1. INTRODUCTION**

Le traitement thermique des structures semi-conducteurs est devenu actuellement l'étape indispensable, tant pour la guérison des défauts et l'activation électriques des impuretés après implantation ionique<sup>1</sup>, que pour la croissance des couches mince (oxydes, nitrures, polycristal, siliciures). Pour contrôler la qualité de cette étape technologique, on se réfère à des techniques de caractérisation pour suivre l'évolution de la structure et la composition chimique du substrat étudié. En première étape, nous allons présenter une description générale des techniques de recuit thermique tout en citant leurs classifications (paragraphe 4.2) notamment, le recuit thermique rapide RTA à base de lampes halogènes et ses effets sur un substrat de silicium (paragraphe 4.3 et 4.4). La deuxième étape consiste à étudier un exemple de caractérisation par la technique DLTS des défauts d'un échantillon silicium recuit aux lampes halogènes [Ramram\* 87].

### **4.2. CLASSIFICATION DES TECHNIQUES DE RECUI TS**

On peut classifier les techniques de recuit selon le mode d'apport de l'énergie lors d'un traitement thermique ; on définit les trois modes suivantes (cf. figure 4.1)

#### **♦ *Le mode adiabatique :***

Dans ce mode, la chaleur diffuse peu dans le matériau chauffé durant le traitement du fait de l'extrême brièveté de recuit . Pour obtenir un quelconque effet pendant un temps aussi court, la température de surface du matériau doit excéder la température de fusion de manière à ce qu'apparaisse, sur quelques milliers d'angström, une zone liquide. Cette technique est souvent désignée sous le terme de recuit pulsé, avec addition du type de la source d'énergie: laser, électron, ions. Le faisceau pulsé est suffisamment large pour traiter des surfaces de l'ordre de

---

<sup>1</sup> Méthode de dopage des semi-conducteurs permet d'introduire des impuretés en nombre parfaitement connu et selon une distribution en profondeur bien- maîtrisée.

centimètres carré. Cependant, il peut causer des dommages au substrat du fait des gradients thermiques très importants.

♦ ***Le mode de flux thermiques:***

Dans ce mode, la température du matériau décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone chauffée localement. Le matériau est balayé avec un faisceau continu laser ou électronique d'où le nom de *recuit balayé* souvent employé ; Suivant l'intensité du faisceau et sa vitesse de balayage, le recuit se fait, soit en phase liquide, soit en phase solide. Ce dernier est accompagné avec une diffusion des impuretés faibles ( $\leq 100 \text{ \AA}$ ), par contre les défauts cristallins étendus restent difficiles à éliminer.

♦ ***Le mode isotherme:***

Dans un four à tube de quartz horizontal, le matériau à traiter est porté à haute température ( 900 à 1100°C) pendant des temps allant de 30 mn à quelques heures. Les résultats de ce recuit sont satisfaisants. En plus de la contamination de la surface par des impuretés incontrôlés, des défauts résiduels dans les couches implantées ainsi qu'une dégradation de la qualité électrique des substrats peuvent être observés.

Ces effets ont conduit à la recherche de nouveaux procédés permettant de dépasser des limitations technologiques des recuits isothermes classiques. Diverses méthodes de recuit rapide sont actuellement étudiées, elle concerne des techniques de recuit utilisant des temps les plus courts possibles tout en gardant la propriété d'isothermie.

Les différentes techniques disponibles sont nombreuses, sur la figure 4.2, nous les montrons à travers un diagramme indiquant les puissances à fournir et les temps de traitement nécessaires [Dilhac 88].

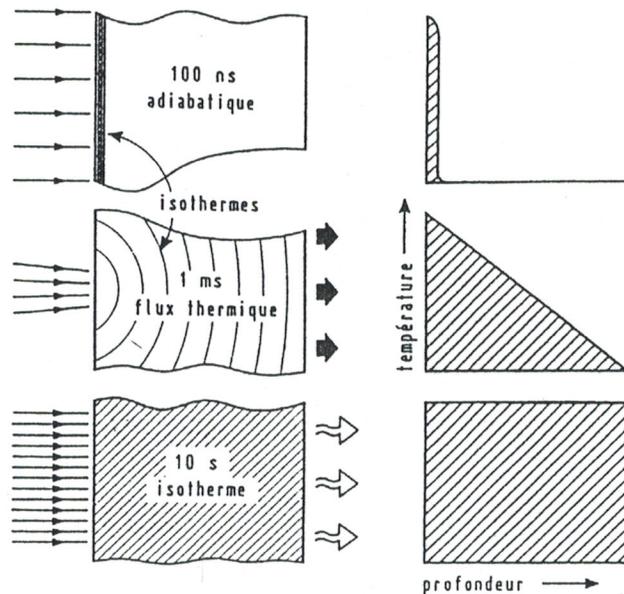


Figure 4.1 : les différents modes d'apports de l'énergie.

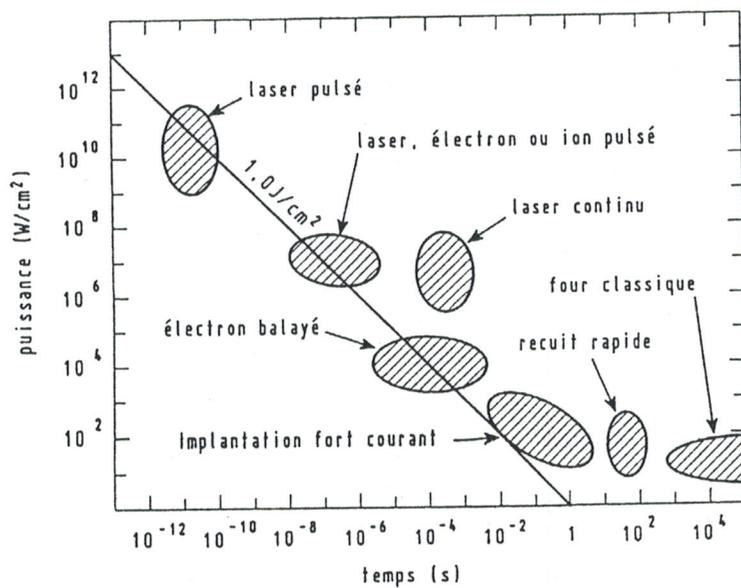


Figure 4.2 : Diagramme montrant la puissance à fournir

### 4.3. RECUIT THERMIQUE RAPIDE (RTA)

#### 4.3.1. Définition

Tout en faisant partie des méthodes de recuit isothermes rapide, les techniques appelées recuit thermique rapide (ou RTA pour Rapid Thermal Annealing) peuvent être définies comme suit: " est appelé recuit technique rapide, toute méthode de recuit court nécessitant (et permettant) la mesure en temps réel de température du matériau traité " [Dilhac 88].

Le recuit thermique rapide, est présenté comme une alternative aux autres recuits à cause de ses performances technologiques, qui sont:

- → Le contrôle précis de la diffusion des dopants et la fabrication de jonctions fines ( $<1000^{\circ}\text{A}$ ).
- → Une homogénéité acceptable de température sur des plaquettes de grand diamètre (10 mm).

#### **4.3.2. Différents procédés utilisés en RTA**

Toutes les machines de recuit thermique rapide (RTA) disposent d'une source radiative. Elle doit posséder une constante de temps la plus faible possible, de manière à permettre une régulation de température de la plaquette à traiter.

Trois types de sources sont principalement utilisées dans les fours à recuit thermique rapide: les résistances chauffantes, les lampes à arc ou les lampes halogènes.

##### **Les résistances chauffantes:**

Elles sont placées parallèlement à une plaque de graphite permettant ainsi une uniformité de flux de radiation. Ce système certes peu coûteux, présente deux inconvénients: le chauffage et le refroidissement de l'échantillon dépendent de ceux de la plaque de graphite, et la contamination partielle étrangère est importante pendant le recuit.

##### **Les lampes à arc:**

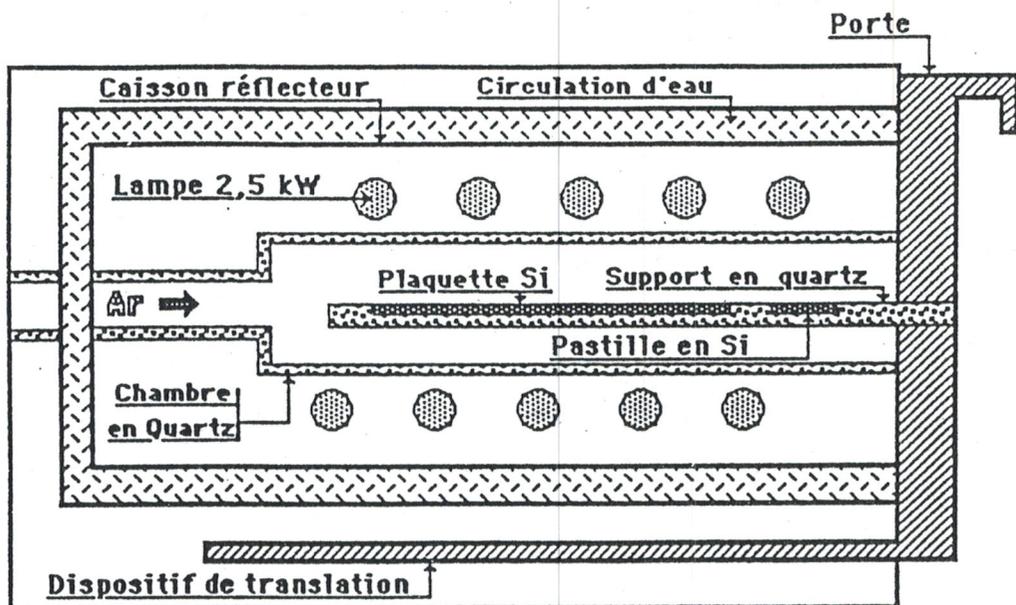
une seule lampe de 125 Kw environ est placée dans un tube en quartz entouré d'une spirale d'eau qui assure son refroidissement. La lampe à arc avec sa géométrie linéaire associée également à des réflecteurs permet une irradiation uniforme lors du recuit.

### Les lampes halogènes:

Les lampes sont constituées d'un tube de quartz dans lequel se trouve un filament de tungstène sous atmosphère halogène qui a pour rôle de diminuer le dépôt de tungstène vaporisé sur les parois du tube. Il faut utiliser plusieurs lampes simultanément pour effectuer un recuit rapide. Typiquement, un four à 12 lampes d'une puissance électronique totale de 30 kw assisté par des réflecteurs, permet de porter une plaquette de silicium de 4 pouces de diamètre à 1300°C.

### 4.3.3. Exemple d'un four à lampes halogènes

la Figure 4.3 présente un four à lampes à filament de tungstène(ADDAX R1000 de AET).



*Figure 4.3 : Représentation schématique globale du four A.E.T*

La plaquette à traiter est passée manuellement sur les picots de la platine de chargement. Cette platine support, en quartz, est solidaire d'un dispositif de translation qui obture la chambre pendant la traitement thermique. Le tiroir de chargement amène la plaquette sous le rayonnement homogène des lampes à enveloppe de quartz. Ces lampes, de 2,5 kw chacune, sont au nombre de douze et disposées sur deux rangées à l'intérieur d'une enceinte close parallélépipédique où circule un gaz neutre. Le débit de ce gaz est régulé par un débitmètre massique. Le

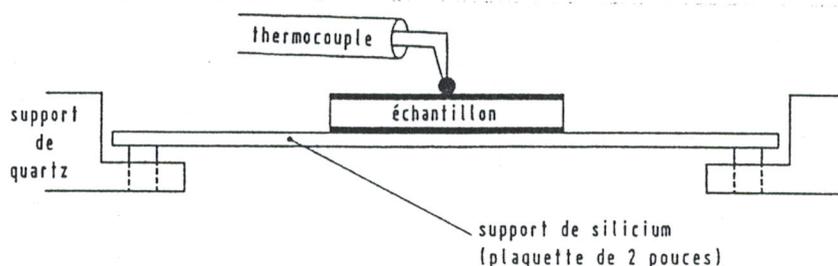
support possède deux placements: l'un pour la plaquette échantillon de 100mm de diamètre, l'autre, situé à proximité, pour une pastille de silicium; elle reste en permanence sur le support. La température qu'elle indique sert de référence et de contrôle pour chaque recuit.

#### **4.3.4. Mesure de température**

Pour contrôler les transitoires et les paliers thermiques, le système d'asservissement doit disposer d'une mesure en temps réel de la température de la plaquette à traiter. Il n'y a que deux types de capteurs pratiquement utilisables, les thermocouples et les pyromètres optiques.

Le choix d'un couple thermoélectrique est, surtout, commandé par le domaine de température utilisé. Le couple le plus utilisé est le chromel (nickel- chrome) – alumel (nickel- aluminium). Il a une bonne tenue aux atmosphères oxydantes de 0°C à 1100°C.

La mesure par thermocouple (cf. figure 4.4) contient des erreurs typiques des mesures par contact liées à la perturbation du champ thermique que provoque l'application par contact du thermocouple sur le matériau à mesurer. La lecture de la f.e.m délivrée par le thermocouple se fait à l'aide de voltmètre et au moyen d'un tableau de conversion on peut en déduire facilement la température correspondante.



**Figure 4.4:** *Mesure de température par thermocouple.*

La température peut aussi être mesurée par pyrométrie optique, technique de mesure sans contact et ne perturbant pas le champ thermique du matériau traité. Le pyromètre mesure l'intensité du rayonnement lumineux émis par le matériau du fait de sa température.

La mesure de température est fortement liée à l'émissivité de la surface du matériau qui peut varier avec les divers traitements technologiques qu'a subit le matériau avant et éventuellement pendant le recuit.

#### **4.3.5. Déroulement d'un cycle**

Dans un four à lampes halogènes, un automate permet de commander le cycle de chauffage et de refroidissement de la plaquette en contrôlant la puissance électrique des lampes et le débit de gaz. Celui-ci fait appel, soit à une carte électronique analogique pour réaliser un asservissement linéaire continu de la température, soit à un micro-ordinateur réalisant un asservissement non linéaire plus sophistiqué, évitant, en particulier, les dépassement de consigne lors de variations rapides de la température. Plusieurs programmes différents, comprenant le profil de température, le débit de purge et le débit de ventilation, peuvent être exécutés. Un recuit présente trois phases:

1. **Phase de purge** : pendant cette phase on remplace l'air de la chambre par une atmosphère neutre, en l'occurrence de l'argon. On purge d'abord pendant quatre à cinq minutes à température ambiante en effectuant un cycle sans chauffage, puis éventuellement, pendant une quinzaine de secondes en chauffant entre 150 à 200°C.
2. **Phase de recuit** : elle comprend la montée en température avec une vitesse comprise entre 20 et 200°C/seconde, et un palier en température entre la température ambiante et 1200°C d'une durée de 2s à environ de 1 mn.
3. **Phase de refroidissement** : la vitesse peut être modifiée en 80°C/s (refroidissement forcé) et 5°C/s (émission de rayonnement en corps noir). Le retour jusqu'à l'ambiante s'effectue sous balayage d'argon.

Sur la Figure 4.5 nous montrons un profil réel de température pour un traitement thermique d'un échantillon de silicium lui-même déposé sur substrat de silicium. Le programme demandé était:

- ① Une montée en température, en 15 secondes, de 20°C à 750°C.
- ② Un palier en température de 30 secondes à 750 °C.
- ③ Un refroidissement non commandé.

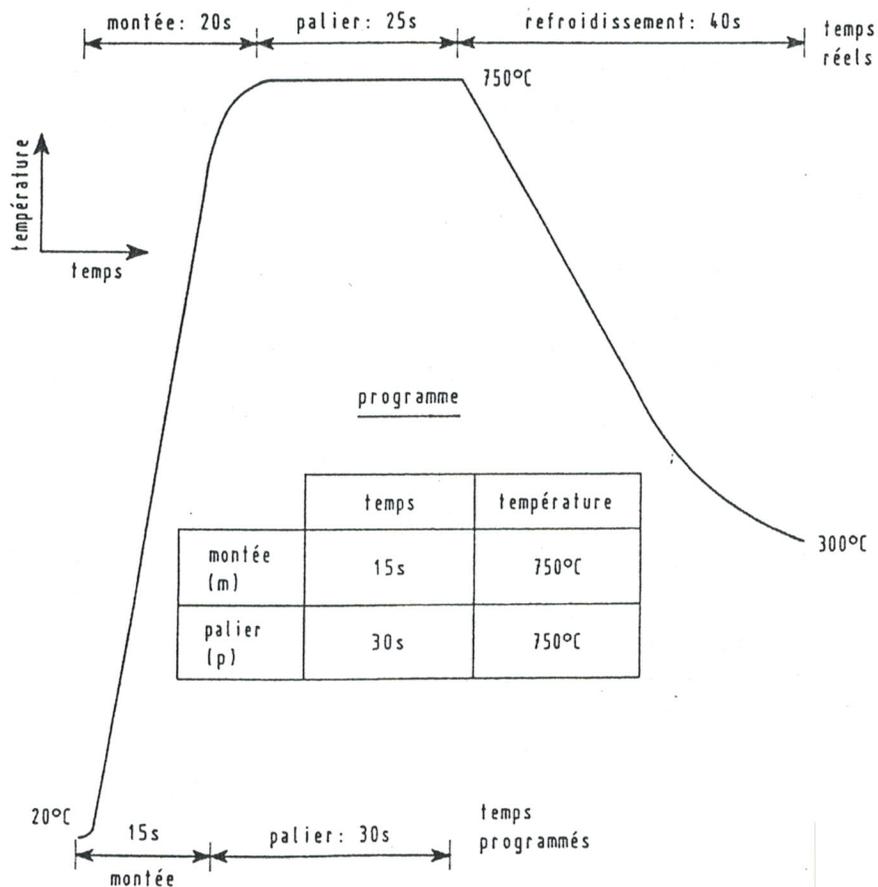


Figure 4.5 : Profil de température d'un recuit RTA avec support de silicium.

#### 4.4 . EFFETS D ' UN RECUIT THERMIQUE RAPIDE SUR LE SILICIUM

##### 4.4.1. Activation des impuretés implantées

Nous prenons, comme exemple, le bore et nous étudions son activité électrique.<sup>2</sup> Le comportement électrique de la couche implantée est totalement régi par les défauts et non par le dopage puisque les impuretés bore se placent majoritairement en site interstitiel (là où il y a plus de place ) très peu en site parfait substitutionnel. Le recuit va guérir les défauts et activer les impuretés.

L'activité électrique dépend de la température de recuit. Sa variation en fonction de cette température dépend de la dose et éventuellement de la température d'implantation. Selon la dose, on a trois types de variation [Richou 73].

a) pour les faibles doses (dose  $< 10^{13}$  ions /cm<sup>2</sup> ), l'activité augmente de façon monotone avec la température de recuit et est presque totale à 500°C.

<sup>2</sup> Activité électrique: le rapport entre le nombre de porteurs par cm<sup>2</sup> de la couche de la dose d'ions implantés.

b) pour les fortes doses (amorphisation, dose  $>5.10^{15}$  ions/cm<sup>2</sup> à 77k) l'activité électrique est faible jusqu'à 500°C, elle augmente brutalement entre 500 et 550 °C et devient totale au-delà de cette température de recuit.

c) pour les dose intermédiaires (de  $10^{13}$  à  $10^{15}$  ions /cm<sup>2</sup>), on peut avoir le processus suivant:

- de 300 °C à 500°C : le nombre de porteurs augmente avec la température de recuit. Cependant, l'activité électrique reste faible.

- de 500 à 650 °C : ce domaine est caractérisé par une diminution du nombre globale de porteurs et une brusque augmentation de la mobilité effective.

- de 650°C à 1000 °C : le nombre global de porteurs augmente avec la température, l'activité électrique totale étant atteinte à une température d'autant plus élevée que la dose est forte.

Ainsi, quelle que soit la dose d'implantation, il existe une température de recuit au-delà de laquelle l'activité électrique devient totale, c'est à dire, chaque ion implanté fournit au silicium un porteur.

#### **4.4.2. Guérison des défauts**

Nous allons citer à titre d'exemple l'évaluation des défauts dans un substrat de silicium implanté avec des ions de silicium.

A partir de mesures de conductivité des couches de silicium implantées, trois domaines de température, pour la guérison des défauts, ont été déterminés [Pfester 73]. Ils sont indiqués dans le tableau 4.1. Entre 200 °C et 400 °C, on a d'abord une guérison de "défauts simples", mais cette guérison n'est pas totale, l'activité électrique de tels défauts disparaît. Puis autour de 600°C, le phénomène de recristallisation prend place; les petites zones amorphes localisées, entourées de silicium monocristallin, se recristallisent en entraînant la formation de boucles de dislocations et des fautes d'empilement. Pour les températures supérieures à 800°C on a guérison finale. L'état monocristallin est restauré.

200-400°C	500-700°C	>900°C
Guérison des défauts simples	Recristallisation	Guérison des défauts cristallographiques

**Tableau 4.1**

#### **4.5. NIVEAU PROFONDS INDUITS PAR RTA DANS LE SILICIUM VIERGE**

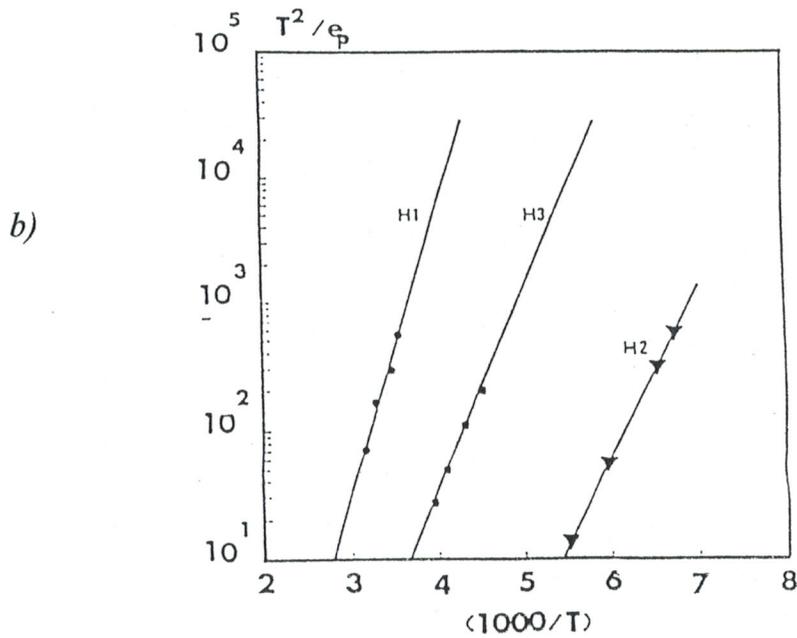
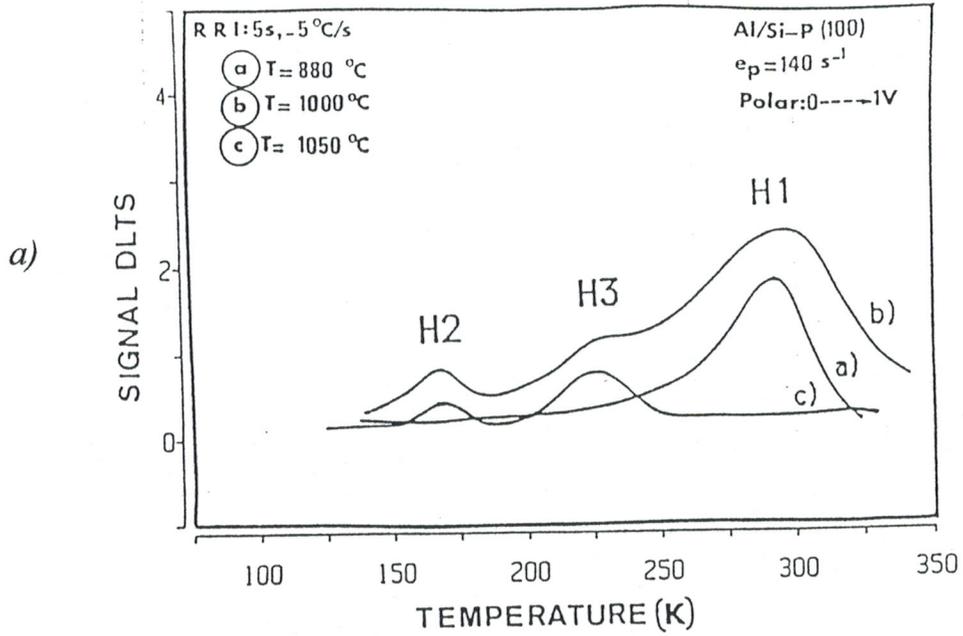
##### **4.6.1. Défauts détectables**

La Figure 4.7 montre les spectres DLTS d'une barrière Schottky réalisée sur le silicium dopé bore recuit pendant 5 secondes à différentes températures et refroidi à  $-5^{\circ}\text{C/s}$ . Pour des températures inférieures à  $900^{\circ}\text{C}$  le spectre DLTS (a) est dominé par un pic associé au piège à trou H1.

En augmentant la température de palier au-delà de  $900^{\circ}\text{C}$  (spectre (b)), deux autres pics associés à deux niveaux discrets H2 et H3 font leur apparition. Le piège à trou H3 qui apparaît sur le spectre (b) dominé par H1, est nettement détectable après recuit à  $1050^{\circ}\text{C}$ , où H1 n'apparaît plus (spectre (c)). Le tableau 4.2 rassemble tous les niveaux détectés dans les barrières de Schottky Al-Si(p) en fonction de leurs conditions d'apparition.

Niveau d'énergie	Energie d'activation (eV)	Section de capture ( $\text{cm}^2$ )	Température ( $^{\circ}\text{C}$ )
H1	0.45	$0.5 \cdot 10^{-16}$	$900 \leq T \leq 1050$
H2	0.29	$1.4 \cdot 10^{-15}$	$\geq 900$
H3	0.31	$2.8 \cdot 10^{-17}$	$\geq 900$

**Tableau 4.2**



**Figure 4.7.** : DLTS sur une barrière de Schottky réalisée sur Si vierge dopé après RTA.

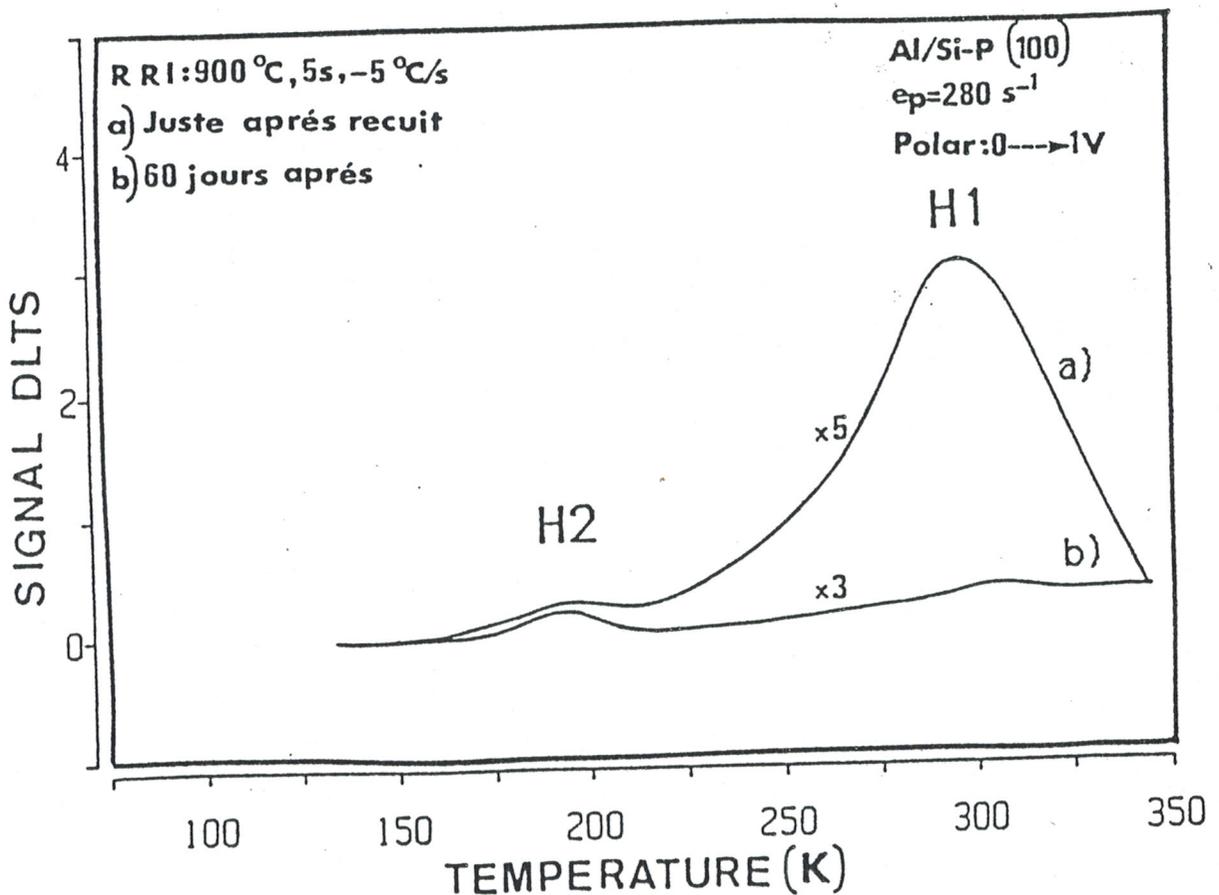
a) Evolution des spectres DLTS.

b) Signatures thermiques des niveaux H1, H2, H3.

La concentration diminue fortement, pour des vitesses de refroidissement plus faibles sauf pour le niveau H1 où la vitesse des refroidissement est apparemment peu significatif.

Un stockage des échantillons sous polarisation à température ambiante pendant 60 jours, à révélé la disparition de H1 en dessous des concentrations détectables, et la diminution de la concentration de H3 (cf. Figure 4.8).

Le temps de recuit a une grande influence sur la guérison des défauts; ainsi, pour des temps de recuits de 20s, aucun niveau n'a détecté



**Figure 4.8 :** spectres DLTS d'une barrière de Schottky réalisée sur Si vierge dopé bore.

a) juste après RTA (900°, 5s, -5 C°/s)      b) après 60 jours à 20°C sous polarisation.

#### 4.5.2 Origines possibles des niveaux

**H1(0.45 eV)** : le comportement thermique de ce niveau piège à trou a été expliqué au moyen d'un modèle faisant intervenir le fer interstitiel ( $Fe_i$ ) et le mécanisme d'association conduisant à la formation de paires fer interstitiel-bore substitutionnel ( $Fe_i - B_s$ ). L'instabilité du fer interstitiel pourrait expliquer l'absence de ce niveau sur certains spectres DLTS.

**H2 (0.29 eV)** : Pen et al. ont attribué ce niveau à la présence de complexes bore-lacune ( $B_xV_y$ ) figés lors de l'étape de refroidissement du cycle RTA. [Pensl'84]. Une autre hypothèse rapportée par Comzelmann et al., fait intervenir la présence du couple Chrome (interstitiel)- Bore (substitutionnel).

Lorsque l'échantillon est laissé à la température ambiante sans polarisation, on assiste à la restauration de la concentration initiale de H2, due probablement à la réaction entre  $Cr_i$  et  $B_s$  [Conzelmann' 83].

**H3 (0.31 eV)** : ce niveau H3 n'a pu être clairement identifié.

# *Chapitre 5*

**BANC DE MESURE AUTOMATIQUE A BASE DE  
BUS GPIB  
POUR LES CARACTERISATIONS  
ELECTRIQUES**

## V. BANC DE MESURE AUTOMATIQUE A BASE DE BUS GPIB POUR LES CARACTERISATIONS ELECTRIQUES

### 5.1. INTRODUCTION

Au début des années 70, l'idée de disposer d'un système de communication pour contrôler des instruments de mesure à partir d'un ordinateur avait donné naissance au bus GPIB (*General Purpose Interface Bus*) normalisé en 1975 par L'*IEEE* sous la référence IEEE488 [Leibson'84]. Depuis 1987, les bus se sont standardisés: Le standard **IEEE 488.2** est le standard dominant pour les systèmes GPIB, il permet une grande flexibilité et une communication simple entre les différents appareils de mesure et un micro-ordinateur doté bien sûr de l'interface GPIB [Gouet'93], En ce qui concerne la programmation des instruments de mesure, chaque constructeur imagine ses propres méthodes de dialogues et ses propres langages d'instrumentation. En 1990 un consortium de constructeurs publiait un environnement de programmation cohérent remplace très progressivement les anciens langages: c'est le langage **SCPI** (*Standard Commands For Programmable Instruments*).

La première partie de ce chapitre (paragraphe 5.2) rappelle les caractéristiques matérielles et logicielles de l'instrumentation électronique programmée basée sur bus GPIB.

Dans la deuxième partie (paragraphe 5.3) nous décrivons en premier lieu le dispositif expérimental basé sur le bus GPIB pour caractéristiques électriques (I-V, C-V, DLTS); ensuite nous proposons les différents algorithmes permettant le pilotage d'un tel dispositif.

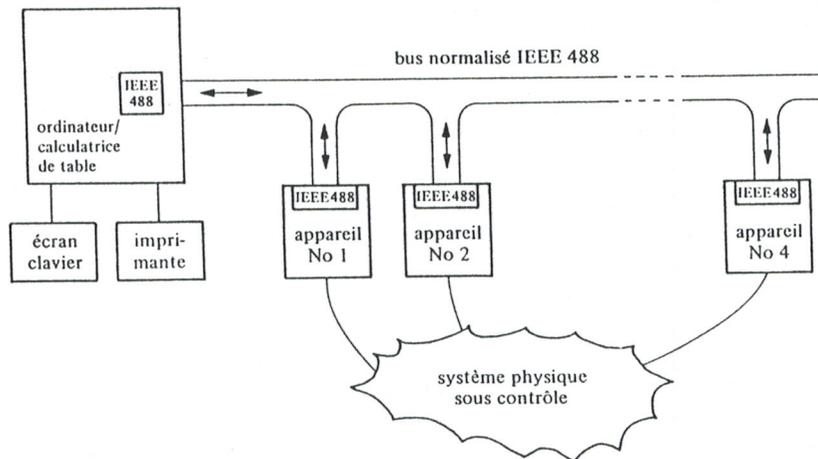
## 5.2. CONNEXION PAR LE BUS GPIB

### 5.2.1. caractéristiques d'un réseau local IEEE 488

#### 5.2.1.1. la constitution du système

L'ensemble de l'appareillage constituant un système de mesure est représenté à la figure 5.1. Il peut comporter

- Un ordinateur maître (Contrôleur de bus ou *system controller*) qui régit l'ensemble des communications
- Un ou plusieurs instruments de mesure ou de commande.
- Un ou plusieurs périphériques classiques (tables traçantes, imprimantes).
- Eventuellement un ou plusieurs ordinateurs auxiliaires qui d'ailleurs peuvent être autorisés par *l'ordinateur maître* à prendre momentanément le contrôle d'une partie des communications.



جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان  
كلية التكنولوجيا  
المكتبة

**Figure 5.1 : Structure d'une Instrumentation électronique programmable basé sur le Bus IEEE488**

L'ordinateur possède une interface IEEE488 qui n'est en général pas présente d'origine dans l'ordinateur. Il est donc nécessaire d'installer dans des connecteurs d'extensions une ou plusieurs cartes qui constituent l'interface avec le réseau IEEE.

Chaque appareil est doté d'une interface IEEE 488 intégrée et tous les appareils sont reliés électriquement en parallèle par un câble de 17 lignes.

### 5.2.1.2. *parleurs, écouteurs, et contrôleurs*

A un moment donnée, chaque appareil a un rôle:

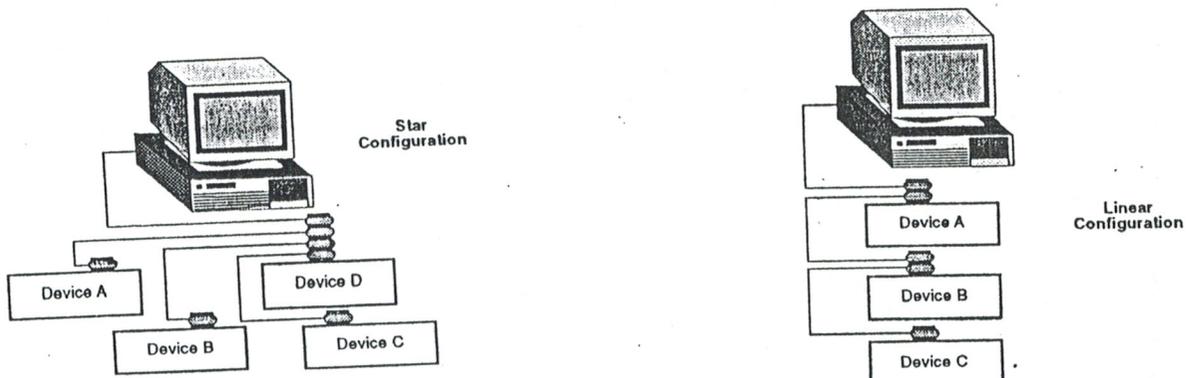
- **parleur**: envoie par le bus, des données ou des instructions.
- **écouteur**: reçoit de telles données et instructions.
- **contrôleur**: désigne quel appareil doit émettre ses données et quel appareil doit les recevoir.

Un émetteur (Talker) ne peut parler et un récepteur (Listner) ne peut écouter que s'ils y ont été autorisés par le contrôleur. Le rôle de contrôleur est en général joué par le micro-ordinateur. Par ailleurs, la plus part des appareils peuvent jouer alternativement le rôle de parleur et d'écouter, selon les circonstances. Par exemple, un multimètre auquel on peut demander de mesurer une tension, un courant ou une résistance, peut ensuite fournir le résultat de mesure qu'il aurait effectué.

### 5.2.1.3. *Topologie d'un réseau IEEE 488*

Les instruments, micro-ordinateur et périphériques, peuvent être liés :

- ♦ En étoile, disposition qui minimise les longueurs, mais concentre la capacité en un seul nœud.
- ♦ En ligne, ce qui allonge les câbles mais distribue la capacité.
- ♦ Des configurations mixtes sont autorisées.



*Figure 5.2. : Topologies en étoile, en ligne, mixte.*

Dans la pratique la disposition la plus ergonomique des différents éléments et la longueur des câbles disponibles (très onéreux) fixent le plus souvent le type de câblage.

#### **5.2.1.4. Contraintes d'emploi du bus IEEE 488**

La norme IEEE 488 fixe quelques contraintes que l'utilisateur doit respecter pour assurer un fonctionnement normal :

- ♦ La longueur totale des câbles de connexion doit être inférieure à 20m.
- ♦ Le nombre d'appareils ne doit pas excéder quinze (15). On peut généralement monter simultanément jusqu'à quatre cartes d'interface, ce qui porte à une soixantaine le nombre maximum de périphériques connectables simultanément à un micro-ordinateur.
- ♦ Les appareils connectés doivent être tous allumés, sinon la consommation de courant par les appareils éteints branchés en parallèle sur les lignes peuvent empêcher celles-ci d'atteindre le niveau haut.

### **5.2.2. Description du bus GPIB**

#### **5.2.2.1 Les signaux et les brochages**

Le bus GPIB est constitué d'un ensemble de conducteurs permettant d'acheminer les informations d'un appareil à un autre dans n'importe quel sens. Il s'agit d'un câblage passif de 16 lignes de signaux, une masse logique, et un blindage général :

L'ensemble des 16 lignes de signaux est composé de trois groupes fonctionnels : les fils de données, ceux de synchronisation, et enfin ceux de contrôle et de commande (figure 5.3) [Tektronix'83]

#### ***1-Les huit lignes de donnée :***

Elles sont repérées par DIO1 à DIO8. Ces lignes transportent les informations dans les deux sens, qu'ils s'agissent de données alphanumériques ou des adresses de périphériques. En outre certaines commandes ou « mots d'état » indiquant l'état d'un appareil ou de la transmission peuvent être véhiculés par ces fils.

## **2- Les trois lignes de synchronisation (Handshake lines) :**

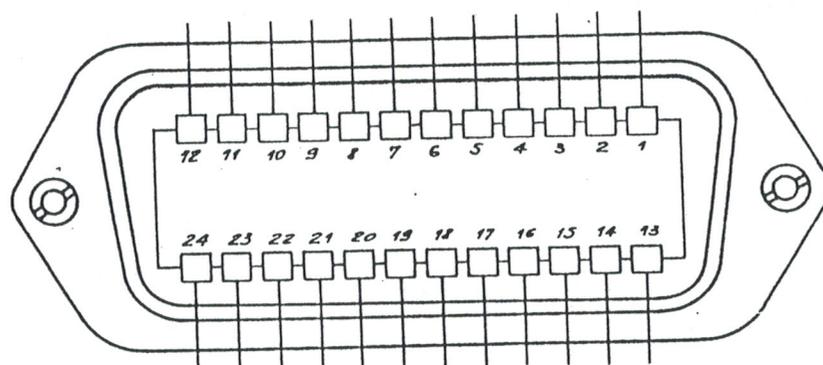
Ils contrôlent le transfert asynchrone des octets de message entre les appareils du bus.

- ♦ DAV (Data Valid) : par laquelle un parleur indique que l'octet placé sur les lignes DIO est valide.
- ♦ NRFD (Not Ready For Data) : par lequel un écouteur soit prêt / pas prêt pour recevoir un octet
- ♦ NDAC (Not Data Accepted) : par lequel l'écouteur signale au parleur que le message est / n'est pas lu.

## **3- Les cinq fils de gestion de l'interface (Interface Management Lines) :**

Ces lignes contrôlent le flux d'information à travers le bus.

- ♦ IFC (Interface Clear) : met tous les périphériques dans un état prédéfini.
- ♦ ATN (Attention) : il est à l'état vrai lorsqu'il envoie des commandes et à l'état faux pour l'envoi des données.
- ♦ SRQ (Service Requested) : demande d'attention de la part du contrôleur, émise par un périphérique.
- ♦ REN (Remote Enable) : autorisation de télécommande. Elle est pilotée par contrôleur pour placer les périphériques en mode télécommande (à distance) ou locale.
- ♦ EOI (End Or Identify), fin ou identification : utilisée par le parleur actif pour marquer la fin d'un message de données.



**Figure 5.3 : a) Le connecteur IEEE 488 (ici cote femelle).**

*Figure 5.3 : b) les signaux transmis.*

### 5.2.2.2. Adressage des appareils

Chacun des appareils GPIB doit être caractérisé par une adresse unique pour tout le bus afin d'éviter toute confusion dans les communications. Cette adresse est codée sur cinq bits de 00000 à 11110 en binaire (31 adresses). Elle est modifiable par un jeu de 5 micro-inverseurs situés sur le panneau arrière de chaque appareil.

Le contrôleur GPIB (micro-ordinateur) utilise l'adresse de l'appareil pour former une adresse parleur (ou une adresse écouteur) envoyée via le bus GPIB et ceci dans le but de préparer l'appareil à parler (ou à écouter).

- Une adresse parleur est formée en mettant à 1 le bit désigné par TA (Talker Active).
- Une adresse écouteur est formée en mettant à 1 le bit désigné par LA (Listen Active).
- Un parleur (ou un écouteur) est dit actif lorsque à un instant donné il joue le rôle effectif sur le bus.

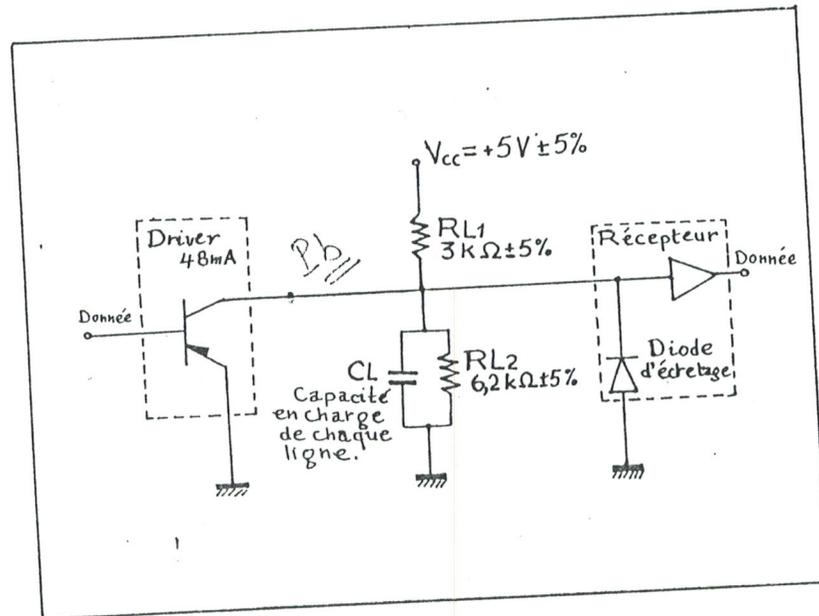
Lignes de données dans le bus						
DI08	DI07	DI06	DI05	DI04	DI03	DI01
—	TA	LA	Adresse du périphérique			

*Figure 5.4: Adressage d'un appareil GPIB .*

### 5.2.2.3 Liaison électrique

Les liaisons se font en logique négative, l'état étant vrai au niveau électrique bas (moins de 0.8V sur le fil), et faux au niveau électrique haut (entre 2 et 5V).

Le circuit de liaison de chaque appareil avec le bus est représenté par la figure suivante :



*Figure 5.5 : Interface avec une ligne de bus.*

Toutes les lignes se connectent sur le bus par un transistor à collecteur ouvert alimenté à travers deux résistances de 3kΩ et 6.2kΩ. Le transistor doit pouvoir fournir 48mA à l'état bas (c'est ce qui limite à 15 le nombre d'appareils interconnectés).

- Si un appareil est éteint (l'alimentation 5V disparaît), il permet au courant du bus de pénétrer à la fois les deux résistances.
- Si plusieurs appareils ainsi connectés sont éteints, cela suffit d'empêcher le niveau haut d'atteindre et perturber le fonctionnement. C'est pourquoi tous les appareils connectés même inutilisés doivent être mis sous tension.

### **5.2.3. Evolution du standard IEEE 488**

#### **5.2.3.1. Standard IEEE 488-1978**

Normalisé en 1975 par l'IEEE sous la référence IEEE 488. Il est connu aussi sous d'autres dénominations:

HPIB: Hewlett Packard Interface Bus, car c'est *Hewlett Packard* qui a initié ce système.

IEC 625 : *International Electrical Commission*

#### **5.2.3.2. Standard IEEE 488-1978**

C'est une révision de l'ancien standard, il permet une normalisation des connexions mécaniques et de la logique des signaux électriques circulant dans le bus.

Cependant cette norme se caractérise par les restrictions suivantes:

- ♦ Vitesse trop lente: jusqu'à 250K octets/seconde pour une distance de 20m. Ce défaut était lié aux calculateurs de l'époque.
- ♦ Messages nom normalisés: on ne peut connecter avec un même ordinateur des appareils de marques différentes du fait que les messages de programmation ne sont pas unifiés pour tous les appareils.

#### **5.2.3.3. Standard IEEE 488.1-1987**

Le bus GPIB est une interface numérique de communications parallèles 8 bits avec des débits de transfert de données pouvant dépasser 1MO/s.

#### **5.2.3.4. Standard IEEE 488.2-1987**

Il est à ce jour le standard dominant pour les systèmes GPIB. Cette norme vient compléter l'IEEE 488.1-1987 par la définition d'un protocole de communication de bus, un ensemble unifié de formats et codes de données et un ensemble générique de commandes de périphériques normalisés (uniques).

L'utilisation d'une interface compatible IEEE 488.2 ne fait pas renoncer aux instruments IEEE 488-1987 que l'on peut déjà posséder. Souvent la modification

passer inaperçue pour l'utilisateur. Les caractères sont en ASCII 7 bits, aussi bien en minuscules qu'en majuscules.

La nature des données est précisée par un suffixe normalisé: les intensités en ampères (A), les puissances en décibels milliwatts (DBM), les fréquences en Hertz (Hz), les résistances en ohms (OHM), les temps en secondes (S), les tensions en volts (V), soit continues (DC) soit alternatives (AC).

Diverses commandes concernant le bus ou les interfaces peuvent être transmises aux appareils comme des données précédées d'un astérisque. Les demandes sont évidemment terminées par : ? .

Par exemple:

\*IDN?: demande à un appareil de s'identifier, la réponse comportant quatre champs : nom du constructeur, modèle, numéro de série, version du logiciel interne.

\*RST : réinitialise un appareil, en interrompant les opérations en cours et le plaçant dans un état par défaut déterminé par le constructeur.

Nous ne détaillerons pas cette nouvelle norme, chaque appareil qui la respecte doit être accompagné d'une documentation qui en présente toutes les caractéristiques.

## **5.2.4 Les méthodes de commande logicielle des cartes**

### **5.2.4.1 Procédées de pilotage**

Les cartes d'interface modernes sont *intelligentes* et accompagnées de logiciels d'exploitation qui facilitent leur mise en œuvre, ainsi l'utilisateur n'a pas à s'occuper du détail des transactions entre micro-ordinateur contrôleur et périphériques.

Toutes les cartes commerciales peuvent être pilotées par un ou plusieurs des procédés suivants [GOUET'93] :

- ◆ Langages incluant les instructions de commande IEEE, c'est le cas de langage fournis par Hewlett-Packard pour l'instrumentation (HP-Basic, HT-Basic).
- ◆ Redirection vers le bus IEEE de sorties standard LPT ou COM. Dans cette approche, tout programme d'application capable d'écrire ou de lire par le DOS est capable de communiquer avec un périphérique IEEE.
- ◆ Création d'un ou plusieurs fichiers virtuels par un pilote, dans lequel on lit ou on écrit au moyen des instructions de DOS ou des langages évolués.
- ◆ Appel à des routines en mémoire morte de la carte d'interface GPIB.
- ◆ Intégration d'une routine à un programme compilé, routine provenant bien entendu d'une bibliothèque fournie par le constructeur sur la disquette accompagnant son interface. Par exemple, pour les cartes CEC et Turbo Pascal, on doit copier l'unité IEEEPAS.TPU dans les répertoires du langage.

La complexité et la variété croissante des appareils de mesure a motivé une refonte des langages d'instrumentation pour dominer la confusion à laquelle on arrivait, ainsi en 1990 un consortium de constructeurs publiait un environnement de programmation cohérent pour contrôler les instruments: le langage SCPI (*Standard Commands For Programmable Instruments*).

#### **5.2.4.2 Le langage SCPI**

Les messages SCPI sont générés et interprétés par un programme écrit par l'utilisateur, mais il est prévu que le constructeur de cartes doit fournir un ou des programmes pilotes (Drivers) permettant des échanges par tout langage évolué.

##### **5.2.4.2.1 Caractéristiques**

Ce langage peut être résumé par trois concepts [FORGUE '90] :

- ◆ Compatibilité horizontale : quel que soit le type d'appareil (multimètres, capacimètre, thermomètres, générateurs de tensions....), une commande s'écrit toujours de la même manière.
- ◆ Compatibilité verticale : on peut remplacer un appareil par un autre, d'une autre famille ou d'un autre constructeur.
- ◆ Langages évolutif : on peut créer facilement de nouvelles commandes.

De plus, ce langage n'est pas propre au système de liaison IEEE 488, et pourrait aussi bien concerner des appareils connectés par les liaisons RS 232, Centronics, etc...

#### 5.2.4.2.1 Ecriture des commandes

Des commandes générales sont prévus comme:

**RANGE** : Changement de fonction ou de calibre.

**OUTPUT<sub>xx</sub>**: Préparer le périphérique d'adresse xx à recevoir une instruction qui suit cette commande.

**ENTER<sub>xx</sub>** : Demande au périphérique xx d'envoyer ses données.

**AC** : Règle un appareil en mode alternatif.

**DC** : Règle un appareil en mode continu.

Les commandes sont émises selon une structure hiérarchique et chaque partie de la commande est séparé de la précédente par « : ». Il est possible de séparer deux instructions situées au même niveau hiérarchique par « ; ».

Par exemple :

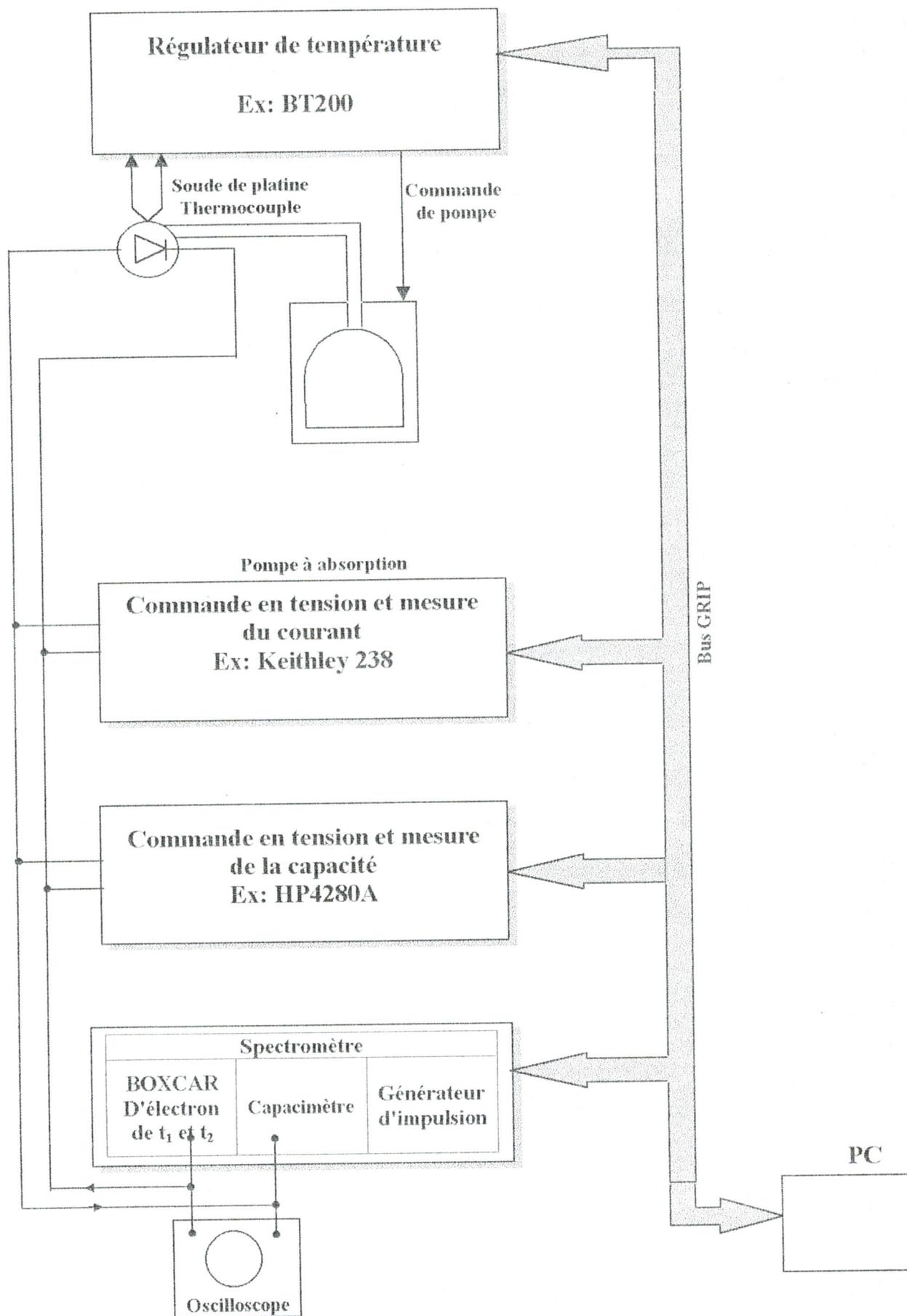
**OUTPUT 16 ; CONF : VOLT : DC : AUTO** , Cette ligne de commande consiste à régler le multimètre de numéro 16 en voltmètre continu, calibre automatique. Les messages concernant les relations entre appareils sont précédés par un astérisque comme \*RST. Enfin, la plupart des commandes possèdent une forme interrogative marquée par un suffixe « ? » comme \*IDN (cf. paragraphe 5.2.3.4).

### 5.3. APAREILLAGE POUR LES CARACTERISATION ELECTRIQUES

#### 5.3.1. Dispositif expérimental

Le banc de mesure des mesures électriques (I-V, C-V et DLTS) représenté par la figure 5.6 est constitué de:

- ♦ d'un bloc des mesures I-V (Courant - Tension).
- ♦ d'un bloc des mesures C-V (Capacité - Tension).
- ♦ d'un spectromètre pour les mesures DLTS.
- ♦ d'un cryostat (et d'une pompe à absorption).
- ♦ d'un régulateur de température.



L'ensemble du dispositif est piloté par un micro-ordinateur doté de l'interface GPIB. En plus, il permet le traitement des données des mesures : tracé des caractéristiques électriques de la structure d'étude, évaluation de paramètres physiques et électriques :  $R_s$ ,  $n$ ,  $I_s$ , profil de dopage, signatures des défauts...

#### **5.3.1.1. Bloc des mesures I-V**

Ce bloc permet la commande en tension de la diode et la mesure du courant correspondant. En effet, la source de polarisation peut être appliquée par un générateur de tension programmable tel le HP 9501A. L'intensité du courant est mesurée par un multimètre programmable tel le HP 3457A.

Une autre façon d'effectuer ces acquisition I-V, c'est d'utiliser des instruments de mesure tel le S.M.U KEITHLEY 238 permettant d'assurer à la fois les deux fonctions: la commande en tension et la mesure du courant.

#### **5.3.1.2. Bloc des mesures C-V**

A ce stade, le marché fournit une variété d'instruments de mesure qui permettent de lire la capacité de la diode pendant un balayage de la tension de polarisation de la diode assurée par un générateur de tension interne.

Nous citons à titre d'exemple, le capacimètre HP 4280A travaillant à 1MHZ et fournit une tension de polarisation allant jusqu'à 100A. On peut brancher avec ce capacimètre un générateur externe mais il ne faut pas dépasser la tension  $\pm 42V$ . Le capacimètre KEITHLEY 590 permet à l'utilisateur de choisir une fréquence de 100KHZ ou une autre de 1MHZ. Quant à la plage de polarisation, elle est comprise entre 0 et 40V.

L'utilisation d'une impédancemètre tel HP 4298 offre la possibilité d'effectuer, en plus des mesures C-V, des caractérisations de spectroscopie d'admittance.

#### **5.3.1.3. Spectromètre pour les mesures DLTS**

Un spectromètre est constitué généralement :

- ◆ d'un générateur d'impulsions.
- ◆ d'un capacimètre.

♦ d'un boxcar.

Il existe une variété des spectromètres DLTS disponibles dans le marché des instruments de mesure. Nous se limitons à donner qu'un seul exemple. C'est le spectromètre; DEEP LEVEL spectrometer de marque SULA Technologies.

#### 5.3.1.3.1. Générateur d'impulsions

Il assure la polarisation de la structure d'étude. Le train d'impulsions est délivrée avec une période  $t_0=0.2\text{ms}$  à  $1\text{s}$ . La durée de l'impulsion  $t_p = 1\mu\text{s}$  à  $0.1\text{s}$ . On fixe manuellement les paramètres, qui conditionnent la forme du signal d'excitation ( $V_r, V_p, t_p$  et  $t_0$ ).

#### 5.3.1.3.2. Capacimètre

Il permet de mesurer des valeurs de capacité jusqu'à  $1000\text{ pF}$ . La fréquence de mesure est :  $f = 1\text{ Mhz}$ . Il effectue également la mesure du courant de fuite de la jonction, ce qui permet de contrôler la validité de la mesure. En effet, une mesure effectuée sur une jonction dont la capacité présente un courant de fuite  $\geq 100\mu$ , n'est plus significative; car le pont de mesure se trouve dans ce cas saturé.

#### 5.3.1.3.3 Boxcar (ou échantillonneur -moyenneur)

Il permet de fixer les instants  $t_1, t_2$  et définir ainsi la fenêtre d'observation des vitesses d'émission. Sa deuxième fonction est d'effectuer le calcul du signal DLTS  $S(T) = C(t_1) - C(t_2)$  sur chaque période. Après moyennage sur un grand nombre de périodes, il délivre le signal DTLS qui est alors transmis au calculateur par l'intermédiaire du voltmètre digital « KEITHLEY 199 System DMM/Scanner ».

#### 5.3.1.4. Cryostat

Le cryostat est asservi en température. Il est donc relié au régulateur de température. L'échantillon est placé dans le cryostat à circulation d'azote liquide. On utilise fréquemment, un cryostat à sonde de platine supportant des montées en température jusqu'à  $600\text{K}$ .

#### 5.3.1.5. Régulateur de température

La régulation en température est assurée par le régulateur numérique « BT 200 » permettant une montée en température en rampe linéaire dont on contrôle la vitesse. La prise de la température de l'échantillon se fait à l'aide d'une

sonde en platine. Cette sonde est de marque JPB et de type HG 924 ( $100 \Omega$  à  $0^\circ\text{C}$ ) est collée symétriquement à l'échantillon par rapport à l'axe du cryostat permettant ainsi des mesures DLTS identiques en montée et en descente en température.

Avant de commencer une mesure, on opère de la façon suivante:

On fixe la vitesse de balayage en température; on joue sur le temps d'intégration pour optimiser le temps d'expérimentation et la qualité du relevé. On optimise la forme du transitoire en jouant sur le calibre du capacimètre et le gain du préamplificateur; pour régler le régulateur: on fixe la tension de consigne, et on abaisse la température grâce à l'azote liquide. Une fois celle-ci atteinte, on peut lancer la manipulation à partir du micro-ordinateur.

### **5.3.2. Pilotage informatique**

#### **5.3.2.1 Principe**

La communication avec le dispositif expérimental se fait généralement à l'aide du pilote de périphériques (Driver) accompagnant la carte d'interface GPIB. Il se comporte comme un fichier virtuel sur lequel on peut lire et écrire. Les chaînes de caractères sont alors interprétées : Si elles comportent des commandes (comme celles du SCPI ou d'un autre langage), celles-ci sont exécutées, si aucune commande n'est reconnue, la chaîne est transmise au périphérique physique concerné. Pratiquement l'utilisateur voit un ou plusieurs fichiers auxquels il accède par les commandes normales de son langage préféré.

**Exemple:** *Commande en Turbo Pascal du pilote CECGPIB de la société CEC.*

On peut lire ou écrire dans les fichiers virtuels GPIBxx ou xx est l'adresse IEEE d'un périphérique choisi. Pour demander à un multimètre KEITHLEY de se placer en mesure de tensions continues (F0) en calibre 20mV (R1), il faut lui envoyer la chaîne F0R1X, le X déclenchant l'exécution de la commande (ces codes dépendent des appareils, et sont indiqués dans leurs notices). Puis, il faut lire et afficher le résultat. Si le multimètre a pour adresse IEEE le numéro 16, cela se fera par :

*Program Essai*

*Type str255 = string[255];*

*var*

*busieeee:text;*

*mesure:str255; {résultat de mesure}*

*Begin*

*assign(busiee,'gbib16'); {attribution du nom du pilote  
à la variable fichier busieeee}*

*rewrite (busieeee); {ouvre le fichier en lecture-  
écriture}*

*writeln (busieeee,'forlx'); {exécution de la commande  
forlx}*

*readln (busieeee,'mesure'); {lecture du résultat de la  
mesure}*

*writeln (mesure); {affichage du résultat de la mesure}*

*End.*

Pour sauvegarder les résultats de la mesure, on doit les écrire dans un fichier indépendant sur un support d'enregistrement (disque dur, disquette...). Elles pourront alors être exploitées en différé par importation dans un logiciel indépendant.

#### **5.3.2.2. Algorithmes de pilotage**

Nous allons dans ce paragraphe proposer les différents algorithmes du logiciel d'acquisition permettant le pilotage informatique du dispositif expérimental des caractérisations électriques (I-V, C-V, DLTS).

##### **5.3.2.2.1. Algorithme pour les mesures I-V**

L'algorithme des mesures I-V est :

Début

- ◆ lire une valeur de la température T;
- ◆ communiquer avec le régulateur de température;
- ◆ ajuster le régulateur à la température T;

◆ lire l'intervalle de la polarisation  $V_{start}$  et  $V_{end}$ ; {généralement il représente les limites que permet l'appareil}

◆ lire le pas de la polarisation  $\Delta V$ ;

◆ écrire les valeurs de  $T$ ,  $V_{start}$ ,  $V_{end}$  et  $\Delta V$  sur un fichier  $F$ ;

◆  $V = V_{start}$ ;

◆ tant que  $V_{start} \leq V \leq V_{end}$ ; { $V$  est la tension de la polarisation}

▪ Début

{  
▪ communiquer avec le bloc des mesures I-V;  
▪ appliquer la tension  $V$ ;  
▪ mesurer le courant  $I$ ; { $I$  est le courant passant par la diode}

▪ écrire les valeurs de  $V$  et  $I$  dans le fichier  $F$ ;

▪  $V = V + \Delta V$ ;

▪ Fin;

◆ enregistrer le fichier  $F$  sur un support matériel;

◆ Fin.

#### 5.3.2.2.2. Algorithme pour les mesures C-V

L'algorithme des mesures C-V est :

◆ Début

◆ lire une valeur de la température  $T$ ;

{  
◆ communiquer avec le régulateur de température;  
◆ ajuster le régulateur à la température  $T$ ;  
◆ lire une valeur de la fréquence  $f$ ;

{  
◆ communiquer avec le bloc des mesures C-V;  
◆ ajuster le bloc à la fréquence  $f$ ; {si le bloc le permet}  
◆ lire l'intervalle de la polarisation  $V_{start}$  et  $V_{end}$ ;

◆ lire le pas de la polarisation  $\Delta V$ ;

◆ écrire les valeurs de  $T$ ,  $f$ ,  $V_{start}$ ,  $V_{end}$  et  $\Delta V$  sur un fichier  $F$ ; { $f$  = fréquence}

◆  $V = V_{start}$ ;

◆ tant que  $V_{start} \leq V \leq V_{end}$ ;

▪ Début

- communiquer avec le bloc des mesures C-V;
- appliquer la tension V;
- mesurer la capacité C;
- écrire les valeurs de V et C dans le fichier F;
- $V = V + \Delta V$ ;
- fin;

♦ enregistrer le fichier F sur un support matériel;

♦ Fin.

### 5.3.2.2.3. Algorithme pour les mesures DLTS

L'algorithme des mesures DLTS est :

♦ Début

- ♦ lire une valeur de la vitesse  $V_T = \Delta T / \Delta t$  de balayage en température;
- ♦ communiquer avec le régulateur de température;
- ♦ ajuster le régulateur à la vitesse  $V_T$ ;
- ♦ fixer les limites du balayage  $T_{min}$ ,  $T_{max}$ ;
- ♦ écrire les valeurs de  $v_T$ ,  $T_{min}$ ,  $T_{max}$ ,  $t_1/t_2$  sur un fichier F;
- ♦ communiquer avec le régulateur ;
- ♦ actionner le régulateur ; {lancer la montée en température}
- ♦ tant que  $T_{min} \leq T \leq T_{max}$ 
  - début
  - communiquer avec le régulateur ;
  - mesure de la température T;
  - communiquer avec le voltmètre qui suit le Boxcar
  - mesurer la valeur S (signal DLTS)
  - écrire les valeurs de T et S dans le fichier F; fin
  - fin
- ♦ enregistrer le fichier F sur un support matériel;
- ♦ Fin.

### Remarques :

♦ La commande «communiquer» signifie que le contrôleur doit s'adresser à l'appareil de mesure correspondant, et le configurer selon le cas présent. Par exemple : pour régler le multimètre de numéro IEEE 16 sur la fonction ampèremètre continu (cas des mesures I-V) avec calibrage automatique, l'instruction «communiquer» sera remplacée par la ligne suivante (en Turbo Pascal):

```
writeln(ieee, 'OUTPUT 16: CONF: CURR: DC: AUTO) ;
```

ieee est une variable fichier correspond au pilote de la carte IEEE. Les instructions du réglage sont écrites en langage SCPI.

♦ La commande «mesure» n'est autre que la lecture de la valeur de la grandeur disponible à la sortie de l'appareil de mesure. Pour lire le résultat de mesure de l'ampèremètre d'adresse IEEE 16, on doit écrire:

```
writeln(ieee, 'OUTPUT 16: VAL ?4) ;
```

♦ Les constructeurs accompagnent leurs cartes de nombreux exemples de programmes, écrits en plusieurs langages (Basic, Turbo Pascal, C...) Il suffira de s'inspirer de ces exemples pour les mettre en œuvre efficacement.

### 5.4. CONCLUSION

Le banc de mesure que nous avons proposé est constitué d'un micro-ordinateur (PC) équipé de l'interface GPIB et reliée avec un ensemble d'instruments programmables via le bus GPIB. Le PC a pour rôle la commande du banc de mesure et l'acquisition des résultats de mesure (caractéristiques I-V, C-V et DLTS) et ceci au moyen d'un programme de pilotage permettant d'offrir les meilleures conditions de fiabilité, de précision, et de rapidité qui sont d'ailleurs les justificatifs de l'emploi de l'outil informatique.

# **CONCLUSION GENERALE**

## CONCLUSION GENERALE

Les techniques capacitives (C-V et DLTS) sont des méthodes très puissantes pour la caractérisation des niveaux énergétiques légers et profonds dans la bande interdite de la structure énergétique du matériau semi-conducteur mise en étude.

La mesure de la capacité d'une diode à jonction PN ou Schottky polarisée avec une tension de polarisation inverse variable permet d'évaluer le profil de dopage des impuretés ionisées dopantes. Nous avons mis en point un ensemble de routines permettant le calcul de tel profil. A ce stade, nous avons proposé une méthode de calcul qui consiste à ajuster la caractéristique C-V avec un modèle théorique prédéfini, L'application de cette méthode sur un ensemble de caractéristiques expérimentales, nous a permis de vérifier la précision d'une telle méthode ; en effet, nous avons obtenu un degré de corrélation dépassant 99%. Cependant, le grand inconvénient de la technique C-V se présente dans le fait qu'elle ne sonde qu'une zone limitée de la ZCE, à cause du champ électrique provoquant le claquage de la jonction. La solution est d'utiliser les techniques des profils électrochimiques. La technique C-V peut déceler, selon la fréquence du signal de mesure, la présence des défauts à niveaux profonds. Cependant, elle ne peut pas évaluer les paramètres essentiels des tels niveaux. C'est à la technique DLTS qu'on confie ce rôle.

Le principe des techniques DLTS consiste, à placer le semi-conducteur en régime hors équilibre par excitation électrique (ou éventuellement optique), c'est à dire à modifier l'occupation des niveaux profonds. L'analyse des régimes transitoires dus à une brusque variation de la tension de la polarisation permet de déterminer les énergies d'ionisation des niveaux profonds, leurs sections efficaces de capture des porteurs, ainsi que leurs concentrations sur la profondeur analysée.

La technique la plus performante d'analyse du transitoire de capacité a été proposée par D.V Lang. Comme toute technique spectroscopique, sa résolution, c'est à dire son pouvoir de séparer deux niveaux de caractéristiques voisines, est un paramètre d'intérêt majeur. De ce fait, nous avons étudié la résolution et la sensibilité de cette technique en fonction des instants qui fixent le taux d'émission de porteurs. Nous avons constaté que la résolution augmente en même temps que la sensibilité de la mesure du signal DLTS diminue, mais moins vite que la résolution.

Une étude d'un échantillon de silicium recuit aux lampes halogènes relève l'intérêt de la technique DLTS Boxcar pour la détection des niveaux profonds. C'était l'occasion d'évoquer les caractéristiques des méthodes de recuit thermiques notamment l'importance du recuit thermique rapide RTA et de décrire un exemple de four de recuit à lampes halogènes.

L'évaluation de la résistance série et du courant de fuite est nécessaire pour pouvoir estimer l'imprécision sur la mesure de la capacité, et pour confirmer les valeurs des grandeurs calculées au moyen des techniques capacitives. En effet, nous avons mis en point un ensemble de procédures permettant de calculer, à partir des modèles théoriques des caractéristiques I-V expérimentales des diodes PN et Schottky, les valeurs de la résistance série, courant de fuite et le facteur d'idéalité.

Bien entendu, n'importe quelle méthode de caractérisation nécessite une instrumentation permettant d'acquérir les résultats de mesure tout en assurant les critères de fidélité et fiabilité. La solution convenable est d'utiliser un micro-ordinateur lié avec un ensemble d'appareils de mesure via une interface GPIB.

Les techniques capacitives (C-V et DLTS) nécessitent qu'un ensemble limité d'instruments de mesure (multimètres et capacimètre) accompagnés d'un système d'asservissement de température (régulateur + pompe à adsorption). Si le capacimètre permet de faire une acquisition temporelle du transitoire de capacité  $C(t)$ , alors le Boxcar est dans ce cas, inutile dans le banc de mesure, et le choix des instants fixant le taux d'émission se fait par programme.

Nous n'avons pas à s'occuper du détail des transactions entre micro-ordinateur et périphériques. Ces préoccupations ne concernent que des spécialistes qui programment en langage machine. Les cartes GPIB sont intelligentes et

accompagnées de logiciels d'exploitation qui facilitent leur mise en œuvre. Il suffira d'exploiter les commandes GPIB pour élaborer le programme de pilotage des procédés de caractérisations (I-V, C-V et DLTS).

