

50376  
1982  
137

50376  
1982  
137

N° d'ordre 304

THESE

présentée

à

l'Université des Sciences et Techniques de Lille

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR INGENIEUR

par

*Marie-Hélène GALLATI*

Ingénieur ISEN

CARACTERISATION DES DEFAUTS DANS LES STRUCTURES M.O.S.  
PAR ETUDE DE TRANSITOIRES PERIODIQUES



soutenue le 28 Juin 1982, devant la commission d'examen :

Messieurs	FOURET R. BOURGOIN J.C.	Président Rapporteur
	LANNOO M. MAYEUX A.	{ Examineurs

*A mes parents,*

*A ma famille,*

*A mes amis.*

*Cette thèse a été préparée au Laboratoire de  
Physique des Solides du L.A. 253 du CNRS dont je  
remercie chaleureusement le directeur, Monsieur M.LANNOO  
pour son soutien amical et son aide très précieuse sur le  
plan théorique.*

*J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur  
J. POURGOIN qui m'a aidée à persévérer dans ce sujet  
difficile. Qu'il soit remercié ici pour la confiance qu'il  
a bien voulu m'accorder en me permettant de contribuer  
à la création de cette équipe de caractérisation à l'ISEN.*

*Je remercie l'INSTITUT SUPERIEUR  
d'ELECTRONIQUE DU NORD qui a su faire le pari  
de cette équipe de caractérisation et qui nous a accordé  
sa confiance en mettant à notre disposition toute son  
infrastructure.*

*J'exprime ma reconnaissance à Monsieur le Professeur R. FOURET qui a accepté la présidence de ce jury.*

*Je remercie Monsieur A. MAYEUX, cadre conseiller de l'Usine IBM de Corbeil-Essonnes, pour l'intérêt porté à mon travail et sa participation à mon jury.*

*Je remercie les membres du Centre Norbert SEGARD (CNET) de Grenoble avec lesquels j'ai eu des contacts fructueux.*

*Je dis un grand merci à la sympathique équipe de Physique des Solides. Le soutien scientifique ou purement amical que j'y ai reçu m'a énormément aidée.*

*Enfin, je remercie tout spécialement Madame G. LANNOO qui a réalisé un travail de frappe dépassant toutes mes espérances. Je lui suis reconnaissante de l'amitié qu'elle m'a toujours manifestée.*

## SOMMAIRE

INTRODUCTION . . . . .	1
CHAPITRE I : LA CAPACITE M.O.S. EN REGIME STATIQUE . . . . .	3
1. BANDES D'ENERGIE DE LA CAPACITE M.C.S. . . . .	3
2. CHARGE D'ESPACE . . . . .	6
2.1 CONCENTRATIONS EN PORTEURS ET CHARGE D'ESPACE . . . . .	6
2.2 DEFINITION DE LA CAPACITE . . . . .	8
3. EXPRESSION DE LA CAPACITE DANS LES TROIS CAS DE POLARISATION . . . . .	9
3.1 ACCUMULATION . . . . .	9
3.2 DEPLETION . . . . .	10
3.3 INVERSION . . . . .	10
CHAPITRE II : LA TECHNIQUE C(V). . . . .	12
1. CARACTERISTIQUE CAPACITE-TENSION . . . . .	12
1.1 CAS IDEAL . . . . .	12
1.2 INFLUENCE DES CHARGES A L'INTERFACE ET DANS L'OXYDE . . . . .	13
2. DETERMINATION DE LA CHARGE D'OXYDE . . . . .	14
2.1 EPAISSEUR DE L'OXYDE . . . . .	14
2.2 CONCENTRATION EN PORTEURS LIBRES . . . . .	14
2.3 QUANTITE DE CHARGES DANS L'OXYDE . . . . .	15
3. DETERMINATION DES ETATS D'INTERFACE . . . . .	16
3.1 IDENTIFICATION D'UN PIEGE DISCRET D'INTERFACE . . . . .	16
3.2 DISTRIBUTION D'ETATS D'INTERFACE . . . . .	17

4. RESULTATS . . . . .	19
4.1 METHODE DE MESURE . . . . .	19
4.2 ECHANTILLONS ETUDIES . . . . .	19
4.3 OBTENTION DE LA CARACTERISTIQUE C(V) IDEALE . . . . .	20
4.4 EFFETS OBSERVES . . . . .	20
CHAPITRE III : CAPACITE EN REGIME DYNAMIQUE . . . . .	29
1. EMISSIONS ET CAPTURES . . . . .	29
2. ANALYSES DE TRANSITOIRES . . . . .	33
2.1 C(t) . . . . .	33
2.2 D.L.T.S. . . . .	34
CHAPITRE IV : ETUDE PAR TRANSITOIRE NON PERIODIQUE . . . . .	40
1. DESCRIPTION DU TRANSITOIRE . . . . .	40
2. TECHNIQUE DE ZERBST. . . . .	43
3. DEPENDANCE DE LA DUREE DU TRANSITOIRE AVEC LA TEMPERATURE . . . . .	46
4. MESURES . . . . .	49
CHAPITRE V : TRANSITOIRES PERIODIQUES . . . . .	54
1. DEPLETION . . . . .	54
1.1 EXPRESSION DU TRANSITOIRE DE CAPACITE $\Delta C(t)$ . . . . .	55
1.2 DEPLETION MOINS FORTE . . . . .	56
1.3 DEPLETION PLUS FORTE . . . . .	58
2. INVERSION . . . . .	59
2.1 EXPRESSION DU TRANSITOIRE DE CAPACITE $\Delta C(t)$ . . . . .	59
2.2 INVERSION MOINS FORTE . . . . .	61
2.3 INVERSION PLUS FORTE . . . . .	67
3. ACCUMULATION . . . . .	70
3.1 EXPRESSION DE $\Delta C(t)$ . . . . .	71
3.2 ACCUMULATION PLUS FORTE. . . . .	74
3.3 ACCUMULATION MOINS FORTE . . . . .	75
4. DISTINCTION ENTRE ETATS DE VOLUME ET D'INTERFACE . . . . .	76
CHAPITRE VI : RESULTATS EXPERIMENTAUX . . . . .	79
1. ECHANTILLON DE TYPE p N° 3. . . . .	81
2. ECHANTILLON DE TYPE p N° 1. . . . .	85

2.1 CAPACITE VIERGE . . . . .	85
2.2 CAPACITE IRRADIEE A 1,3 MeV . . . . .	85
3. ÉCHANTILLON DE TYPE n N° 4 . . . . .	89
3.1 CAPACITE VIERGE . . . . .	89
3.2 CAPACITE IRRADIEE . . . . .	89
4. ECHANTILLON DE TYPE n N° 5 . . . . .	91
4.1 CAPACITE VIERGE . . . . .	91
4.2 CAPACITE IRRADIEE . . . . .	91
5. ECHANTILLON DE TYPE p N° 2 . . . . .	93
CONCLUSION . . . . .	96
CONCLUSION . . . . .	97
ANNEXE A : CALCUL PAR ORDINATEUR DE LA CARACTERISTIQUE C (V) IDEALE . . . . .	100
ANNEXE B : DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE . . . . .	103
ANNEXE C : CENTRES DE GENERATION ET DE RECOMBINAISON . . . . .	105
ANNEXE D: ETATS D'OCCUPATION DES NIVEAUX PIEGES . . . . .	107
1. CAS DE DEPLETION (ET D'INVERSION) . . . . .	107
1.1 $E_T > E_1$ . . . . .	107
1.2 $E_T < E_1$ . . . . .	109
2. CAS D'ACCUMULATION . . . . .	110
2.1 $E_T > E_1$ . . . . .	110
2.2 $E_T < E_1$ . . . . .	111
ANNEXE E : PHENOMENE DU CUT-OFF. . . . .	113
BIBLIOGRAPHIE . . . . .	116

## INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, la technologie M.O.S. a atteint une place de premier choix dans l'industrie des composants électroniques. Elle en est arrivée au stade où seules des études très fines des oxydes, des interfaces et des semiconducteurs peuvent améliorer sensiblement le rendement. Parce que les défauts créent des états électroniques dans l'oxyde, à l'interface oxyde-semiconducteur et en volume, ils jouent un rôle prépondérant pour la détermination des performances en modifiant les propriétés électroniques du composant.

Cette étude a pour objet la caractérisation des défauts à l'interface et dans le volume du semiconducteur à partir de la structure M.O.S. la plus élémentaire qui soit : la capacité M.O.S. Elle s'inscrit dans le plan de développement du groupe de caractérisation des matériaux et dispositifs à semiconducteurs au sein de notre laboratoire.

Les techniques de caractérisation utilisées jusqu'à présent : caractéristique capacité-tension, étude du transitoire de capacité en fonction du temps, permettent une étude globale des caractéristiques électroniques. Elles indiquent la présence ou non d'états d'interface, elles donnent la durée de vie des porteurs. Mais elles ne permettent pas une analyse fine des défauts qui influent en particulier sur cette durée de vie. Pour cela il faut une méthode spectroscopique de façon à avoir accès aux densités d'états et aux sections de capture. Une telle méthode existe, fondée sur l'étude d'un transitoire d'émission dans la charge d'espace, méthode devenue relativement facile d'emploi depuis l'avènement de la DLTS qui consiste en une analyse simple de ce transitoire. Appliquée sur diode Schottky à l'étude du volume, l'adaptation de la DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) aux M.O.S. présente quelques difficultés de par la complexité de la structure mais peut permettre une analyse du volume et de l'interface. Jusqu'à présent, quelques auteurs s'en servent pour étudier les seuls états d'interface. Dans le cas d'états de volume, ils utilisent la structure M.O.S. de la même manière qu'une diode Schottky, c'est-à-dire en la polarisant dans un régime de déplétion. Or la capacité M.O.S., grâce à sa structure même, peut être également polarisée en accumulation et en inversion. Les courbures de bandes peuvent donc être de trois types différents. A partir de cette considération, nous avons pensé qu'il serait intéressant d'appliquer cette technique dans les autres cas de polarisation et que cela devrait nous permettre ainsi l'accès à toute la



bande interdite. En effet les niveaux pièges "vus" par DLTS sont ceux qui, à cause de la courbure de bandes, coupent le niveau de Fermi. Selon le cas de polarisation, les niveaux concernés sont donc situés en dessous ou au-dessus du niveau de Fermi.

Le but de ce travail est donc d'adapter la technique de capacité transitoire analysée par DLTS à la capacité M.O.S., en l'étudiant systématiquement dans toutes les conditions.

Nous avons aussi essayé de voir comment les états de volume et d'interface peuvent être différenciés. Pour cela, nous avons irradié ces structures aux électrons énergétiques (environ 1 MeV) de façon à créer des états de volume connus et donc vérifier la fiabilité de la méthode.

Dans un premier chapitre, nous rappelons brièvement les caractéristiques essentielles de la capacité M.O.S. dont nous ferons appel dans tout le travail. Le deuxième chapitre est consacré à l'étude de la capacité en régime statique. En effet les mesures de caractéristiques  $C(V)$  donnent une idée de la quantité d'états liés à l'interface. Ensuite nous étudions la capacité en régime dynamique, présentant d'abord sommairement dans le chapitre III les deux types de transitoires de capacité : transitoire non périodique  $C(t)$  après un échelon, puis transitoire périodique étudié par la technique DLTS décrite dans ce chapitre. L'étude détaillée du transitoire non périodique est réalisée dans le chapitre IV : elle renseigne sur la durée de vie, c'est-à-dire sur le produit du nombre d'états par la section de capture dans le volume. Ceci peut donner les niveaux d'énergie dans le volume. Le chapitre V est consacré à l'étude théorique de la DLTS adaptée aux capacités M.O.S., dans tous les cas de polarisation. Nous présentons un modèle relativement simple à partir duquel nous pouvons déterminer les processus d'émission et de capture entre un niveau donné et les bandes de conduction et de valence, et le sens du transitoire de capacité lié à cette variation de charge. Une extension aux états d'interface est également traitée dans ce chapitre. Les résultats détaillés dans le chapitre VI sont enfin confrontés au modèle développé précédemment, de façon à discuter les avantages et limitations de la technique.

## CHAPITRE I

### LA CAPACITE M.O.S. EN REGIME STATIQUE

Pour étudier des transitions de capacités M.O.S., il importe de connaître les états d'équilibre entre lesquels la capacité évoluera. Le but de ce chapitre est donc de définir les caractéristiques de la capacité M.O.S. dans les différents régimes possibles et les grandeurs qui sont liées.

Les échantillons étudiés tout au long de cette étude étant des capacités Al-SiO<sub>2</sub>-Si de type n ou p, nous prendrons des exemples correspondant à ce type de dispositif.

La détermination des grandeurs importantes sera un des objets du chapitre II.

#### 1. BANDES D'ENERGIE DE LA CAPACITE M.O.S.

La couche d'oxyde située entre le métal et le semiconducteur empêchant le passage des charges, il est possible d'accumuler à l'interface oxyde semiconducteur des porteurs minoritaires ou majoritaires. Selon le champ électrique appliqué, donc la tension appliquée au dispositif, on distingue trois types de situations<sup>1</sup> (fig. 1.1) :

- l'accumulation, lorsque les porteurs accumulés sont des majoritaires
- la déplétion, lorsque la zone de courbure de bandes est désertée par les porteurs
- l'inversion, lorsque des porteurs minoritaires s'accumulent à l'interface.

A l'équilibre, il n'y a pas de courant. Les gradients des niveaux de Fermi étant directement liés au courant par  $\vec{J}_p = p\mu_p \vec{\nabla} \epsilon_{F_p}$ , le niveau de Fermi est unique et constant. Cela ne sera plus vrai, éventuellement, dans le cas de transitoires.

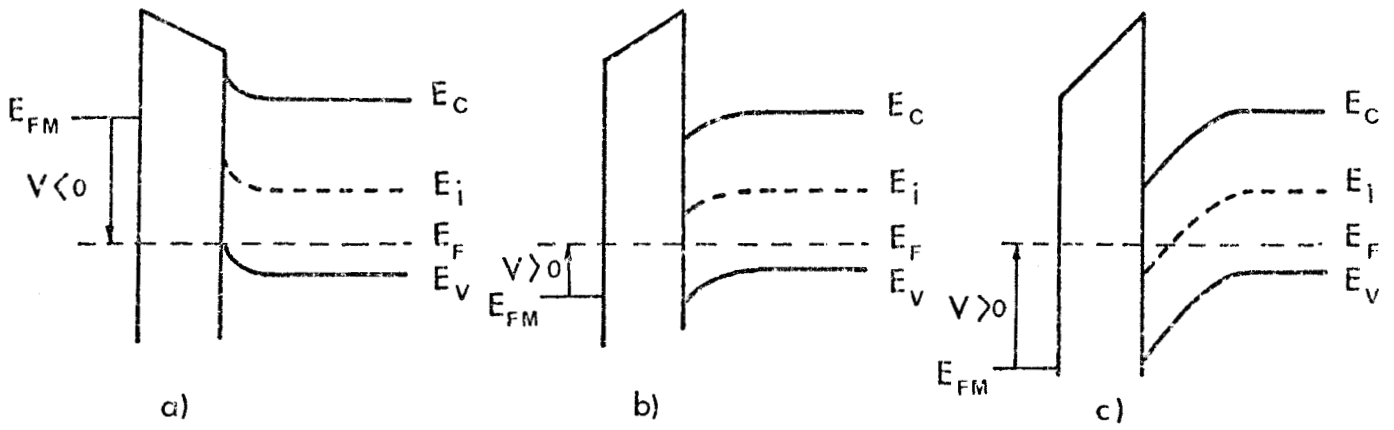


Figure 1.1 : Diagrammes des bandes d'énergie pour une structure M.O.S. idéale de type p lorsque  $V \neq 0$ .

- a) accumulation ;
- b) déplétion
- c) inversion

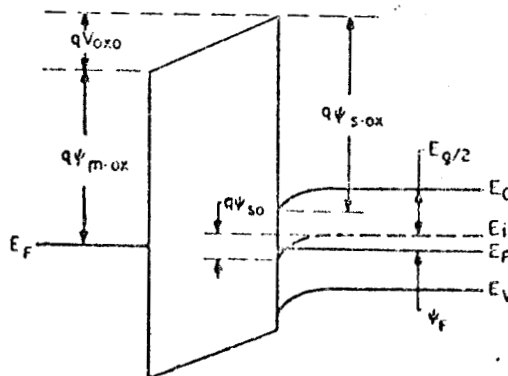
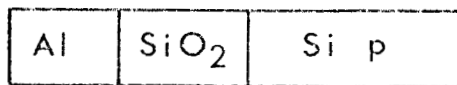


Figure 1.2 : Diagramme des bandes d'énergie pour une structure M.O.S. lorsque  $V = 0$ .

La référence en tension des polarisations définissant la courbure de bandes est la tension dite de bandes plates :  $V_{FB}$ , qui est en pratique souvent différente de zéro.

On définit (voir fig. 1.2) :

$\phi_M = \phi_{\text{mox}}$  : hauteur de barrière métal -  $\text{SiO}_2$  égale à la différence d'énergie potentielle entre le bas de la bande de conduction de  $\text{SiO}_2$  à la surface et le niveau de Fermi du métal.

$\phi_{\text{S-ox}}$  : différence d'énergie potentielle entre le bas de bande de conduction de  $\text{SiO}_2$ -Si et le bas de la bande de conduction du Silicium.

$\phi_S$ , la différence entre la bande de conduction de  $\text{SiO}_2$  et le niveau de Fermi du Silicium, s'écrit :

$$\phi_S = \phi_{\text{sox}} + \left( \frac{E_g}{2q} + \phi_F \right) \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \phi_{MS} &= \phi_M - \phi_S \\ &= \phi_{\text{mox}} - \left( \phi_{\text{sox}} + \frac{E_g}{2q} + \phi_F \right) \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\text{où } q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$$

Pour le système Al- $\text{SiO}_2$ -Si,  $\phi_M = 4,3 \text{ V}$  et  $\phi_{\text{sox}} = 4,35 \text{ V}$

d'où

$$\phi_{MS} = 4,3 \text{ V} - 4,35 \text{ V} - 0,55 \text{ V} - \phi_F (\text{V})$$

Pour maintenir les bandes plates, il faut appliquer une tension égale à  $\phi_{MS}$  que l'on appelle d'habitude  $V_{FB}$ .

Nous écrirons encore  $V_{FB}$  en fonction des tensions d'équilibre :

$$V_{FB} = -\psi_e - V_{\text{ox}_e}$$

où  $\psi_e$  et  $V_{\text{ox}_e}$  sont les tensions d'équilibre au bord du semiconducteur et de l'oxyde. Lorsque la capacité M.O.S. contient une densité  $Q_{SS}$  de charges situées à l'interface Si- $\text{SiO}_2$ , celle-ci introduit une tension d'oxyde supplémentaire.  $Q_{SS}$  a été trouvé positif dans du type p aussi bien que dans du type n. Ces charges de surface sont fixes. Il ne faut pas les confondre avec les états d'interface définis comme des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite à l'interface Si- $\text{SiO}_2$  et qui peuvent échanger des charges avec le semiconducteur.

Comme ces charges fixes sont positives, il est nécessaire d'appliquer une tension négative pour rendre les bandes plates, d'où :

$$V_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_{SS}}{C_{\text{ox}}} \quad (1.3)$$

La relation entre les tensions s'écrit alors :

$$V_G = V_{ox} + \psi_s + V_{FB} \quad (1.4)$$

où  $\psi_s$  est le potentiel à la surface du semiconducteur.

## 2. CHARGE D'ESPACE

### 2.1 CONCENTRATION EN PORTEURS ET CHARGE D'ESPACE.

Le potentiel  $\psi(x)$  à une distance  $x$  de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> dans le semiconducteur est défini comme étant la différence entre le niveau de Fermi intrinsèque à l'infini et le niveau de Fermi intrinsèque à  $x$  donné. Il est nul dans le substrat et égal à  $\psi_s$  en surface. Connaître  $\psi(x)$  et surtout  $\psi_s$ , c'est connaître la courbure de bandes du semiconducteur dont nous aurons besoin dans toute notre étude.

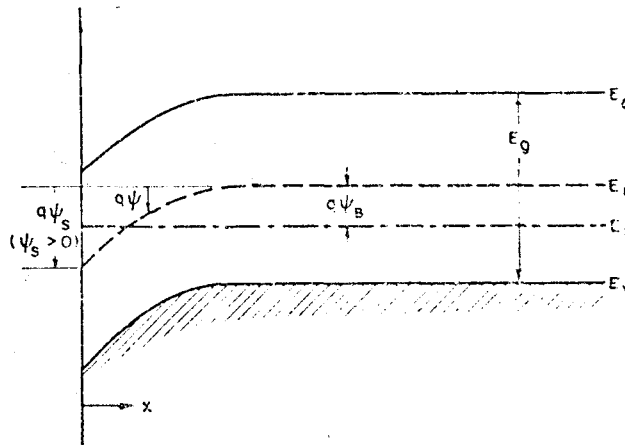


Figure 1.3 : Diagramme des bandes d'énergie à la surface d'un semiconducteur de type p (tiré du SZE).

Les concentrations des porteurs dans les bandes s'écrivent en fonction de  $\psi(x)$  :

$$n(x) = n_{\infty} \exp\left(\frac{q\psi(x)}{kT}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_{i\infty} + q\psi(x)}{kT}\right) \quad (1.5)$$

$$p(x) = p_{\infty} \exp\left(-\frac{q\psi(x)}{kT}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_{i\infty} - E_F - q\psi}{kT}\right) \quad (1.6)$$

Lorsque  $\psi_s < 0$ , il y a accumulation de trous près de la surface.

Lorsque  $\psi_s = 0$ , on est dans la condition de bandes plates.

Lorsque  $\psi_B > \psi_s > 0$ , il y a formation d'une zone de déplétion.

Lorsque  $\psi_s > \psi_B$ , il y a création d'une zone d'inversion par accumulation de porteurs minoritaires (électrons) près de la surface.

La détermination de  $\psi(x)$  se fait à partir de l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_S} \quad (1.7)$$

où  $\rho(x)$ , la densité de charge, est égale à :

$$\rho(x) = q (N_D^+ - N_A^- + p(x) - n(x)) \quad (1.8)$$

où  $N_D^+$  et  $N_A^-$  sont les densités de donneurs et d'accepteurs ionisés.

Dans le volume du semiconducteur, à l'infini, on a la neutralité de charge. D'où :

$$N_D^+ - N_A^- = n_\infty - p_\infty \quad (1.9)$$

En posant  $\beta = \frac{q}{kT}$ , nous pouvons écrire  $\rho(x)$  sous la forme :

$$\rho(x) = q [p_\infty (e^{-\beta\psi} - 1) - n_\infty (e^{\beta\psi} - 1)] \quad (1.10)$$

L'équation de Poisson peut alors s'intégrer entre le volume et la surface :

$$\int_0^x \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) d \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = - \frac{q}{\epsilon_S} \int_0^x [p_\infty (e^{-\beta\psi} - 1) - n_\infty (e^{\beta\psi} - 1)] d\psi \quad (1.11)$$

Le champ électrique étant égal à  $-\frac{\partial \psi}{\partial x}$ , on obtient la relation :

$$E^2 = \left( \frac{2kT}{q} \right)^2 \frac{qp_\infty \beta}{2\epsilon_S} [ (e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_\infty}{p_\infty} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) ] \quad (1.12)$$

En introduisant la longueur de Debye extrinsèque pour les trous  $L_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_S}{q\beta p_\infty}}$

$$\text{et la fonction } F(\beta\psi, \frac{n_\infty}{p_\infty}) = \frac{1}{2} [ (e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_\infty}{p_\infty} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) ]$$

on peut écrire :

$$E = \pm \frac{2kT}{qL_D} F(\beta\psi, \frac{n_\infty}{p_\infty}) \quad (1.13)$$

(avec le signe + pour  $\psi > 0$ ).

Cette relation nous permet de connaître la charge d'espace par unité de volume :

$$Q_{sc} = -\epsilon_s E_s = + \frac{2kT\epsilon_s}{qL_D} F\left(\beta\psi_s, \frac{n_\infty}{p_\infty}\right) \quad (1.14)$$

## 2.2 DEFINITION DE LA CAPACITE

Lorsqu'on applique une tension  $V_G$  sur la structure M.O.S., la charge totale dans le semiconducteur se répartit en fait entre la charge  $Q_{ss}$  liée aux états de surface et la charge  $Q_{sc}$  de la région de charge d'espace :

$$Q_{tot} = Q_{ss} + Q_{sc} \quad (1.15)$$

Si  $V_G$  varie de  $dV$  et donc  $V_{ox}$  et  $\psi_s$  sont modifiés, ces charges changent de  $dQ$  et l'on peut définir une capacité  $dQ/dV$ , soit :

$$C = \frac{dQ_{tot}}{dV_G}, \text{ la capacité M.O.S. totale}$$

$$C_{ox} = \frac{dQ_{tot}}{dV_{ox}}, \text{ la capacité d'oxyde}$$

$$C_s = \frac{dQ_s}{d\psi_s}, \text{ la capacité du semiconducteur.}$$

$$C_{ss} = \frac{dQ_{ss}}{d\psi_s}, \text{ la capacité des états de surface}$$

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{d\psi_s}, \text{ la capacité de la zone de charge d'espace}$$

Ce qui conduit à :

$$C_s = C_{ss} + C_{sc} \quad (1.16)$$

et

$$C = \frac{C_{ox} C_s}{C_{ox} + C_s} \quad (1.17)$$

La capacité d'oxyde est égale à :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d} \quad (1.18)$$

où  $d$  est l'épaisseur de l'oxyde.

A partir de la relation (1.14), on calcule  $C_{sc}$  :

$$C_{sc} = \pm \frac{\epsilon_s}{L_D} \frac{1 - e^{-\beta\psi_s} + \frac{n_\infty}{p_\infty} (e^{\beta\psi_s} - 1)}{F(\beta\psi_s, \frac{n_\infty}{p_\infty})} \quad (1.19)$$

A haute fréquence à laquelle on mesure (1 MHz), les états d'interface (voir chapitre II) ne peuvent "répondre",  $dQ_{ss} = 0$  et la capacité devient :

$$C = \frac{C_{ox} C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} \quad (1.20)$$

avec

$$C_{sc} = \pm \frac{\epsilon_s}{L_D} \frac{1 - e^{-\beta\psi_s}}{e^{-\beta\psi_s} + \beta\psi_s - 1} \quad (1.21)$$

### 3. EXPRESSION DE LA CAPACITE DANS LES TROIS CAS DE POLARISATION

#### 3.1 ACCUMULATION

Pour un semiconducteur de type p, l'accumulation correspond à  $\psi_s$  négatif donc à une charge positive. La fonction  $F$  est dominée par le terme  $e^{-\beta\psi_s}$ . On peut donc écrire la charge d'espace approximée :

$$Q_{sc} = \frac{2kT\epsilon_s}{qL_D} \exp\left(-\frac{q|\psi_s|}{2kT}\right) \quad (1.22)$$

d'où

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{d\psi_s} = \frac{\epsilon_s}{L_D} \exp\left(\frac{q|\psi_s|}{2kT}\right) \quad (1.23)$$

$C_{sc}$  devenant très grand, la capacité totale se réduit donc à la capacité d'oxyde  $C_{ox}$ .



### 3.2 DEPLETION

$\psi_s$  devenant positif, les trous désertent la surface, créant ainsi une zone déplétée. Le terme  $\beta\psi_s$  domine dans F, et  $Q_{sc}$  s'écrit :

$$Q_{sc} = - \frac{2kT\epsilon_s}{q L_D} \sqrt{\frac{q\psi_s}{kT}} \quad (1.24)$$

Les accepteurs ionisés ne sont plus compensés et l'on peut approximer  $\rho(x)$  dans cette zone de largeur W par  $qN_A$

D'où  $Q_{sc} = -qN_A W$

$$\text{et } W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\psi_s}{q N_A}} \quad (1.25)$$

La distribution de potentiel est donnée par :

$$\psi(x) = \psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (1.26)$$

Enfin, la capacité est équivalente à celle d'un condensateur plan et s'écrit :

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (1.27)$$

On considère en général que cette approximation reste valable en faible inversion, c'est à dire pour  $\psi_s < 2\psi_F$ .

### 3.3 INVERSION

L'expression de la capacité change à partir de  $\psi_s = 2\psi_F$ , lorsqu'on atteint une inversion assez forte.

La fonction F est dominée par le terme  $e^{\beta\psi_s}$  et  $Q_{sc}$  se réduit à

$$Q_{sc} = - \frac{2kT\epsilon_s}{qL_D} \left(\frac{n}{p_\infty}\right)^{1/2} \exp \frac{q\psi_s}{2kT} \quad (1.28)$$

$Q_{sc}$  augmente donc très rapidement avec une petite variation de  $\psi_s$ , et toute la variation de  $V_G$  se retrouvera pratiquement dans la variation de  $Q_{sc}$ , donc de  $V_{ox}$ . On peut considérer  $\psi_s$  constant et la zone de déplétion atteint sa largeur limite :

$$W_m = \sqrt{\frac{2\epsilon_s (2\psi_F)}{q N_A}} \quad (1.29)$$

ou encore

$$W_m = \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \text{Log}(N_A/n_i)}{q^2 N_A}} \quad (1.30)$$

La valeur de la capacité dépend de la fréquence de mesure. En effet les porteurs minoritaires de la zone d'inversion sont fournis par les mécanismes de génération-recombinaison dans la zone de déplétion et en surface (voir Chapitre IV). Lorsque la fréquence est suffisamment basse pour que les minoritaires suivent le signal alternatif, l'expression (1.18) de  $C_{sc}$  est encore valable. Elle est dominée par le terme  $\exp^{q\psi_s}$ . Le calcul donne :

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{d\psi_s} = \frac{\epsilon_s}{L_D} \left(\frac{n_i}{N_A}\right)^2 \exp \frac{q\psi_s}{2kT} \quad (1.31)$$

La capacité totale, comme dans le cas de l'accumulation se réduit alors à la capacité d'oxyde. Si maintenant les minoritaires ne peuvent pas suivre le signal alternatif, celui-ci étant de fréquence trop élevée, la capacité du semiconducteur reste constante à la valeur

$$C_{sc\min} = \frac{\epsilon_s}{W_m} \quad (1.32)$$

La charge  $Q_{sc}$  correspond bien à toutes les charges, y compris à celle d'inversion alors que pour la capacité, tout se passe comme si elle n'était due qu'à la zone de déplétion.

On peut montrer<sup>2</sup> que la zone d'inversion ne peut pas dépasser une largeur limite :

$$x_i \leq \left(\frac{2\epsilon_s kT}{qN_A}\right)^{1/2} = L_D \quad (1.33)$$

## CHAPITRE II

### LA TECHNIQUE C (V)

Dans ce chapitre nous rappelons ce qu'est la caractéristique idéale Capacité - Tension de la capacité M.O.S., en nous attachant plus particulièrement aux mesures haute fréquence qui sont celles que nous avons utilisées tout au long de cette étude. Nous regarderons les différents paramètres influant sur le C(V) de façon à en déduire les densités d'états d'interface.

#### 1. CARACTERISTIQUE CAPACITE-TENSION.

##### 1.1 CAS IDEAL

C'est le cas où la tension de bandes plates est nulle et où il n'y a pas d'état d'interface.

Les tensions sont liées par la relation :

$$V_G = V_{OX} + \psi_s$$

soit

$$V_G = \frac{Q_{sc}}{C_{OX}} + \psi_s \quad (2.1)$$

Nous avons exprimé la capacité totale par deux capacités en série, celle liée à l'oxyde et celle liée au semiconducteur, cette dernière dépendant de la tension  $V_G$  appliquée. De l'étude de  $C_{sc}$  faite au Chapitre I, on déduit l'allure du C(V) (Figure 2.1).

En accumulation, la capacité totale est pratiquement égale à celle de l'oxyde. Lorsque les bandes deviennent plates, nous atteignons une valeur particulière  $C_{FB}$  dont on obtient l'expression par un développement en série des termes exponentiels dans l'expression (1.19). Nous obtenons :

$$C_{scFB} = \sqrt{2} \frac{\epsilon_s}{L_D} \quad (2.2)$$

En injectant (1.18) dans(1.19),on écrit  $C_{FB}$  sous la forme :

$$C_{FB} = \frac{\epsilon_{ox}}{d + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} \frac{L_D}{\sqrt{2}}} \quad (2.3)$$

Dans la région de déplétion, la capacité  $C_{sc}$  est inversement proportionnelle à la largeur de zone de charge d'espace. La capacité totale diminue donc en même temps que la tension augmente. L'approximation de déplétion est valable jusqu'à  $\psi_s < 2 \psi_F$ .

A partir de  $\psi_s = 2 \psi_F$ , la capacité est en régime de forte inversion. Nous avons vu au chapitre précédent qu'à haute fréquence la capacité atteint une limite :

$$C_{min} = \frac{C_{ox}}{d + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} W_m} \quad (2.4)$$

mais pour des fréquences de plus en plus basses, la capacité augmente de plus en plus jusqu'à ce que  $C = C_{ox}$ .

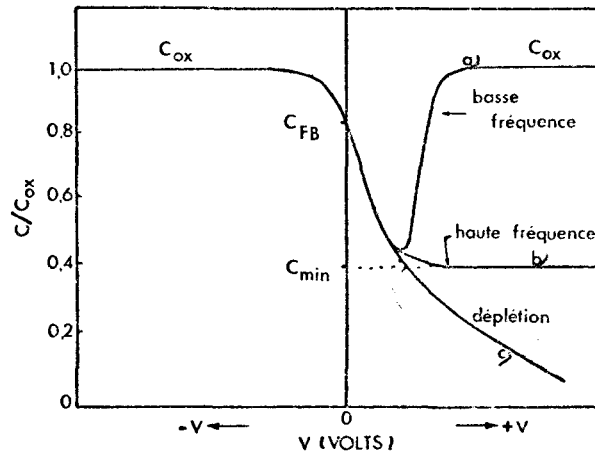


Figure 2.1 : Caractéristiques  $C(V)$  d'une capacité M.O.S. (tiré du SZE).

## 1.2 INFLUENCE DES CHARGES A L'INTERFACE ET DANS L'OXYDE

Nous avons vu dans le Chapitre I que la différence entre les travaux de sortie du métal et du semiconducteur n'était jamais nulle. De plus l'oxyde contient toujours des charges fixes qui ont pour effet de décaler la caractéristique  $C(V)$ .

La tension  $V_G$  s'écrit alors

$$V_G = V_{ox} + \psi_s + V_{FB} \quad (\text{voir 1.4})$$

$$\text{où } V_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} \quad (\text{voir 1.3})$$

D'après (1.2)  $\phi_{MS}$  est toujours négatif. L'expression (1.3) où  $Q_{ss}$  est positif nous indique alors que  $V_{FB}$  est négatif.

Lorsque les charges localisées sur les états d'interface ne peuvent suivre le signal alternatif, la capacité est encore donnée par la relation (1.20) :

$$C = \frac{C_{ox} C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}}$$

Ils répondent néanmoins au signal continu et la tension s'écrit :

$$V_G = - \frac{Q_{sc} + Q_{ss}}{C_{ox}} + \psi_s \quad (2.5)$$

Il en résulte un déplacement de la caractéristique  $C(V)$  et une distorsion de celle-ci aux tensions où ces états modifient de façon sensible la capacité. Mais le rapport  $C_{min}/C_{ox}$  reste identique. Nous étudierons en détail (II.2) le cas des pièges discrets et celui d'une distribution d'états.

Enfin, lorsque les états d'interface sont suffisamment rapides pour suivre aussi le signal alternatif, la relation (1.20) n'est plus conservée. La capacité n'étant plus uniquement fonction des capacités d'oxyde et de zone de charge d'espace, la caractéristique  $C(V)$  est distordue et le rapport  $C_{min}/C_{ox}$  n'est pas conservé.

## 2. DETERMINATION DE LA CHARGE D'OXYDE

De la caractéristique  $C(V)$  on tire :

### 2.1 L'ÉPAISSEUR DE L'OXYDE :

Elle se calcule directement à partir de la capacité d'oxyde par (1,18).

### 2.2 LA CONCENTRATION EN PORTEURS LIBRES :

Elle s'obtient à partir des relations (1.30), (1.32) et (1.18).

On écrit :

$$\frac{C_{min}}{C_{ox}} = \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s d} \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \text{Log}(N_A/n_i)}{q^2 N_A}}} \quad (2.6)$$

Des abaques de  $C_{\min}/C_{\text{ox}}$  en fonction de  $d$ , avec  $N_A$  (ou  $N_D$ ) comme paramètre<sup>1</sup> permettent de déduire la concentration en impuretés.

Dans le cas où il s'agit d'une couche mince, c'est à dire plus petite que la largeur maximum de la zone de déplétion  $W_m$ , la courbe  $C(V)$  est déformée et la capacité d'inversion n'est pas directement reliée au dopage. K.H. ZAININGER et F.P. HEIMAN<sup>1</sup> utilisent alors la capacité de bandes plates en admettant que  $C_{\text{FB}}$  est réalisée à la tension où  $C/C_{\text{ox}} = 0,95$  plus ou moins 1 volt selon la structure, p ou n du semiconducteur (Figure 2.2). Des abaques de  $C_{\text{FB}}/C_{\text{ox}}$  en fonction de  $d$  avec  $N_A$  (ou  $N_D$ ) comme paramètre, on déduit la concentration en impuretés.

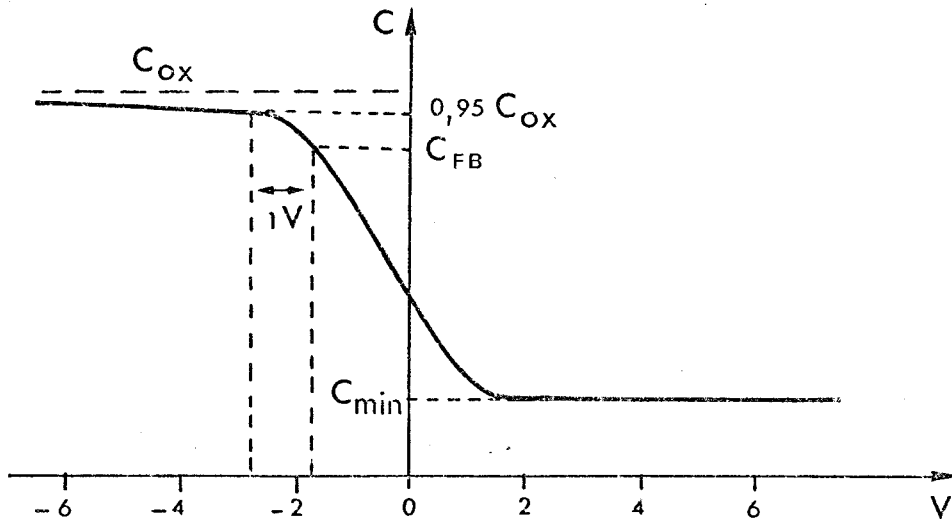


Figure 2.2 : Caractéristique  $C(V)$  expérimentale indiquant les valeurs des capacités et des tensions correspondantes utilisées dans le cas des couches minces (d'après K.H. Zaininger and F.P. Heiman<sup>1</sup>).

Une autre utilisation des équations (1.30) et (1.32) consiste à tracer la courbe de la capacité limite du semiconducteur en fonction de la concentration. Connaissant les valeurs de  $C_{\text{ox}}$  et  $C_{\min}$  par la caractéristique  $C(V)$ , on en déduit  $C_{\text{scmin}}$  par (1.20). La concentration se lit sur l'abaque qui présente l'avantage de ne pas être paramétrée.

Ces méthodes ne sont valables que dans la mesure où les états d'interface sont trop lents pour influencer sur  $C_{\text{ox}}$  et  $C_{\min}$ .

2.3 Une fois connue la concentration, on calcule  $C_{\text{FB}}$  à partir de la relation (2.4). On obtient ainsi la tension de bandes plates  $V_{\text{FB}}$  et la quantité de charges fixes dans l'oxyde en appliquant les relations (1.2) et (1.3).

### 3. DETERMINATION DES ETATS D'INTERFACE.

#### 3.1 IDENTIFICATION D'UN PIEGE DISCRET D'INTERFACE<sup>2</sup>.

Considérons par exemple un piège d'interface de type accepteur (c'est à dire neutre quand il est vide et chargé négativement lorsqu'il est ionisé). Sa densité est  $N_{ss}$  par unité.

On suppose d'abord qu'il est localisé à l'énergie  $E_{T_{ss}} > E_F$ . Soit  $\phi_{ss}$ , le potentiel de surface pour lequel

$$\phi_{ss} = (E_{T_{ss}} - E_v) - (E_F - E_v)_\infty \quad (2.7)$$

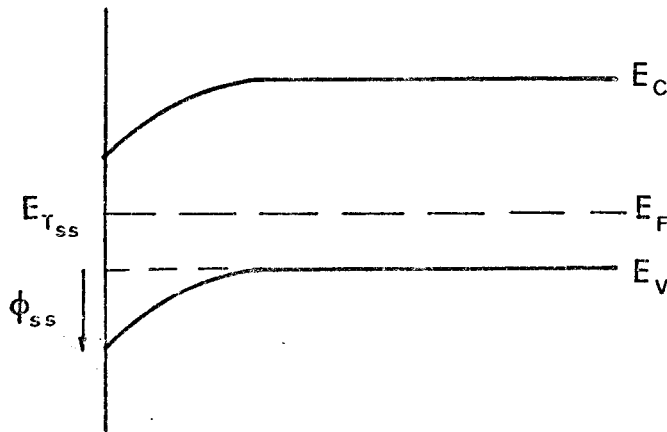


Figure 2.3 : Diagramme des bandes d'énergie à l'interface oxyde-semiconducteur lorsque celui-ci contient un piège discret d'interface.

Tant que  $\psi_s < \phi_{ss}$ , le niveau est vide car situé au-dessus du niveau de Fermi. Il n'influe donc pas sur la charge donc pas sur la caractéristique  $C(V)$ . Lorsque  $\psi_s$  atteint  $\phi_{ss}$ , le piège commence à se remplir par émission de trous vers la bande de valence, ajoutant ainsi une charge négative à la charge totale. A cause de l'équation(2.5),  $\psi_s$  et  $Q_s$  n'évoluent plus jusqu'à ce que le piège soit complètement plein. L'équation(2.5)s'écrit alors  $V_G = -\frac{Q_{sc} + qN_{ss}}{C_{ox}} + \psi_s$ . Ceci revient à décaler le  $C(V)$  d'une quantité  $\Delta V_G$  :

$$\Delta V_G = \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} \quad (2.8)$$

Lorsque le piège est totalement ionisé,  $\psi_s$  et  $Q_s$  évoluent à nouveau comme dans le cas idéal puisque l'état d'interface ne répond pas au signal alternatif (Figure 2.4).

Le palier dans la courbe  $C(V)$  fournit l'énergie d'activation du piège en appliquant les équations (1.20) et (1.25)

avec ...

$$(E_{T_{ss}} - E_v) = \phi_{ss} + (E_F - E_v)_\infty$$

$$\phi_{ss} = \frac{q\epsilon_s N_A}{2} \left[ \frac{1}{C} - \frac{1}{C_{ox}} \right]^2 \quad (2.9)$$

et

$$(E_F - E_V)_\infty = kT \text{Log} \frac{N_V}{N_A} \quad (2.10)$$

A noter que plus la température baisse, plus le palier se produit loin en tension, le niveau de Fermi plus proche de la bande de valence nécessitant une tension  $\phi_{SS}$  plus grande pour remplir le niveau.

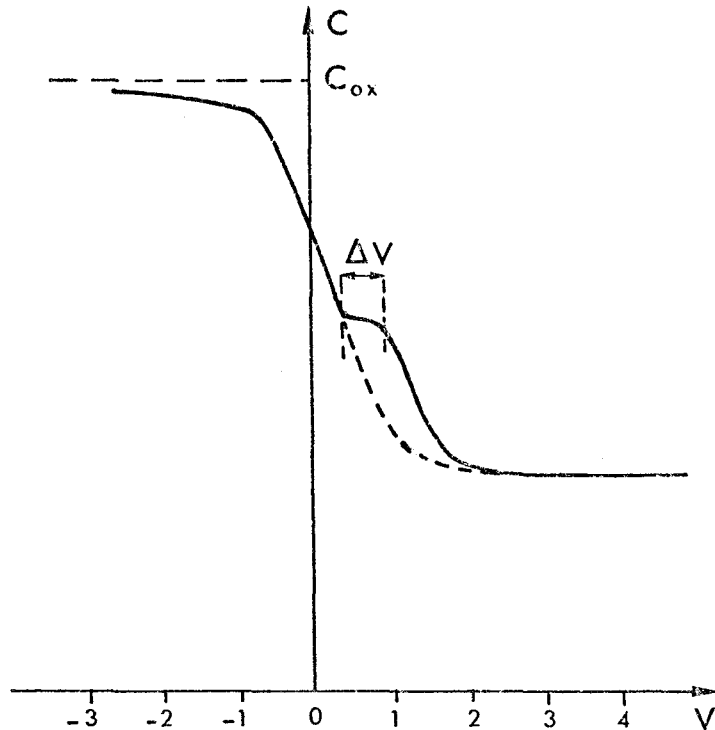


Figure 2.4 : Caractéristique  $C(V)$  à haute fréquence d'une capacité M.O.S. contenant un niveau discret d'interface (d'après Simmons<sup>2</sup>).

### 3.2 DISTRIBUTION D'ETATS D'INTERFACE<sup>2</sup>.

Lorsque les pièges d'interface ne sont pas localisés mais distribués sur une certaine gamme d'énergie, ils créent une "somme" de décalages en tension de la caractéristique  $C(V)$ .

Soit la distribution  $N_{SS}(E)$ . La charge  $Q_{SS}$  doit être écrite :

$$Q_{SS} = q \int_{E_V}^{E_F} N_{SS}(E) dE \quad (2.11)$$

ou encore

$$Q_{SS} = q \int_0^{\psi_s + (E_F - E_V)_\infty} N_{SS}(E) dE \quad (2.12)$$

L'expression (2.5) de la tension devient alors :

$$V_G = - \frac{1}{C_{ox}} [ q \int_0^{\psi_s + (E_F - E_V)_\infty} N_{SS}(E) dE + Q_{sc} ] + \psi_s \quad (2.13)$$



Les états d'interface produisent donc un décalage global de la courbe  $C(V)$  (Figure 2.5) égal à

$$\Delta V_G = - \frac{q}{C_{ox}} \int_0^{\psi_s + (E_F - E_V)_\infty} N_{ss}(E) dE \quad (2.14)$$

Le  $C(V)$  étant réalisé à une température constante,  $(E_F - E_V)_\infty$  reste constant, et l'on peut écrire :

$$\frac{d\Delta V_G}{d\psi_s} = - \frac{q}{C_{ox}} N_{ss}(\psi_s) \quad (2.15)$$

Pour tracer  $\Delta V_G$  en fonction de  $\psi_s$ , il faut connaître la caractéristique  $C(V)$  idéale. Celle-ci s'obtient par calcul (voir annexe A), à partir des équations (1.14) et (1.21), après avoir déterminé  $C_{ox}$  et la concentration grâce aux valeurs de la capacité en accumulation et en inversion. Avec la courbe  $C(\psi_s)$ , on peut alors tracer  $\Delta V_G(\psi_s)$  et déterminer ainsi la concentration en états d'interface. Le résultat n'est valable qu'en déplétion et en faible inversion. En effet, les niveaux concernés en accumulation sont trop proches de la bande de valence et l'on n'est pas sûr qu'ils ne peuvent suivre le signal de mesure à 1 MHz. En inversion,  $\psi_s$  varie très peu avec le potentiel et il est donc délicat de tracer  $N_{ss}(\psi_s)$ .

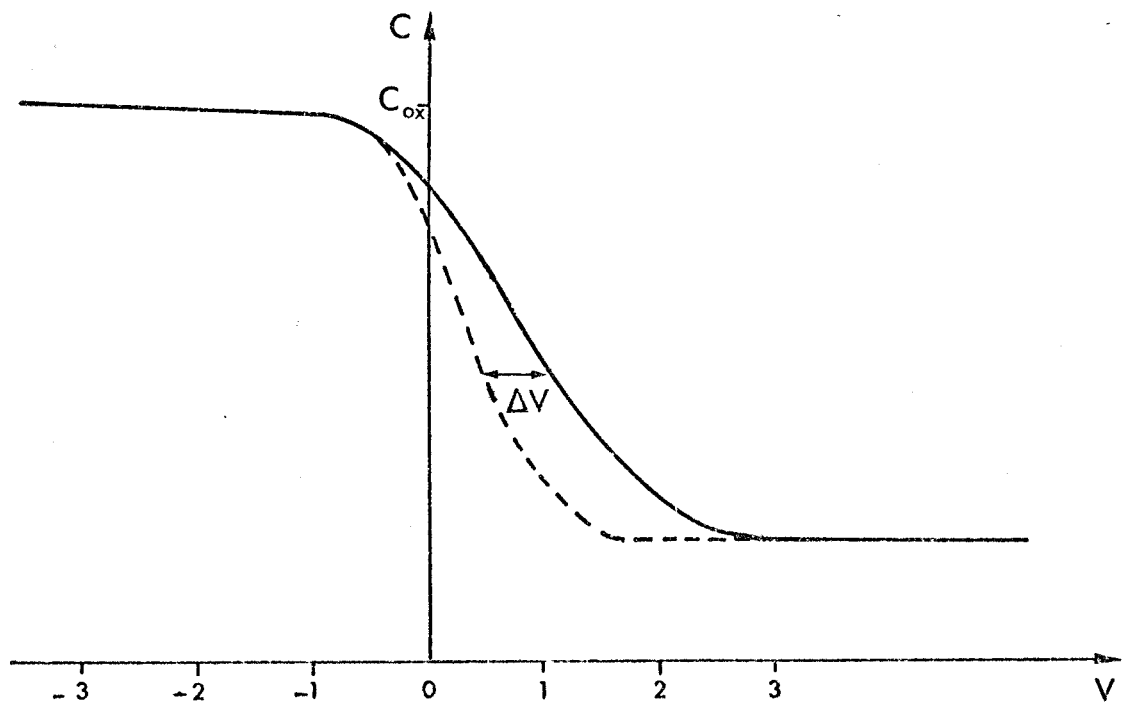


Figure 2.5 : Caractéristique  $C(V)$  à haute fréquence d'une capacité M.O.S. contenant une distribution d'états d'interface (d'après Simmons<sup>2</sup>).

## 4. RESULTATS

### 4.1 METHODE DE MESURE

Dans le cadre de notre étude, la caractéristique  $C(V)$  n'est que le moyen de déterminer les principales caractéristiques d'une capacité : concentration, épaisseur d'oxyde, tension de bandes plates, présence ou non d'états d'interfaces.

Pour obtenir des renseignements fiables, il convient de prendre quelques précautions pour la mesure. En effet, si la rampe de tension est trop rapide, la zone d'inversion n'a pas le temps de se former et l'on est ramené au cas de la diode Schottky où la zone de déplétion croît avec la tension. Si de plus les états d'interface ne peuvent pas suivre le signal continu, alors on peut obtenir la concentration de porteurs libres à partir de la caractéristique  $(C_{ox}/C)^2 (V)$ .

En effet ces états introduisent une variation de tension fixe  $V_o$ .

On peut écrire avec les relations (1.4) et (1.25)

$$V_G - (V_{FB} + V_o) = \psi_s + \frac{qN_a W}{C_{ox}} \quad (2.16)$$

Or 
$$\left(\frac{C_{ox}}{C}\right) = \left(\frac{C_{ox}}{C_{sc}} + 1\right) \quad (2.17)$$

Les relations (2.16) et (2.17) permettent d'écrire :

$$\left(\frac{C_{ox}}{C}\right)^2 = \frac{2C_{ox}}{\epsilon_s q N_A} [V_G - (V_{FB} + V_o)] + 1 \quad (2.18)$$

équation d'une droite dont la pente est inversement proportionnelle à la concentration. Mais il est pratiquement impossible de connaître la vitesse limite en-dessous de laquelle ces deux conditions sont réunies. C'est pourquoi nous nous sommes limités, dans le cadre de cette étude, à l'utilisation des  $C(V)$  quasi-statiques effectués à température ambiante.

### 4.2 ECHANTILLONS ETUDIÉS.

Tous les échantillons étudiés sont de type Czochralsky. Les capacités Al-SiO<sub>2</sub>-Si sont de type p ou n. Les épaisseurs d'oxyde varient entre 530 Å et 5500 Å. La croissance d'oxyde a été faite sous atmosphère d'oxygène humide pour les échantillons de type 4, 5, 6 (voir tableaux 2 du Chapitre II et 4 du Chapitre IV). Les autres oxydes ont été faits sous oxygène sec (types 1, 2, 3).

Toutes les irradiations aux électrons ont été réalisées avec des quantités d'électrons du même ordre de grandeur que la concentration  $N_A$  ou  $N_D$ , à des énergies de 1,3 MeV ou 1 MeV. Elles ont été faites sur les capacités M.O.S. déjà formées, donc à travers l'aluminium et l'oxyde. Nous verrons que cette irradiation à travers l'oxyde introduit beaucoup d'instabilité.

Nous avons aussi étudié une capacité de type Cz.p implantée au bore et n'ayant subi aucun autre traitement (type 2).

Les références d'échantillons seront partout celles données dans les Tableaux 2 et 4.

#### 4.3 OBTENTION DE LA CARACTERISTIQUE C(V) IDEALE

Nous avons reporté sur les figures les caractéristiques C(V) idéale et mesurée. Pour chaque cas, nous avons calculé l'épaisseur d'oxyde à partir de la capacité d'oxyde mesurée, considérant qu'une variation de  $d$  de 10 % environ par rapport à la valeur annoncée par le constructeur était raisonnable. Cette détermination expérimentale de  $d$  rendue nécessaire par la trop grande variation de  $C_{OX}$  pour des échantillons provenant de la même série nous a posé un petit problème pour le dépouillement des caractéristiques.

En effet, le calcul théorique de la capacité (voir annexe B) développé à partir des équations (1.14) et (1.21) ne permet pas à celle-ci de saturer rapidement en accumulation à la valeur  $C_{OX}$  :  $C/C_{OX}$  tend vers 1 mais ne l'atteint jamais. Or expérimentalement nous prenons pour  $C_{OX}$  la valeur de la capacité obtenue en accumulation, pour une tension de quelques volts inférieure (pour du p) ou supérieure (pour du n) à  $V_{FB}$ . Cette procédure nous a donc fourni automatiquement une capacité d'oxyde calculée inférieure à la capacité réelle. Pour compenser cette différence, nous avons dû décaler légèrement l'axe des capacités de la caractéristique C(V) idéale. Les positionnements des caractéristiques C(V) idéales utilisés sont reportés en pointillés sur toutes les figures.

La détermination de la concentration pour une série d'échantillons a été faite à partir de la caractéristique C(V) se rapprochant le plus du cas idéal : bonne pente et capacité d'inversion satisfaisante. Lorsque cela n'était pas possible, la capacité ne saturant pas en inversion, nous nous sommes fiés aux valeurs indiquées par le constructeur.

Précisons enfin que les capacités M.O.S. fabriquées sur une même rondelle de silicium, donc dans les mêmes conditions, ne sont pas toutes homogènes. Néanmoins, les échantillons présentés dans le tableau 2 reflètent assez bien les problèmes que nous avons rencontrés tout au long de cette étude.

#### 4.4 EFFETS OBSERVES.

Toutes les caractéristiques C(V) sont décalées, par rapport à la caractéristique idéale, d'une tension  $V_{FB}$  négative. La valeur de  $V_{FB}$  est une indication directe de la quantité  $Q_{SS}$  de charges dans l'oxyde. De manière générale, l'irradiation aux électrons provoque un accroissement notable du décalage vers les tensions négatives. L'irradiation, faite à travers l'oxyde, doit probablement créer des défauts dans celui-ci, de même qu'elle en crée dans le substrat. Il est intéressant de noter que la caractéristique C(V) d'une capacité au repos se relaxe petit à petit au cours du temps vers la caractéristique idéale, que ce soit après une irradiation (Figure 2.14a) ou après recuit thermique (2.10c). Malheureusement cette relaxation est aussi provoquée par la mise sous tension de la capacité pour des manipulations DLTS par exemple, et il est de ce fait très difficile de connaître précisément le  $V_{FB}$  à un instant donné. Nous pouvons rapprocher cette

variation de  $Q_{SS}$  de l'effet connu sous le nom d' "instabilité en tension négative"<sup>3</sup>. Cet effet de décalage et modification de la caractéristique  $C(V)$  est obtenu en appliquant une tension négative à la température de 300° C environ. L'augmentation de  $Q_{SS}$  est proportionnelle à la tension appliquée et à la valeur initiale de  $Q_{SS}$  (donc à la qualité de l'échantillon). Une application de tension positive peut faire diminuer  $Q_{SS}$ . Si nous n'avons pas fait subir ce traitement aux échantillons, nous les avons néanmoins étudiés en DLTS durant plusieurs jours. Ils ont donc subi des variations importantes de température sous des tensions les polarisant de l'inversion à l'accumulation. Ceci peut expliquer la non-reproductibilité des caractéristiques  $C(V)$  au cours du temps.

Nous avons aussi remarqué qu'il résulte assez souvent de l'irradiation un phénomène d'hystérésis : la rampe retour de tension (inversion vers accumulation) donne une courbe de capacité décalée en tension par rapport à la courbe due à la rampe aller. Ce décalage est positif pour une capacité de type p et négatif pour une capacité de type n. P.V. GRAY<sup>3</sup> attribue ce type d'hystérésis à des défauts de structure dans l'oxyde qui provoqueraient le piégeage d'électrons ou de trous dans l'oxyde près du silicium.

En ce qui concerne les états de surface, nous n'avons pu analyser que des densités d'états de surface. En effet des paliers de tension du type de celui de la Figure 2.4 n'ont été observés que dans des cas litigieux où la capacité ne saturait pas à  $C_{min}$ . Dans ces cas-là (Figure 2.7, Figure 2.10.c) il semble que ce palier corresponde davantage à une ébauche de capacité d'inversion qui s'écroule ensuite, probablement à cause d'une fuite dans l'oxyde. Les densités d'états de surface sont suffisamment importantes pour être décelées à partir de la caractéristique  $C(V)$  dans tous les cas où la capacité a été irradiée aux électrons (Figures 2.8, 2.10, 2.14 et 2.16), quelle que soit la nature de cette capacité. L'implantation ionique au bore crée également une densité importante d'états de surface (Figure 2.11).

Toutes ces comparaisons quantitatives entre caractéristiques idéale et mesurée n'ont pu être établies que dans les cas où la capacité sature en inversion à  $C_{min}$ . Lorsque ce n'est pas le cas, nous l'attribuons à une fuite dans l'oxyde, fuite qui en général affecte beaucoup plus la capacité en inversion qu'en accumulation. Il n'est alors plus possible de distinguer la part des états d'interface dans la modification de la caractéristique (Figure 2.9).

En résumé, l'étude de la caractéristique  $C(V)$  s'avère indispensable pour avoir une idée de la qualité de l'échantillon. Mais les renseignements quantitatifs sur les états d'interface qu'elle permet d'obtenir sont relativement grossiers, la sensibilité de la méthode n'étant pas très bonne.

N°	Type	$N_{cm^{-3}}$	$\phi_{Ms}$ V	Oxyde	Traitement	$V_{FB}$ V	$Q_{ssCb/cm^2}$	$N_{ss} cm^{-2} y^{-1}$	Remarques
1	p	$6,6 \cdot 10^{15}$	- 0,852	$d \approx 530 \text{ \AA}$ $\pm 53 \text{ \AA}$ oxygène sec	* vierge (fig. 2.6)	- 1,1	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3,5 \cdot 10^{11}$	$\Delta V_G < 0$ dû à des niveaux donneurs <sup>4</sup>
					* vierge (fig. 2.7)	?	?	?	. distorsion du C(V) probablement due à des états d'interface rapides
					* irradié avec $5 \cdot 10^{15} e^{-cm^{-2}}$ à 1 MeV (fig. 2.8.a)	- 4,1	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{11} < N_{ss} < 1,9 \cdot 10^{12}$ (fig. 2.8.b)	. fuite dans l'oxyde . légère hystérésis due à des défauts de structure dans l'oxyde <sup>3</sup>
					* irradié avec $5 \cdot 10^{15} e^{-cm^{-2}}$ à 1,3 MeV (fig. 2.9) n° 1	- 2,35	$9,9 \cdot 10^{-8}$	?	. fuite dans l'oxyde . $C_{min}$ ne sature pas : $N_{ss}$ ne peut être calculé
					* irradié avec $5 \cdot 10^{15} e^{-cm^{-2}}$ à 1,3 MeV (fig. 2.10.a) n° 2 après recuit à 250°C durant 1 h ~ (fig. 2.10.c)	- 7,55	$4,6 \cdot 10^{-7}$	de 1 à $6 \cdot 10^{12}$ (fig. 2.10.b)	. hystérésis due à des défauts de structure dans l'oxyde <sup>3</sup>
				après 2 mois de repos	- 1,6	$5,7 \cdot 10^{-8}$	pas décelable	. hystérésis et $\Delta V_G$ disparus . fuite dans $SiO_2$ ou influence d'états d'interface ? <sup>2</sup>	
					- 1,45	$3,8 \cdot 10^{-8}$	pas décelable	. C(V) presque idéal	
2	p	$1,6 \cdot 10^{15}$	- 0,828	$d \approx 915 \text{ \AA}$ oxygène sec	implantation ionique au bore (100 KeV, $4 \cdot 10^{13}$ at/cm <sup>2</sup> ) (fig. 2.11.a)	- 1,9	$3,9 \cdot 10^{-8}$	$\approx 2 \cdot 10^{11}$ (fig. 2.11.b)	
3	p	$5 \cdot 10^{15}$	- 0,8	$d \approx 695 \text{ \AA}$ oxygène sec	* vierge (fig. 2.12)	- 0,35	$2,4 \cdot 10^{-9}$	pas décelable	$C_{min}$ ne sature pas à 300°K car $t_G = 23$ mn (voir chap.IV)
4	n	$1,5 \cdot 10^{15}$	- 0,346	$709 \text{ \AA} \pm 71 \text{ \AA}$ oxygène humide	* vierge (fig. 2.13)	- 0,1	$-1,22 \cdot 10^{-8}$		$\Delta V_G < 0$ probablement dû à des niveaux donneurs près de la bande de valence <sup>4</sup>
					* irradié avec $5 \cdot 10^{14} e^{-cm^{-2}}$ à 1 MeV (fig. 2.14.a)	- 0,1	$-1,22 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{11} < N_{ss} < 3 \cdot 10^{12}$ (fig. 2.14.b)	. $Q_{ss} < 0$ . légère hystérésis . $Q_{ss} < 0$
5	n	$1 \cdot 10^{16}$	- 0,395	$1350 \text{ \AA} \pm 135 \text{ \AA}$ oxygène humide	* vierge (fig. 2.15)	- 1,1	$1,8 \cdot 10^{-8}$		. ne sature pas à $C_{min}$ car $t_G$ trop long
					* irradié avec $1 \cdot 10^{15} e^{-cm^{-2}}$ à 1 MeV (fig. 2.16.a)	- 1,8	$3,22 \cdot 10^{-8}$	$\approx 3 \cdot 10^{11}$ plus un état discret à $\phi_s = 0,02$ eV (fig. 2.16.b)	

TABLEAU II

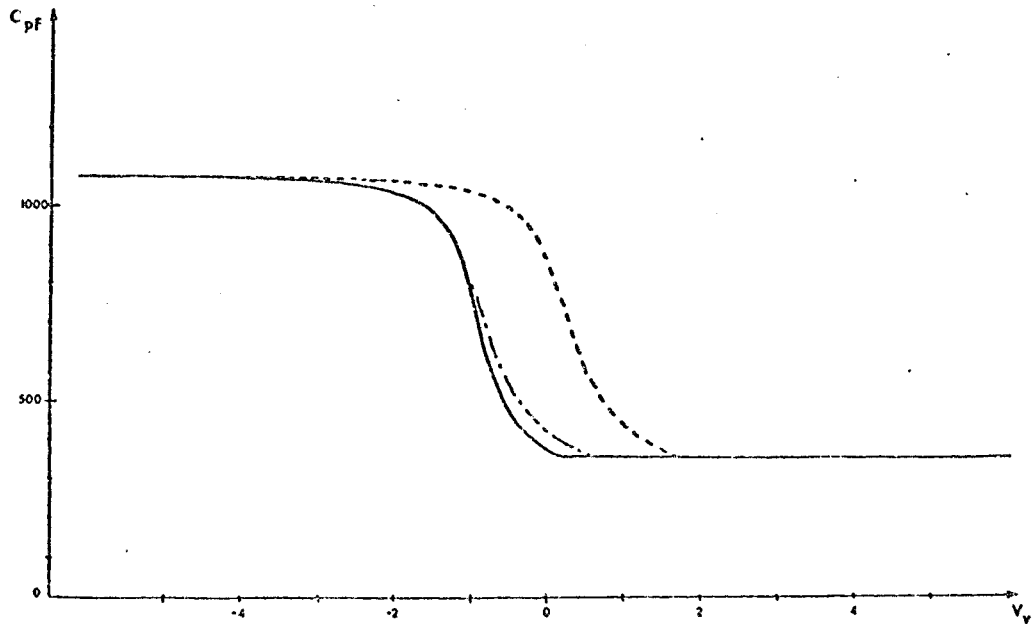


Figure 2.6 : Caractéristiques  $C(V)$  à haute fréquence d'une capacité M.O.S. de type  $p n^{\circ} 1$  vierge sans état d'interface.

—  $C(V)$  mesuré ; ---  $C(V)$  idéal ; -.-  $C(V)$  idéal décalé de  $V_{FB}$ .

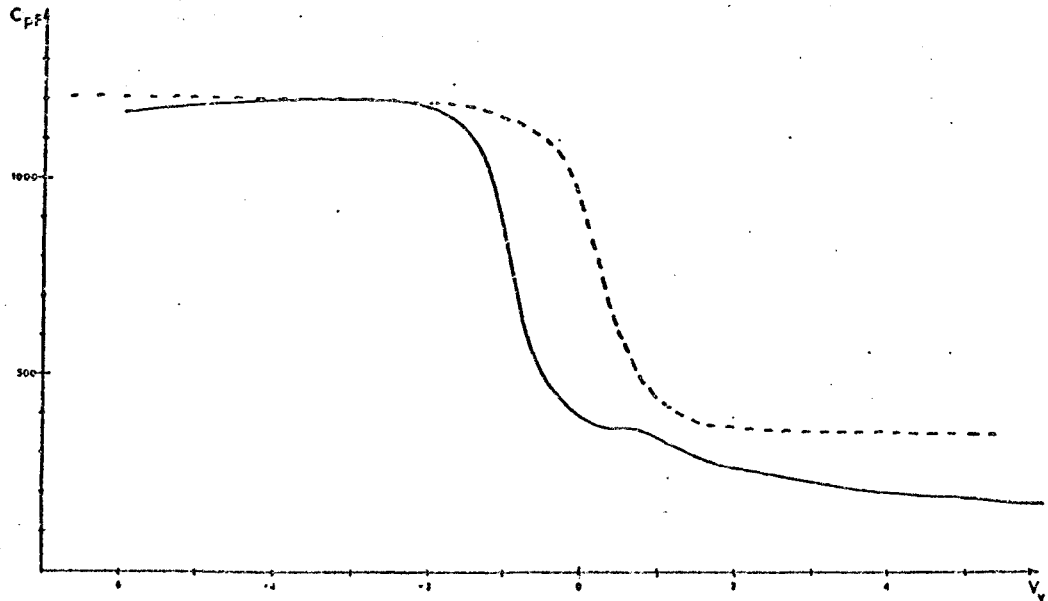


Figure 2.7 : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type  $p n^{\circ} 1$  vierge avec états d'interface.

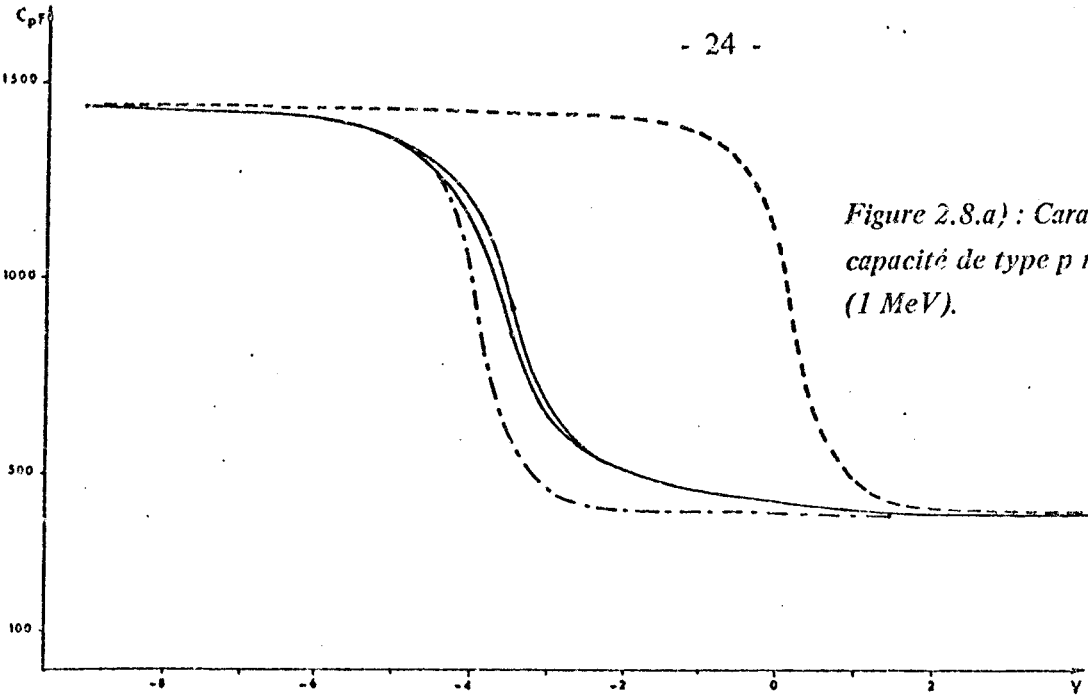


Figure 2.8.a) : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type p n° 1 irradiée aux électrons (1 MeV).

Figure 2.8.b) Distribution d'états d'interface obtenue à partir de la figure 2.8.a.

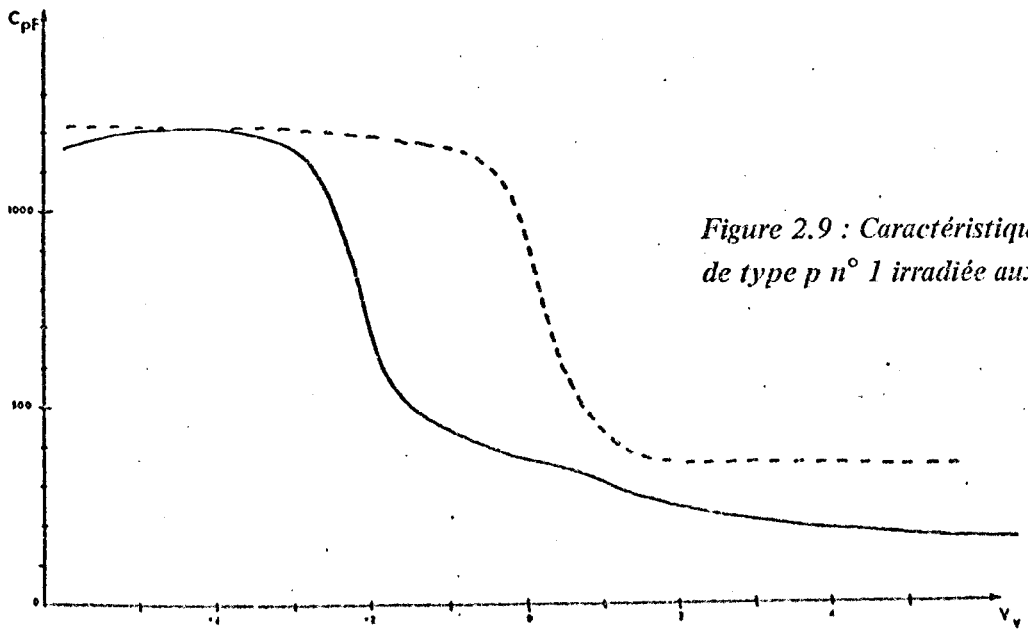
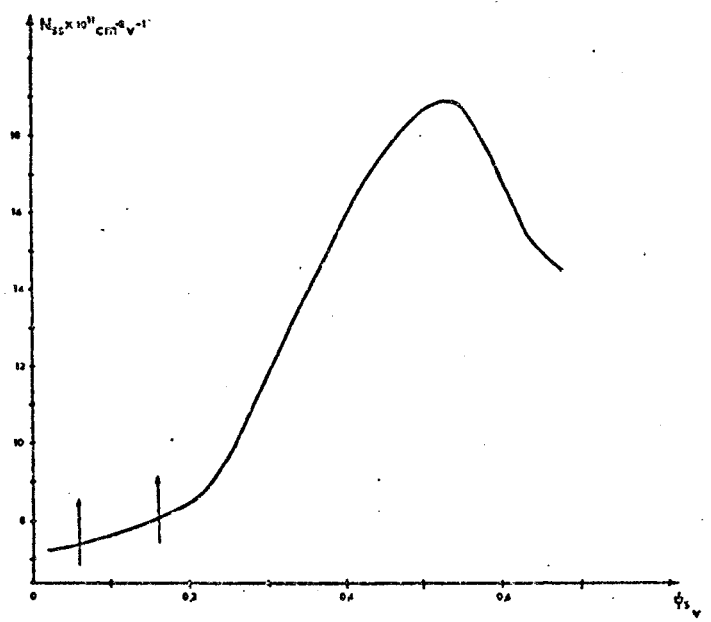


Figure 2.9 : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type p n° 1 irradiée aux électrons (1,3 MeV) n° 1.



Figure 2.10.a) : Caractéristiques  $C(V)$  d'une capacité de type p n° 1 irradiée aux électrons (1,3 MeV) n° 2.

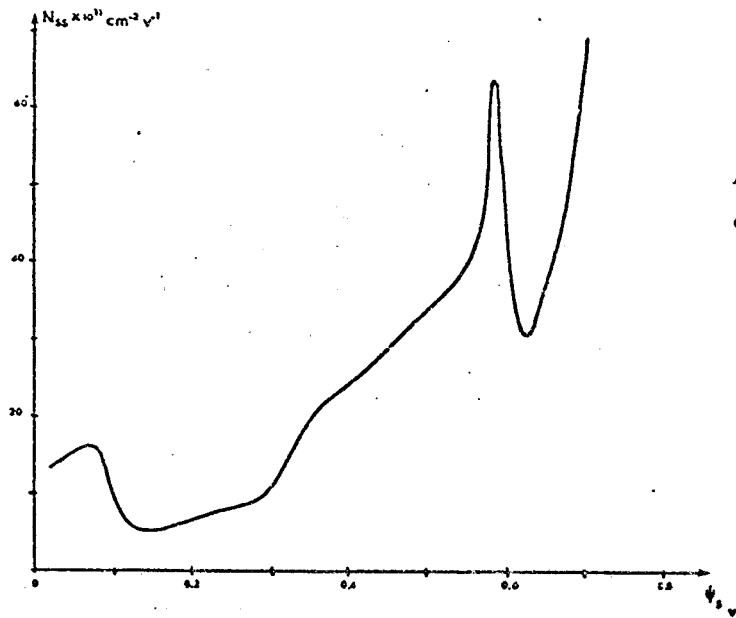
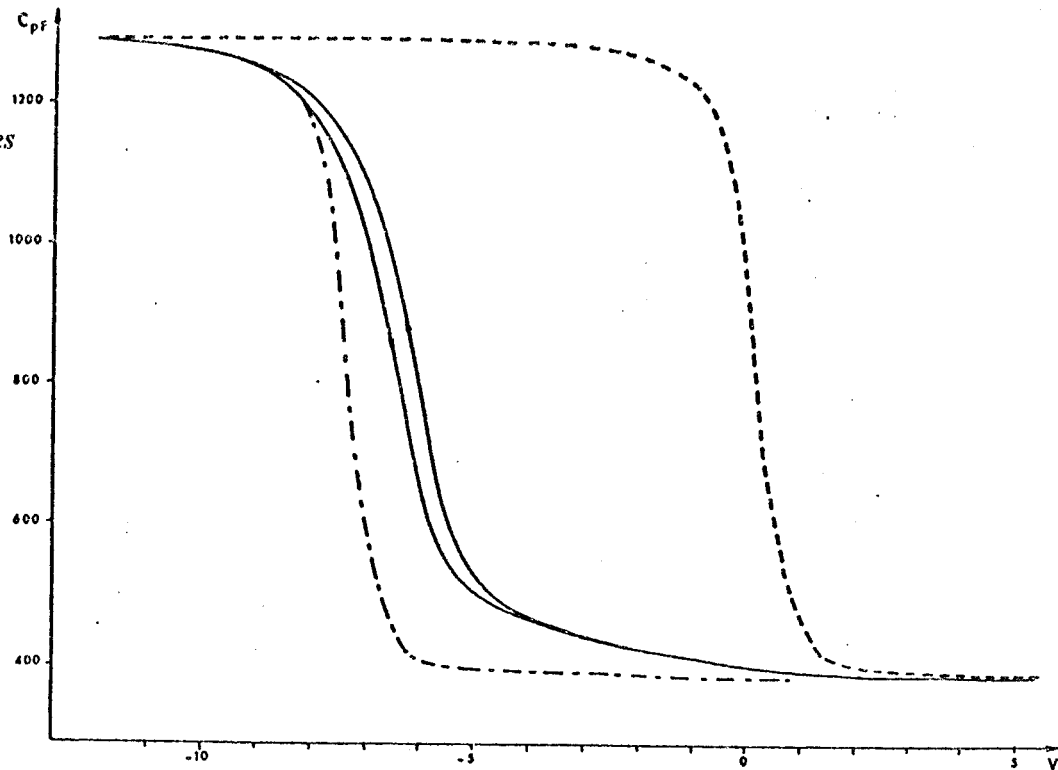
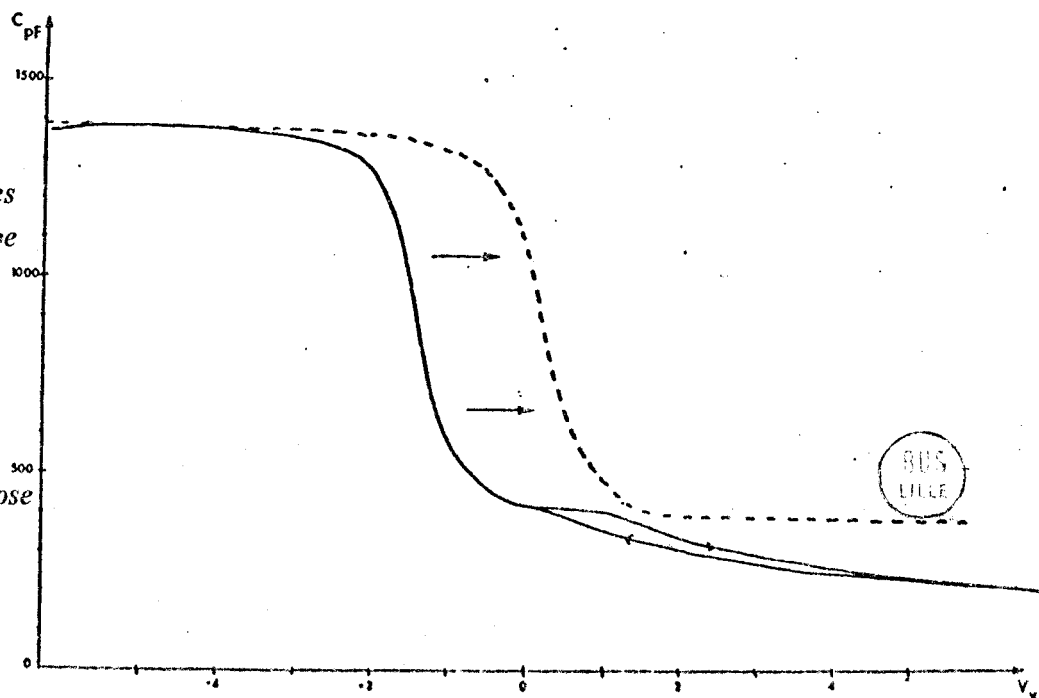


Figure 2.10.b) : Distribution d'états d'interface obtenue à partir de la Figure 2.10.a.

Figure 2.10.c) : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. de la capacité de type p n° 1 irradiée aux électrons (1,3 MeV) n° 2 après un recuit thermique d'une heure environ à 250° C. Après deux mois de repos, le  $C(V)$  s'est relaxé dans le sens des flèches et se superpose alors au  $C(V)$  idéal.





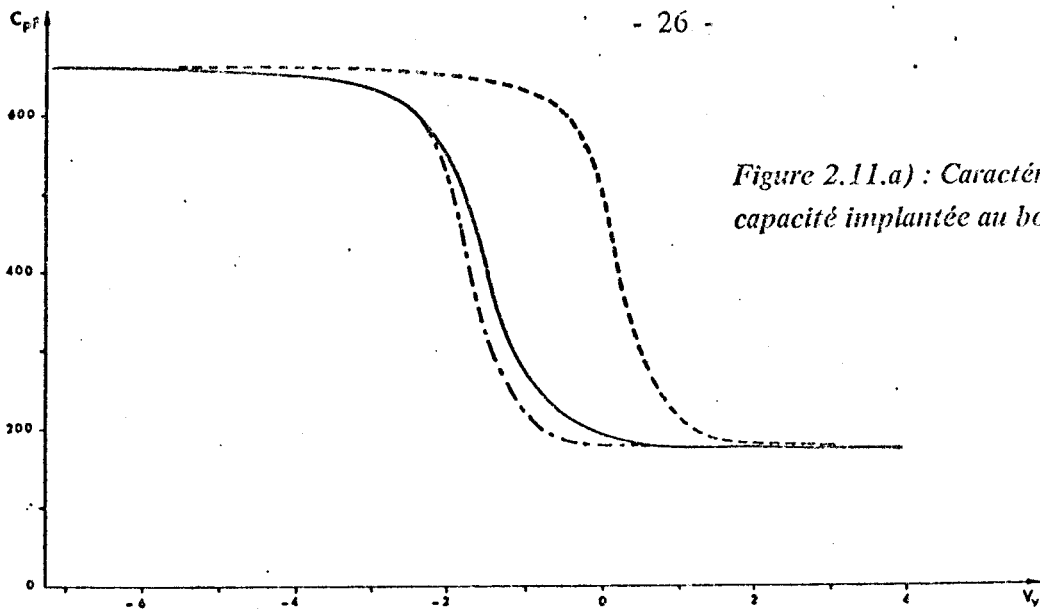


Figure 2.11.a) : Caractéristiques  $C(V)$  HF d'une capacité implantée au bore (type p n° 2).

Figure 2.11.b) : Distribution d'états d'interface correspondant à la figure 2.11.a.

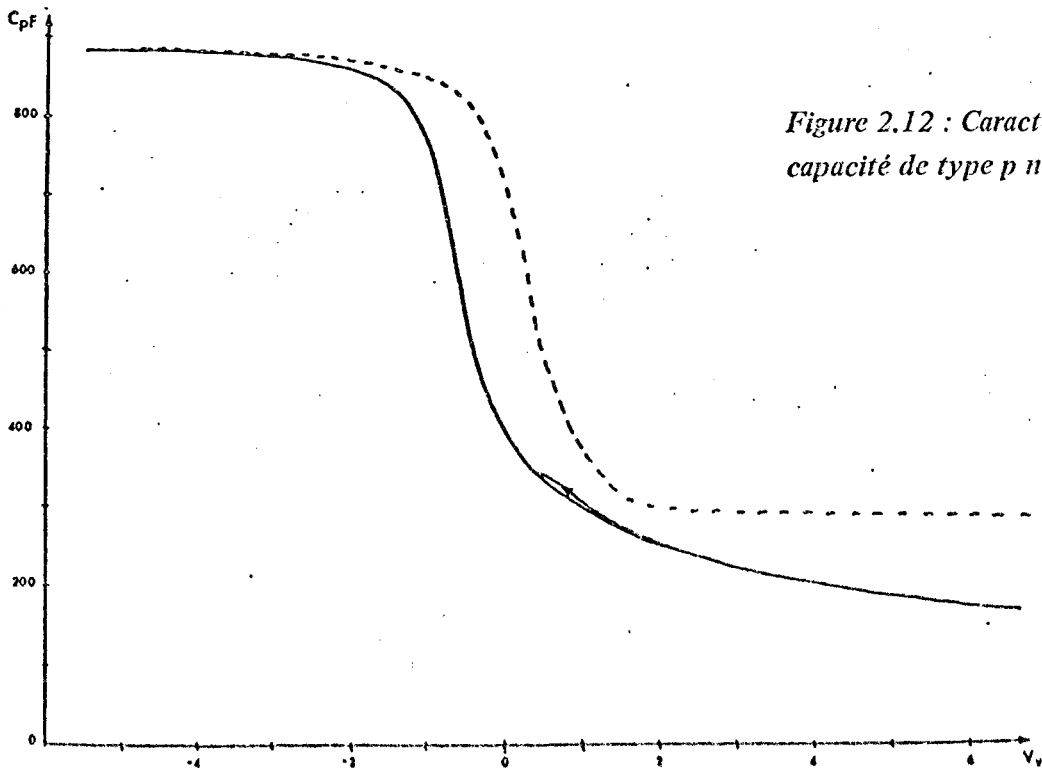
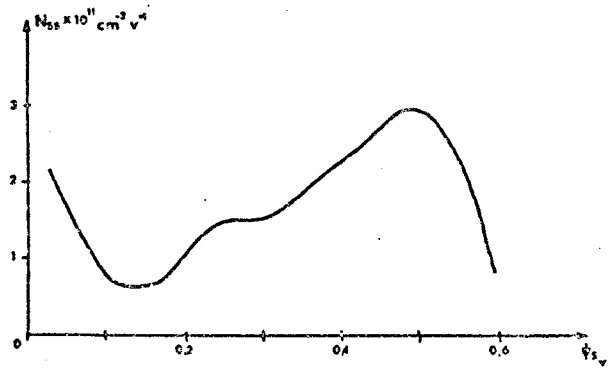


Figure 2.12 : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type p n° 3 vierge.



Figure 2.13 : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type  $n^{\circ} 4$  vierge.

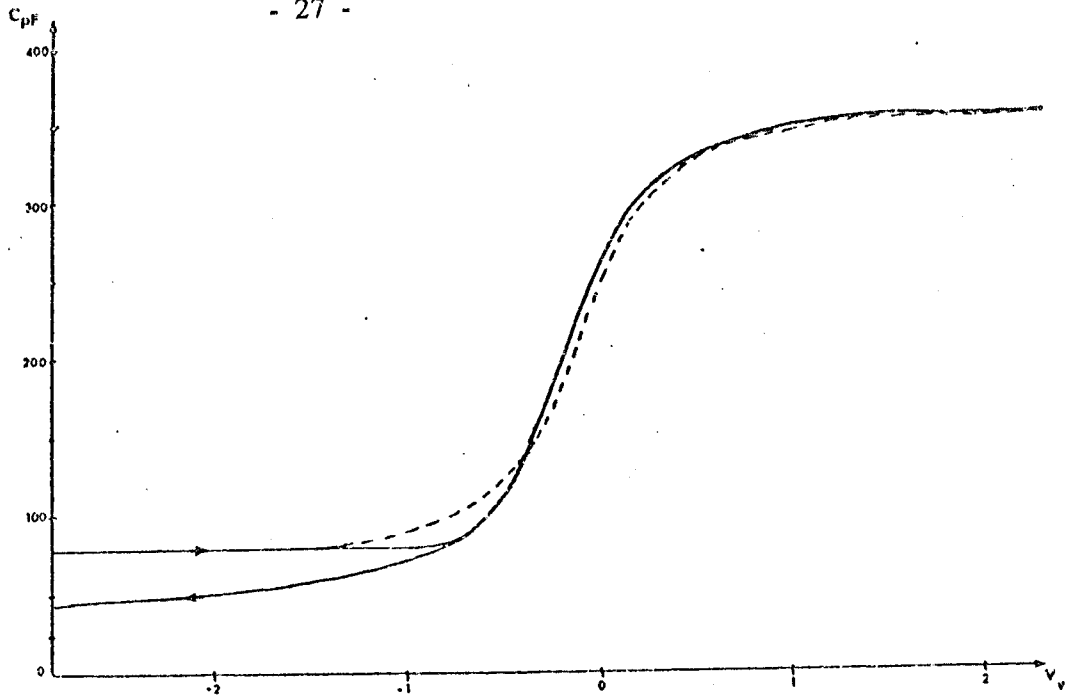


Figure 2.14.a) : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type  $n^{\circ} 4$  irradiée aux électrons (1 MeV).

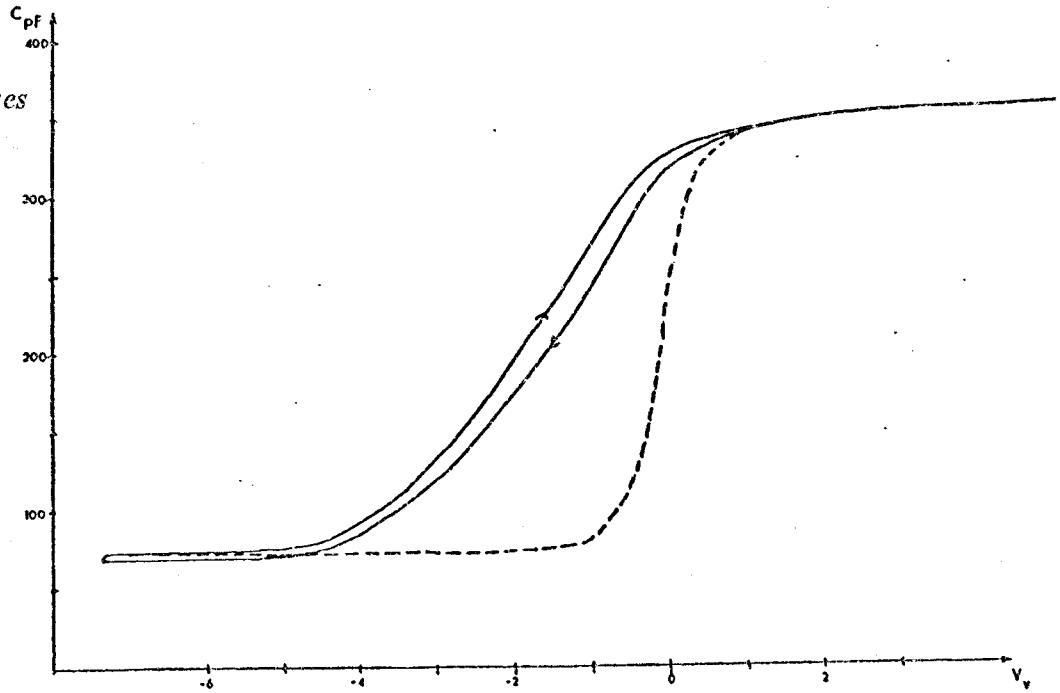


Figure 2.14.b) : Distribution d'états d'interface correspondant à la figure 2.14.a.

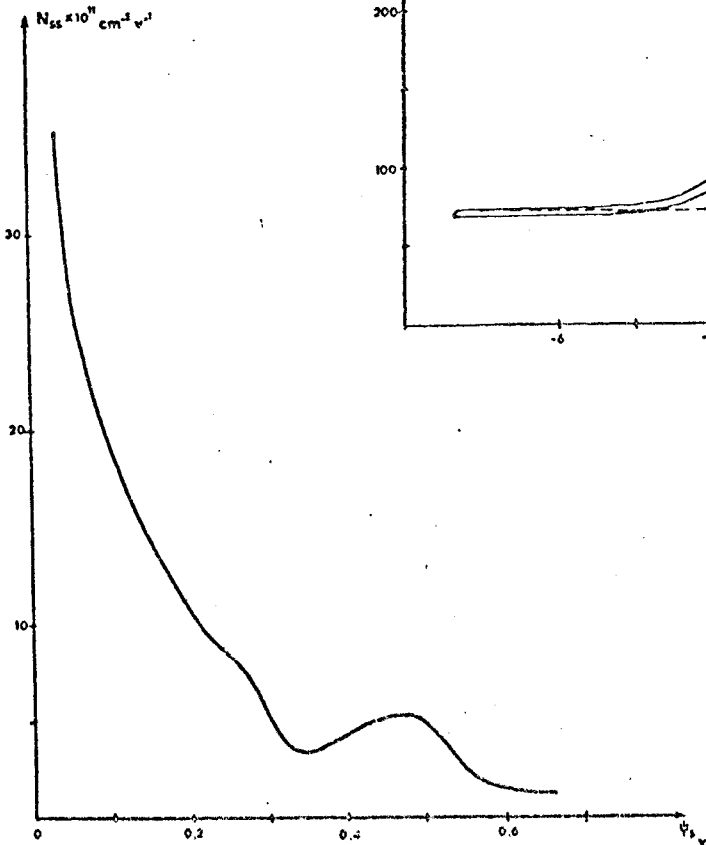


Figure 2.15 : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type n n° 5 vierge.

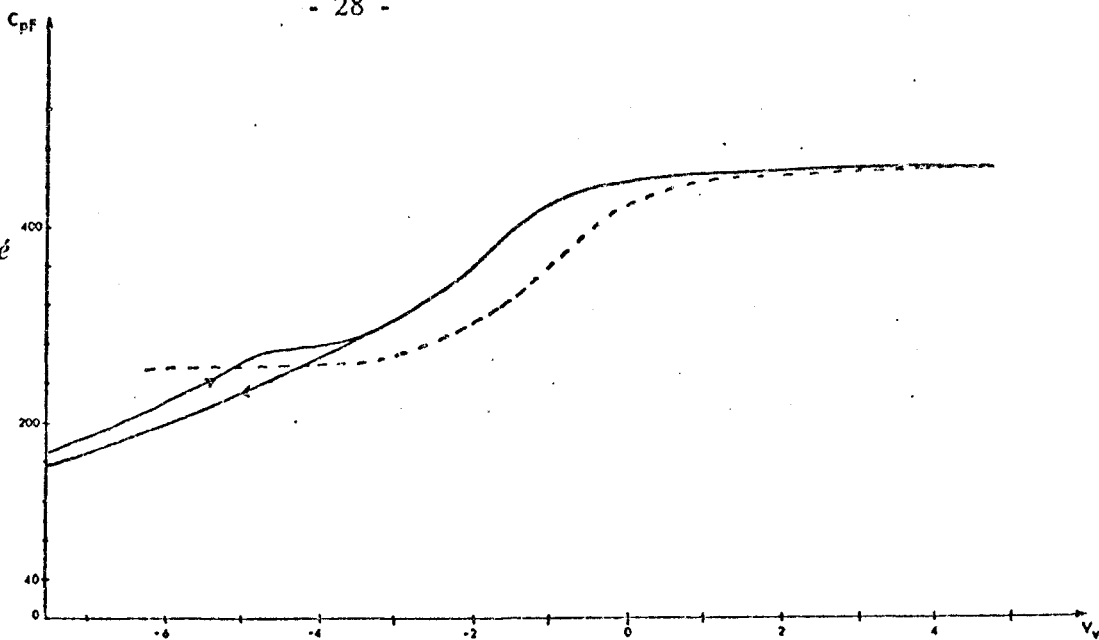


Figure 2.16.a : Caractéristiques  $C(V)$  H.F. d'une capacité de type n n° 5 irradiée aux électrons (1 MeV).

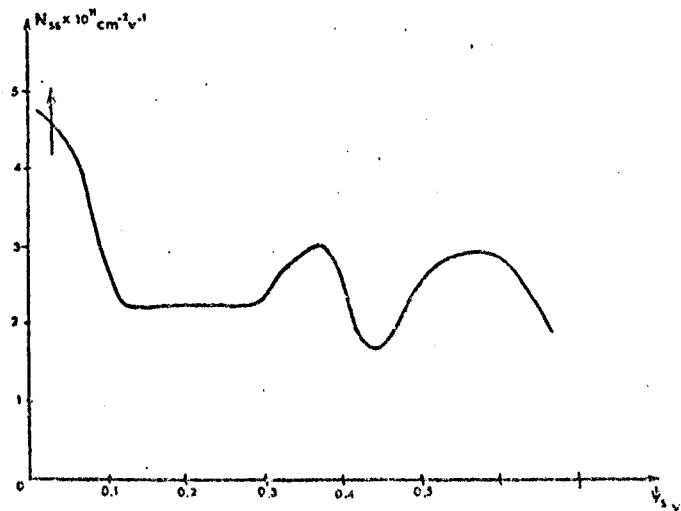
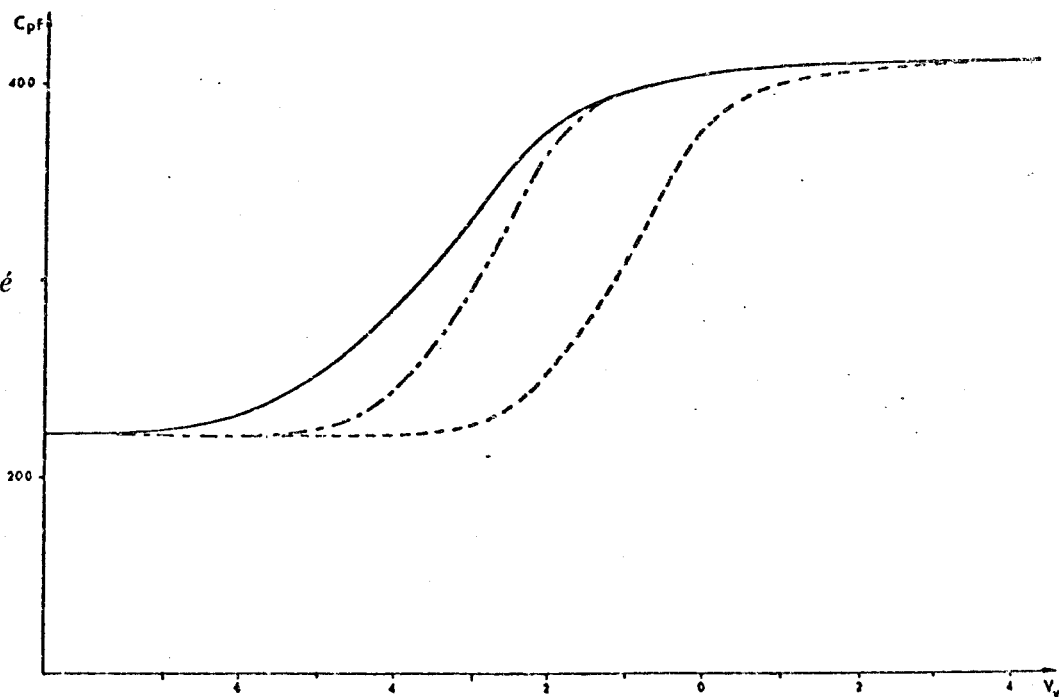


Figure 2.16.b : Distribution d'états d'interface correspondant à la figure 2.16.a.



## CHAPITRE III

### CAPACITE EN REGIME DYNAMIQUE

Dans ce chapitre, nous montrerons comment l'étude des transitoires de capacité peut induire la connaissance des propriétés électriques d'un défaut.

Rappelons qu'un défaut de volume se caractérise par un niveau localisé dans la bande interdite et que les états d'interface correspondent le plus souvent à une distribution de niveaux à la surface du semiconducteur. Pour une polarisation donnée, un niveau est dans un état d'occupation défini par ses caractéristiques (énergie d'activation, sections de captures). Une variation de tension modifiant l'état d'occupation du niveau, il en résulte une variation de charge entre celui-ci et les bandes. Les variations de capacité sont ainsi directement liées aux cinétiques d'occupation des niveaux.

Dans une première partie nous rappellerons donc les processus d'émissions et de captures dans un semiconducteur extrinsèque. Nous décrirons ensuite deux analyses possibles, à partir d'un transitoire de capacité non périodique ( $C(t)$ ), puis d'un transitoire périodique (DLTS).

#### 1. EMISSIONS ET CAPTURES

Soit  $E_T$  le niveau d'énergie d'un piège dans la bande interdite,  $\sigma_n$  et  $\sigma_p$  ses sections de capture pour les électrons et les trous.

L'état d'occupation du niveau et ses échanges avec les bandes de conduction et valence sont régis par les quatre grandeurs suivantes :

- la probabilité d'émettre un électron du niveau vers la bande de conduction :

$$e_n = \sigma_n v_n g_n N_c \exp - \frac{E_c - E_T}{kT} \quad (3.1)$$

- la probabilité d'émettre un trou du niveau vers la bande de valence :

$$c_p^p = \sigma_p v_p (g_p)^{-1} N_v \exp \frac{E_v - E_T}{kT} \quad (3.2)$$

- la probabilité pour le niveau de capturer un électron de la bande de conduction

$$c_n^n = \sigma_n v_n n \quad (3.3)$$

- la probabilité pour le niveau de capturer un trou de la bande de valence

$$c_p^p = \sigma_p v_p p \quad (3.4)$$

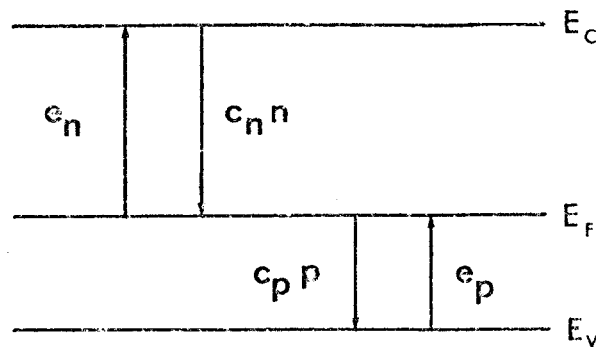


Figure 3.1 : Emissions et captures entre un niveau piège  $E_T$  et les bandes de conduction et de valence.

Les inégalités entre les taux d'émissions et de captures déterminent l'état d'occupation du piège et la façon dont il atteint cet équilibre. En fonction de ce comportement est établie une classification en piège à trou ou à électron, centre de génération ou de recombinaison. Les définitions s'y rapportant varient avec les auteurs. Pour notre part, nous adopterons celle de SAH<sup>1</sup>, reprise dernièrement par BOURGOIN et LANNOO<sup>2</sup> de façon plus claire, parce qu'elle inclue toutes les autres. Cette définition est la suivante :

Un piège se comporte comme :

- i) un piège à électrons lorsque  $e_n \gg c_p^p$  et  $c_n^n \gg e_p$
- ii) un piège à trous lorsque  $e_p \gg c_n^n$  et  $c_p^p \gg e_n$
- iii) un centre de génération lorsque  $e_n \gg c_p^p$  et  $e_p \gg c_n^n$
- iiii) un centre de recombinaison lorsque  $c_p^p \gg e_n$  et  $c_n^n \gg e_p$ .

Ecrivons les conditions mathématiques déterminant la nature d'un niveau.

Dans la mesure où nous écrivons  $n$  et  $p$  en fonction des quasi-niveaux de Fermi,

$$n = n_i \exp \frac{E_{F_n} - E_i}{kT} \quad (3.5)$$

$$p = n_i \exp \frac{E_i - E_{F_p}}{kT} \quad (3.6)$$

En utilisant les égalités :

$$n_i \exp \frac{E_{F_n} - E_i}{kT} = N_c \exp \frac{E_{F_n} - E_c}{kT} \quad (3.7)$$

$$n_i \exp \frac{E_i - E_{F_p}}{kT} = N_v \exp \frac{E_v - E_{F_p}}{kT} \quad (3.8)$$

on obtient les rapports :

$$\frac{e_n}{c_p p} = g_n \frac{c_n}{c_p} \exp \frac{E_T + E_{F_p} - 2E_i}{kT} \quad (3.9)$$

$$\frac{c_n n}{e_p} = g_p \frac{c_n}{c_p} \exp \frac{E_T + E_{F_n} - 2E_i}{kT} \quad (3.10)$$

Nous prendrons ensuite  $g_p = g_n = 1$

Si  $\frac{E_T + E_{F_p}}{2} \gg E_i + \frac{kT}{2} \log \frac{c_p}{c_n} = E_1$ , alors  $e_n \gg c_p p$  (3.11)

Si  $\frac{E_T + E_{F_n}}{2} \gg E_1$ , alors  $c_n n \gg e_p$  (3.12)

La position de  $E_1$  par rapport à  $E_i$  dépend du rapport  $\frac{c_p}{c_n}$ .

Si le défaut est un accepteur, il est neutre lorsqu'il est vide et devient négatif lorsqu'il se remplit d'électrons. Lorsqu'il est chargé négativement, il induit une attraction coulombienne pour les trous, tandis que l'attraction pour les électrons lorsqu'il est neutre (c'est-à-dire avant de capturer un électron) n'est pas à longue portée.



D'où  $\sigma_p > \sigma_n$  et  $\frac{kT}{2} \text{Log} \frac{\sigma_p}{\sigma_n} > 0$

Pour un accepteur, on a donc  $E_1 > E_i$  tandis que pour un donneur,  $E_1 < E_i$ .

D'autres relations peuvent encore être écrites.

En utilisant (3.5) et (3.7) dans (3.1) on obtient :

$$e_n \gg \sigma_n v_n n \quad \text{si} \quad E_T \gg E_{F_n} \quad (3.13)$$

de même avec (3.6), (3.8) et (3.2)

$$c_{pp} \gg e_p \quad \text{si} \quad E_T \gg E_{F_p} \quad (3.14)$$

En exprimant le rapport  $\frac{c_n n}{c_p p}$  à l'aide de (3.5) et (3.6), et en utilisant la définition de  $E_1$ , on obtient :

$$c_n n \gg c_p p \quad \text{si} \quad \frac{E_{F_n} + E_{F_p}}{2} \gg E_1 \quad (3.15)$$

En exprimant le rapport  $\frac{e_n}{e_p}$  des équations (3,1) et (3,2) en fonction de  $E_1$  défini en (3,11) on obtient la dernière inégalité

$$e_n \gg e_p \quad \text{si} \quad E_T \gg E_1 \quad (3.16)$$

Pour définir l'état de remplissage, nous calculerons le rapport  $\frac{N_T - n_T}{n_T}$ , où  $N_T$  est la concentration du défaut et  $n_T$  le nombre d'électrons sur le défaut. Par abus de langage nous dirons que  $N_T$  est "le nombre de places" sur le niveau et  $n_T$  le nombre d'électrons sur le niveau. Les taux d'émission et de capture se définissent alors comme suit :

- émission d'électrons :  $e_n n_T$
- capture d'électrons :  $c_n n (N_T - n_T)$
- émission de trous :  $e_p (N_T - n_T)$
- capture de trous :  $c_p p n_T$

$$(3.17)$$

Les équations d'équilibre s'écrivent :

$$\frac{dn}{dt} = n_T e_n - (N_T - n_T) c_n n \quad (3.18)$$

$$\frac{dp}{dt} = (N_T - n_T) e_p - n_T c_p p \quad (3.19)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = (N_T - n_T) (c_p + c_n n) - n_T (e_n + c_p p) \quad (3.20)$$

A.N. : Pour le silicium, nous prendrons par la suite :

$$N_c = 5,41 \cdot 10^{15} T^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_v = 2,12 \cdot 10^{15} T^{3/2} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_i = 3,39 \cdot 10^{15} T^{3/2} \exp \frac{-E_g}{2kT} \text{ cm}^{-3}$$

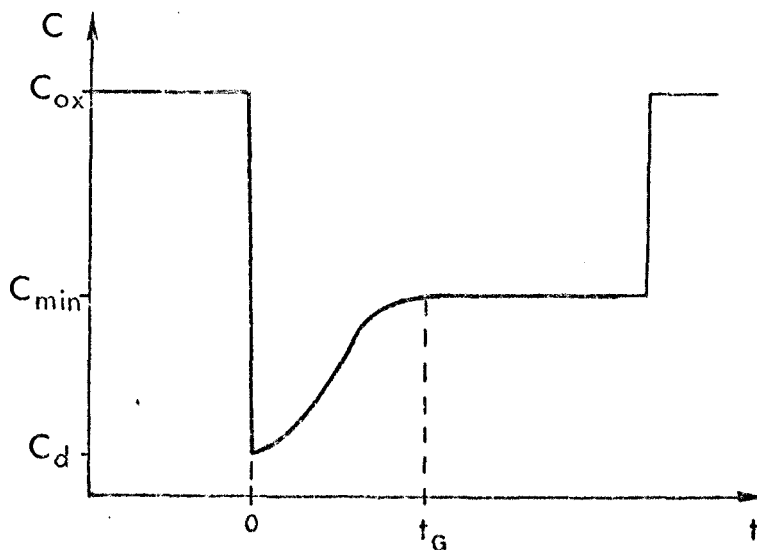
## 2. ANALYSES DE TRANSITOIRES

### 2.1 C(t)

Cette technique consiste à créer un transitoire de capacité non périodique en faisant passer brutalement la polarisation de la capacité de l'accumulation à l'inversion. Comme nous le verrons Chapitre IV, les porteurs minoritaires ne peuvent répondre instantanément à l'échelon de tension (signal continu). Ils ne peuvent pas non plus suivre le signal alternatif de mesure de la capacité dont la fréquence est trop élevée (1 MHz).

Pour une tension d'inversion donnée  $V_G$ , nous passerons donc d'un état initial ( $t = 0^+$ ) de déplétion profonde (courbe b de la figure 2.1) à un état final d'inversion où seule la capacité liée à la zone de charge d'espace est mesurée (courbe c de la figure 2.1).

La durée du transitoire (figure 3.2) est le temps nécessaire à l'établissement de la zone d'inversion. Ce temps  $t_G$  dépend du taux de génération des porteurs minoritaires.



*Figure 3.2 : Transitoire de capacité créé par un échelon de tension faisant passer la capacité de l'accumulation à l'inversion.*



Les deux états d'équilibre entre lesquels la capacité évolue peuvent se définir comme suit :

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0^+ \quad Q_{s_i} &= q N_A W_i \\ \psi_{s_i} &= \frac{q N_A W_i^2}{2 \epsilon_s} \end{aligned} \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \text{à } t = t_G \quad Q_{s_F} &= q N_A W_F + Q_{inv} \\ \psi_{s_F} &= \frac{q N_A W_F^2}{2 \epsilon_s} \end{aligned} \quad (3.22)$$

D'après le Chapitre I (3,3), la largeur de zone d'espace en inversion est la même quelle que soit la tension  $V_G$  appliquée. Elle est égale à  $W_m$  défini par (1.28).

L'analyse du transitoire visant l'obtention de renseignements sur la génération (processus de génération, centres de génération) sera développée dans le Chapitre IV dont c'est l'objet.

## 2.2 D.L.T.S.

La "Deep Level Transient Spectroscopy", méthode introduite par LANG<sup>3</sup>, permet d'analyser simplement un transitoire de capacité périodique créé en appliquant une impulsion électrique périodique sur une diode Schottky. Cette technique étant quasiment toujours employée avec des diodes Schottky (ou des jonctions pn, np), nous la présenterons à l'aide de cette structure. Les modifications introduites par l'emploi d'une capacité M.O.S. feront l'objet du Chapitre V.

Soit une diode Schottky de type p, contenant un niveau profond, sur laquelle on applique une impulsion réduisant la polarisation en inverse de la tension  $V_0$  à la tension  $V_1$  (Figure 3.3). Avant l'impulsion, la zone de déplétion a une largeur  $W_0$  et le piège est plein d'électrons pour  $x < W_0 - \lambda_c$ . Lorsque la tension est réduite à  $V_1$ , les trous de la bande de valence se réajustent instantanément. Le niveau piège se vide par capture de trous ( $c_p p$ ) dans la zone où  $W_0 - \lambda_1 < x < W_0 - \lambda_0$ . Après cette impulsion de vidage d'électrons (ou plutôt de remplissage de trous), la tension appliquée est de nouveau  $V_0$ . Le niveau piège n'est alors plus en état d'équilibre, car rempli de trous pour  $W_1 - \lambda_1 < x < W_0 - \lambda_0$ . Il en résulte un excès de charges positives à compenser par des accepteurs ionisés de concentration  $N_A$  : la zone de déplétion a une largeur  $W_0 + \Delta W(t_p)$ . Au fur et à mesure que les trous sont réémis avec le

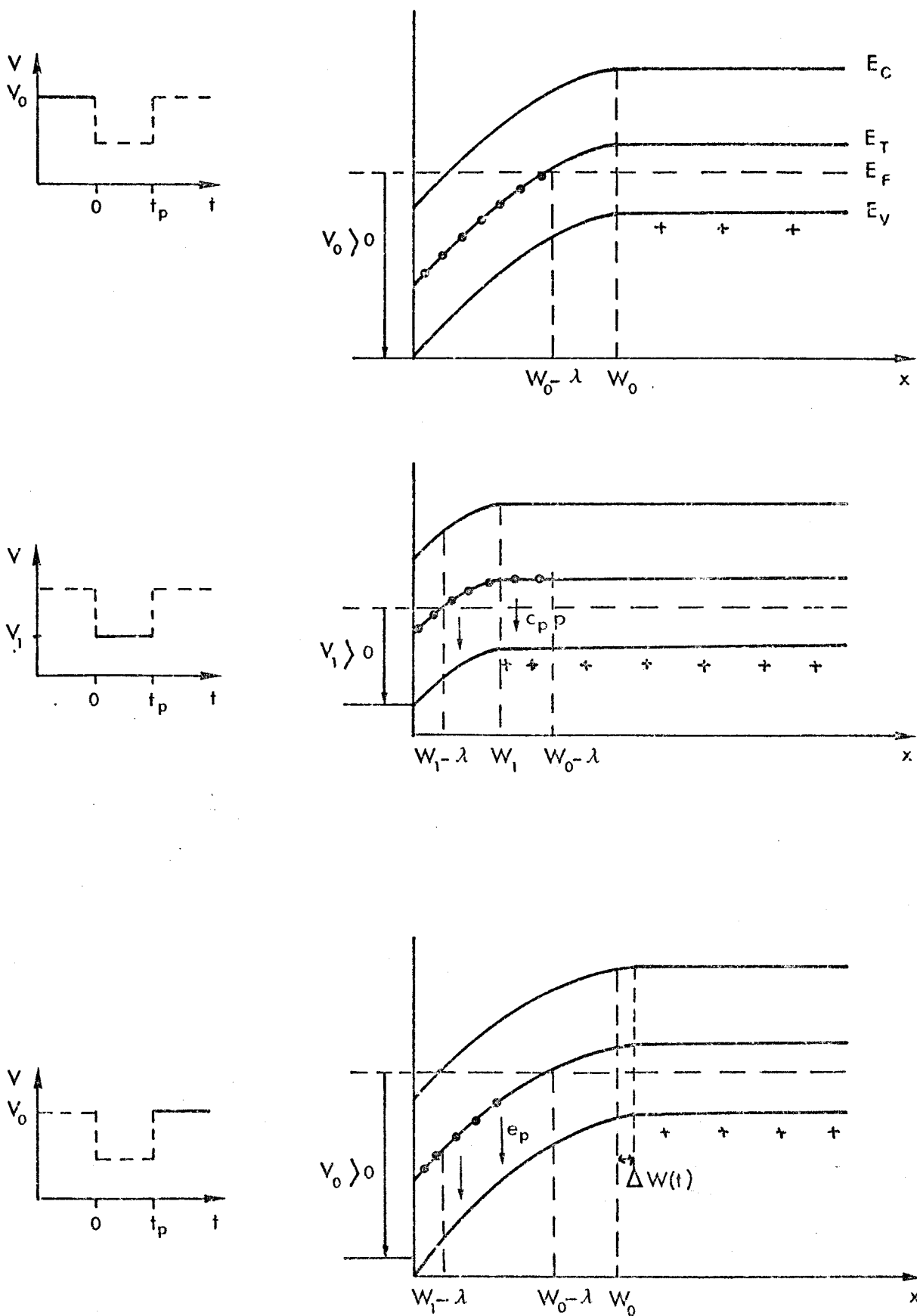


Figure 3.3 : Diagrammes des bandes d'énergie d'une diode Schottky de type p avant, pendant et après l'impulsion de tension.

taux d'émission  $e_p$ , la largeur de la zone de déplétion diminue de plus en plus pour tendre vers  $W_0$ .

La capacité de la diode Schottky étant égale à  $\frac{\epsilon_s S}{W}$ , ce  $\Delta W(t)$  introduit un transitoire de capacité tel que

$$\frac{\Delta C(t)}{C} = - \frac{\Delta W(t)}{W} \quad (3.23)$$

En écrivant que la tension appliquée  $V_0$  est constante, on relie facilement  $\Delta C(t)$  à la variation de charge<sup>4</sup> ce qui permet d'écrire :

$$\frac{\Delta C(t)}{C} = - \frac{N_T}{2N_A(W_0)} \frac{(W_0 - \lambda_0)^2 - (W_1 - \lambda_1)^2}{W_0^2} \exp[-e_p(t-t_p)] \quad (3.24)$$

où, si  $N_A$  est constant,  $\lambda_0$  et  $\lambda_1$  sont égaux à  $\lambda$

$$\lambda = \left[ \frac{2\epsilon_s}{q^2 N_A} (E_T - E_F) \right]^{1/2} \quad (3.25)$$

On se servira par la suite de  $\Delta C(t) = \Delta C_0 \exp[-e_p(t-t_p)]$

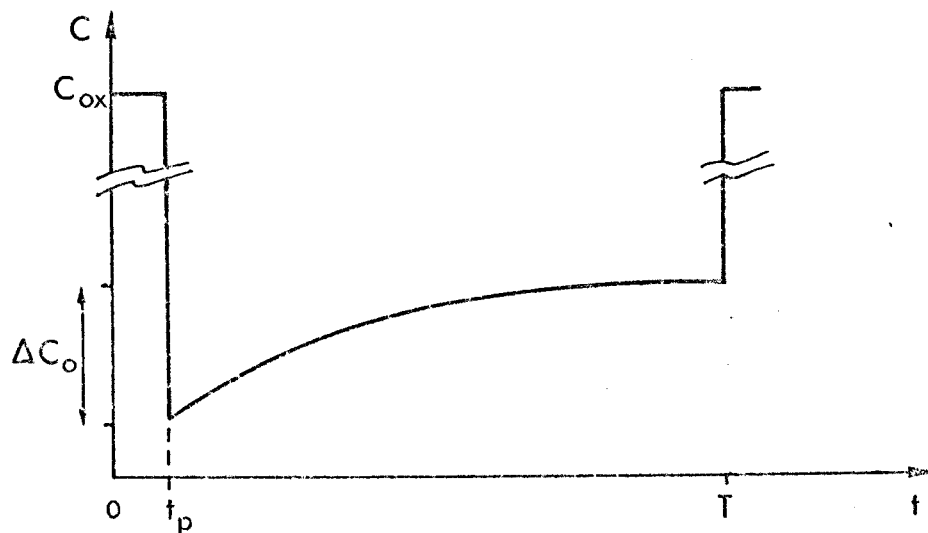


Figure 3.4 : Transitoire de capacité périodique observé en DLTS.

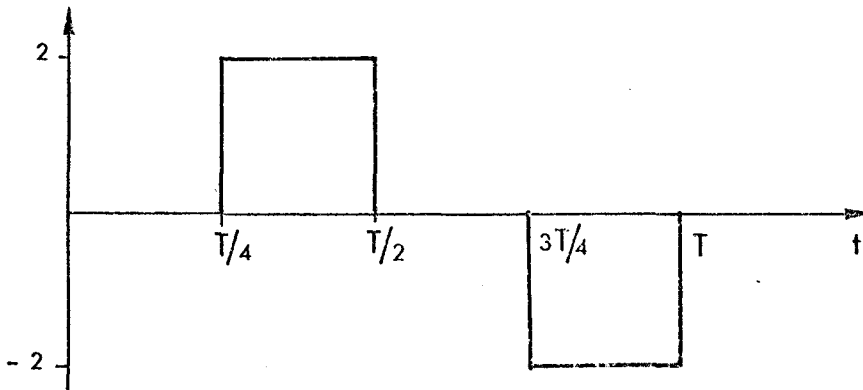
Si l'on traçait la courbe  $\text{Log}(\Delta C)$  en fonction de  $t$ , la pente donnerait le taux d'émission à la température de mesure. Puis le  $\text{Log} T^2/e_p$  en fonction de  $1/T$  donnerait l'énergie d'activation du niveau. Cette méthode serait trop fastidieuse et surtout imprécise, le transitoire de capacité étant parfois très faible.

L'analyse DLTS est une opération de filtrage consistant à fixer une fenêtre de taux d'émission pour le système de mesure. Le taux d'émission variant fortement avec la température, il suffit de faire subir à l'échantillon une remontée en température. Lorsque son taux d'émission passe dans la fenêtre fixée expérimentalement, le filtrage du  $\Delta C(t, T)$  donne un pic DLTS dont le maximum correspond à  $e_{p0}$  fixé. Plusieurs remontées en température permettent de tracer le  $\text{Log}(T^2/e_p)$  en fonction de  $1/T$  dont la pente donne l'énergie d'activation et l'ordonnée à l'origine la section de capture du piège.

Le filtrage peut être réalisé par un double boxcar<sup>3</sup> dont on fixe les deux portes aux instants  $t_1$  et  $t_2$  à compter de la fin de l'impulsion. Le taux d'émission  $e_{p0}$  est alors relié à  $t_1$  et  $t_2$  par :

$$e_{p0} = \frac{\text{Log } t_2/t_1}{t_2 - t_1} \quad (3.26)$$

Une autre méthode (celle dont nous nous servons, voir annexe D) utilise une double détection synchrone<sup>4</sup>. La fonction de transfert du filtre ainsi formé est telle que



$$\begin{array}{lll} F(t) = 0 & \text{pour} & 0 < t < T/4 \\ F(t) = 2/T & \text{pour} & T/4 < t < T/2 \\ F(t) = 0 & \text{pour} & T/2 < t < 3T/4 \\ F(t) = -2/T & \text{pour} & 3T/4 < t < T \end{array} \quad (3.27)$$

La réponse de ce filtre est :

$$R(e_p) = \frac{2\Delta C_o \cdot f}{e_p} \left[ \exp\left(-\frac{e_p}{4f}\right) - \exp\left(-\frac{e_p}{2f}\right) - \exp\left(-\frac{3e_p}{4f}\right) + \exp\left(-\frac{e_p}{f}\right) \right] \quad (3.28)$$

La fenêtre du taux d'émission est fixée par la relation :

$$e_{p_0} = 1,72 f \quad (3.29)$$

$$\text{D'autre part } R_o = 0,152 \Delta C_o \quad (3.30)$$

Lorsque la durée de l'impulsion  $t_p$  n'est pas suffisamment faible devant la période de mesure, les relations (3.29) et (3.30) ne sont plus rigoureusement exactes. Des abaques établies par A. BLOSSE<sup>5</sup> permettent d'effectuer la correction.

L'utilisation de la DLTS est très simple. Cependant elle nécessite de sérieuses précautions d'usage dans certains cas<sup>5</sup> :

– en présence d'une résistance série importante dans le substrat, la capacité mesurée devient

$$C' = \frac{C}{1 + R_s^2 C^2 \omega^2} \quad (3.31)$$

Le pic DLTS en est modifié. Son amplitude varie en fonction de  $R_s$ . Son sens peut être inversé complètement ou en partie, donnant dans ce dernier cas l'illusion d'avoir deux pics distincts et de sens opposés.

– lorsque l'occupation du niveau piège ne dépend plus seulement de  $e_p$  mais également du taux de capture  $c_p p(x)$ , la constante de temps du transitoire varie suivant les zones du substrat. La variation de capacité n'étant plus exponentielle, la valeur du taux d'émission donnée par la technique DLTS peut être très différente de la valeur réelle.

Toute cette analyse DLTS est utilisée pour étudier des niveaux discrets. Dans le cas où les défauts correspondent à une distribution de niveaux d'énergie  $D(E_T)$  située entre  $E_1$  et  $E_2$ , la DLTS peut encore être appliquée si la densité d'états varie lentement en fonction de l'énergie<sup>2</sup>.

Lorsque l'analyse du signal est réalisée par un double boxcar, la réponse du système à une température T donnée s'écrit :

$$R(T) = \int_{E_1}^{E_2} D(E_T) R(e_p, t) dE_T \quad (3.32)$$

$$\text{où } R(e_p, t) = \Delta C_o [ \exp(-e_p t_1) - \exp(-e_p t_2) ] \quad (3.33)$$

Lorsque  $e_p = e_{p_0}$ , R(e\_p, t) donne un pic DLTS. D'après l'expression (3.2) de  $e_p$ , l'énergie d'activation du piège est égale à :

$$E_{T_0} = kT \text{Log} \left( \frac{\text{Log}(t_2/t_1)}{c_p N_v (t_2 - t_1)} \right) \quad (3.34)$$

Si ce pic DLTS est suffisamment étroit, on peut écrire

$$R(T) \approx \Delta C_o D(E_{T_0}) \int_{E_1}^{E_2} \exp[(-e_p t_1) - \exp(-e_p t_2)] dE_T$$

Un changement de variable donne encore :

$$R(T) \approx \Delta C_o D(E_{T_0}) kT \int_{e_1}^{e_2} [ \exp(-e_p t_1) - \exp(-e_p t_2) ] \frac{de_p}{e_p}$$

La fonction à intégrer correspondant à un pic étroit, l'intégration peut se faire entre zéro et l'infini. D'où l'expression :

$$R(T) \approx \Delta C_o D(E_{T_0}) kT \text{Log} \frac{t_2}{t_1} \quad (3.35)$$

qui permet d'obtenir immédiatement la densité d'états.

Cette analyse DLTS pourra être utilisée pour les densités d'états d'interface lorsque celles-ci varient très peu dans la gamme d'énergie de la fonction R(e\_p, T).

## CHAPITRE IV

### ETUDE PAR TRANSITOIRE NON PERIODIQUE

#### 1. DESCRIPTION DU TRANSITOIRE

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre III, l'application sur la capacité M.O.S. d'une marche de tension allant de l'accumulation à l'inversion provoque un transitoire de capacité. La durée de ce transitoire représente le temps nécessaire à la formation de la zone d'inversion. Il est donc directement lié au taux de génération des minoritaires.

Prenons le cas où la génération des minoritaires s'effectue par l'intermédiaire d'un niveau d'énergie  $E_T$  ayant  $N_T$  places (concentration) pour un électron. Tant que la capacité est en accumulation, ce niveau est vide (Figure 4.1a). Juste après la marche de tension, la capacité se trouve en régime de déplétion profonde (Figure 4.1b) qui va évoluer jusqu'à la stabilisation en régime d'inversion (Figure 4.1c).

Dans son état final, le niveau  $E_T$  sera plein pour  $x < W_F - \lambda$  et vide au-delà. Pendant tout le temps du transitoire, sa partie située entre  $W(t)$  et  $W_F$  sert uniquement de centre de génération. Les électrons ne peuvent provenir que de la bande de valence, par une émission de trous suivie d'une émission d'électrons. La concentration des porteurs libres étant négligeable dans la zone de déplétion, il est possible d'écrire le taux de génération.

Tous les électrons composant la zone d'inversion ont été générés par l'intermédiaire du niveau  $E_T$ . Le taux de génération est donc égal au taux d'émission d'électrons de ce niveau, ce qui s'écrit :

$$G = e_n n_T \quad (4.1)$$

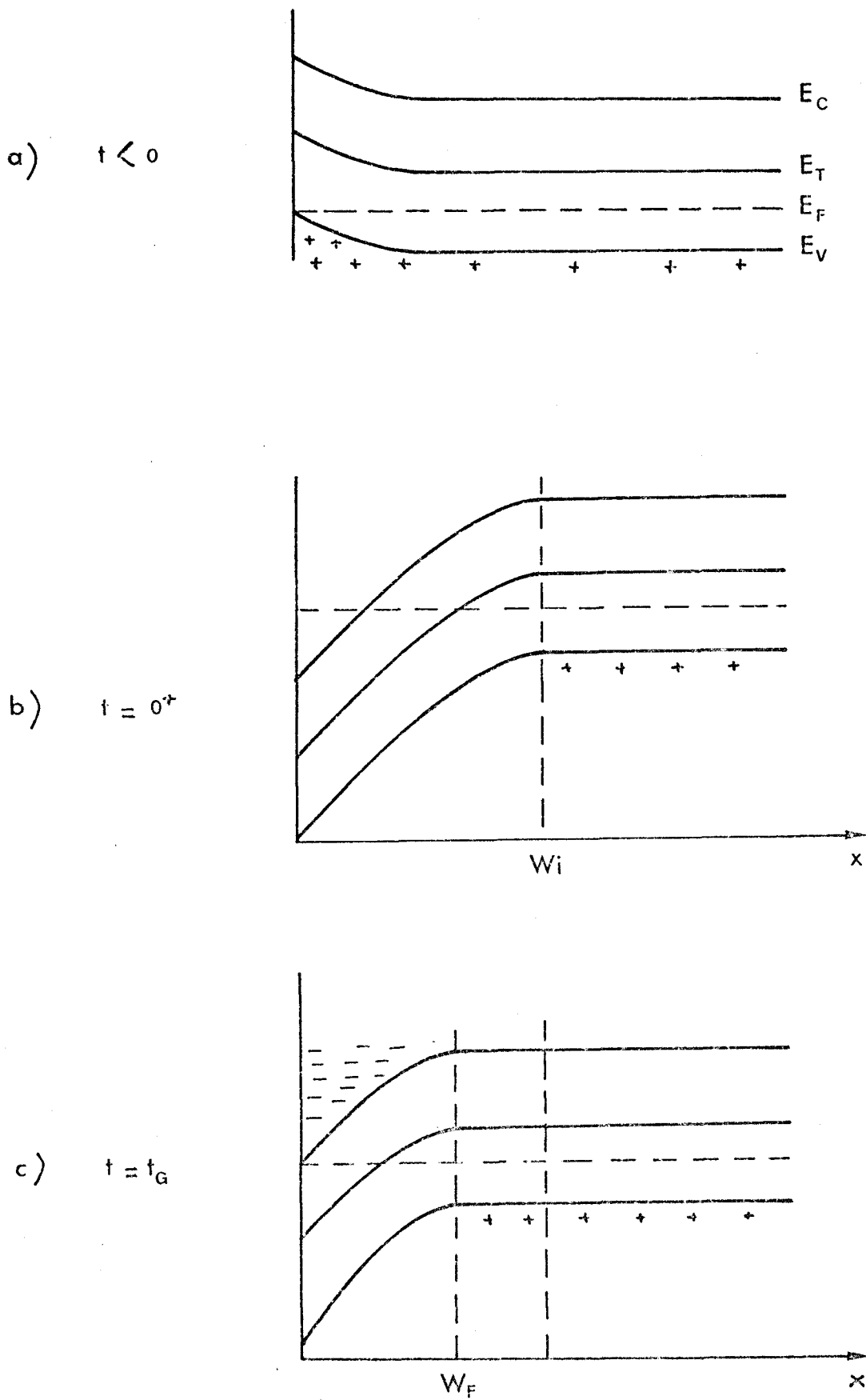


Figure 4.1 : Diagrammes des bandes d'énergie correspondant à l'analyse  $C(t)$ .  
a) avant l'échelon de tension ; b) juste après l'échelon de tension ;  
c) au temps  $t_G$  correspondant à la fin du transitoire de capacité.





où  $n_T$  est le nombre d'électrons sur le niveau.

D'autre part, le niveau est vide dans son état initial comme dans son état final.  
Le nombre de trous émis est donc égal au nombre d'électrons émis, soit

$$e_n n_T = e_p (N_T - n_T) \quad (4.2)$$

En tirant  $n_T$  de (4.2), on obtient le taux de génération :

$$G = \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} N_T \quad (4.3)$$

En injectant les expressions (3.1) et (3.2) de  $e_n$  et  $e_p$  dans l'équation (4.3), G s'écrit :

$$G = \frac{N_T}{\frac{1}{c_n N_c} \exp \frac{E_c - E_T}{kT} + \frac{1}{c_p N_v} \exp - \frac{E_v - E_T}{kT}} \quad (4.4)$$

Pour un niveau quelconque, un des deux processus d'émission domine.

Lorsque  $e_n \gg e_p$ , l'expression (4.3) devient

$$G = e_p N_T$$

Le taux de génération dépend donc essentiellement du processus le plus lent.

En injectant (3.7) et (3.8) dans les expressions (3.1) et (3.2) de  $e_n$  et  $e_p$ , on peut aussi mettre G sous la forme

$$G = \frac{n_i}{\frac{1}{c_n N_T} \exp \left( \frac{E_i - E_T}{kT} \right) + \frac{1}{c_p N_T} \exp \left( \frac{E_T - E_i}{kT} \right)} \quad (4.5)$$

Cette expression est équivalente à celle généralement employée pour G

$$G = \frac{n_i}{\tau_G} \quad (4.6)$$

où la constante de temps  $\tau$  est

$$\tau_G = \tau_{n_0} \exp \frac{E_i - E_T}{kT} + \tau_{p_0} \exp \frac{E_T - E_i}{kT} \quad (4.7)$$

$\tau_{n_0}$  et  $\tau_{p_0}$  étant les durées de vie des électrons et des trous.

La génération peut également se faire par la surface latérale de la région de charge d'espace. On écrit le taux de génération correspondant de façon globale, car on ne sait pas mieux l'exprimer :

$$G_s = n_i s_0 \quad (4.8)$$

où  $s_0$  est la vitesse de génération en surface d'une surface déplétée. De la même façon il faut tenir compte éventuellement de la génération de surface à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> sous l'électrode métallique, dont le taux est égal à  $n_i s$ . Ces trois types de génération sont représentés sur la Figure 4.2.

La variation de charge due aux porteurs minoritaires accumulés à l'interface s'écrit<sup>1</sup> pour les trois contributions respectives :

$$\frac{dQ_{inv}(t)}{dt} = q n_i \left[ \frac{W(t) - W_F}{\tau_G} + (W(t) - W_F) s_0 \frac{P}{A} + s \frac{A_G}{A} \right] \quad (4.9)$$

où  $P$  est le périmètre de l'électrode,  $A$  l'aire de la capacité incluant la zone latérale de charge d'espace et  $A_G$  l'aire de l'électrode métallique.

Si l'électrode est circulaire de diamètre  $d$ , l'équation (4.9) devient :

$$\frac{dQ_{inv}}{dt} \approx q n_i (W - W_F) \left[ \frac{1}{\tau_G} - 4 \frac{s}{d} + 4 \frac{s_0}{d} \right] + q n_i s \quad (4.10)$$

## 2. TECHNIQUE DE ZERBST

Au transitoire de charge  $dQ_i$  correspond  $dC$ .

Durant le transitoire de capacité, la tension appliquée sur l'échantillon est constante et égale à

$$V_G = V_{ox} + \psi_s$$

c'est-à-dire

$$V_G = \frac{1}{C_{ox}} (q N_A W + Q_{inv}) + \frac{q N_A W^2}{2 \epsilon_s} \quad (4.11)$$

Par différentiation on obtient la relation entre  $dQ$  et  $dW$

$$0 = \frac{1}{C_{ox}} \left( q N_A \frac{dW}{dt} + \frac{dQ_{inv}}{dt} \right) + \frac{q N_A}{\epsilon_s} W \frac{dW}{dt} \quad (4.12)$$

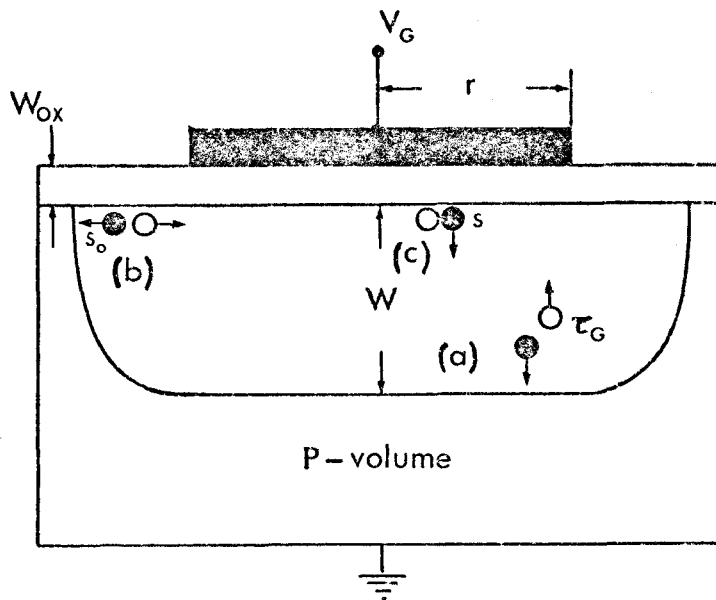


Figure 4.2 : Mécanismes de génération de porteurs dans une capacité M.O.S. polarisée :  
 a) génération en volume ; b) génération par la surface latérale de la région de charge d'espace ; c) génération en surface sous l'électrode métallique (d'après Schroder et Guldberg<sup>1</sup>).

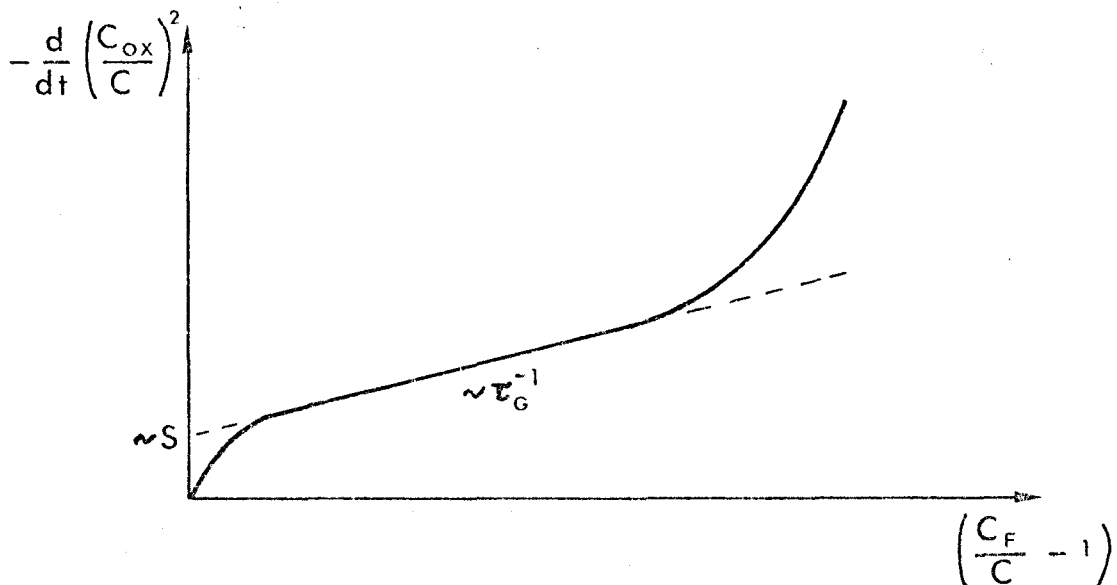


Figure 4.3 : Courbe de Zerbst obtenue à partir du transitoire de capacité, montrant la partie linéaire et la valeur de  $s$  (ordonnée à l'origine).

En écrivant dans (4.12) W sous la forme

$$W = \frac{\epsilon_s}{C_{ox}} \left( \frac{C_{ox}}{C} - 1 \right) \quad (4.13)$$

on obtient une expression de la forme

$$0 = \frac{dQ_{inv}}{dt} + \frac{qN_A \epsilon_s}{2C_{ox}} \frac{d}{dt} \left( \frac{C_{ox}}{C} \right)^2 \quad (4.14)$$

En prenant le cas où la couche d'inversion est formée par une génération en volume et en surface,  $dQ_{inv}/dt$  est donné par :

$$\frac{dQ_{inv}}{dt} = q n_i s + \frac{q n_i}{\tau_G} (W - W_F) \quad (4.15)$$

ou encore

$$\frac{dQ_{inv}}{dt} = q n_i \left[ s + \frac{\epsilon_s}{\tau_G C_F} \left( \frac{C_F}{C} - 1 \right) \right] \quad (4.16)$$

On obtient finalement :

$$- \frac{d}{dt} \left( \frac{C_{ox}}{C} \right)^2 = \frac{2 n_i C_{ox}}{N_A \epsilon_s} \left[ s + \frac{\epsilon_s}{\tau_G C_F} \left( \frac{C_F}{C} - 1 \right) \right] \quad (4.17)$$

L'analyse de Zerst consiste à tracer la courbe  $-\frac{d}{dt} \left( \frac{C_{ox}}{C} \right)^2$  en fonction de  $\left( \frac{C_F}{C} - 1 \right)$ . Cette courbe (Figure 4.3) comporte une partie linéaire dont la pente est reliée au taux de génération en volume. Le point d'intersection de cette droite avec l'axe des abscisses fournit la vitesse de recombinaison en surface.

En fait, la partie linéaire de la courbe indique que la génération des porteurs minoritaires est proportionnelle à  $(W - W_F)$  et la pente indique une durée de vie effective  $\tau'_G$  égale à

$$\tau'_G = \left[ \frac{1}{\tau_G} + s_0 P/A \right]^{-1} \quad (4.18)$$

Dans la partie linéaire, s est très inférieur à  $s_0$ . Pour une électrode circulaire (4.18) s'écrit donc :

$$\tau'_G = \left[ \frac{1}{\tau_G} + 4 s_0/d \right]^{-1} \quad (4.19)$$

La génération de surface est importante au début de la formation de la zone d'inversion. Ensuite, la génération de volume domine. Il est donc nécessaire d'appliquer une tension

d'inversion très forte sur la capacité afin de créer un grand transitoire permettant de voir la génération de volume<sup>1</sup>.

Cette technique de "Zerbst" a fait l'objet de nombreux articles présentant chacun de nouveaux apports quant à la détermination de  $s$ ,  $s_0$  et leur part respective dans la génération des minoritaires. Nous ne les développerons pas, n'ayant pas nous-même utilisé en détail cette méthode au cours de notre étude.

Une autre façon d'obtenir  $\tau$  consiste à le calculer directement à partir du transitoire.

L'équation (4.12) peut encore s'écrire :

$$0 = \frac{dW}{dt} \left[ 1 + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} \frac{W}{d} \right] + \frac{G}{N_A} (W - W_F) \quad (4.20)$$

HEIMAN<sup>2</sup> en tire la solution :

$$\left[ 1 + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} \frac{W_F}{d} \right] \text{Log} \left( \frac{W - W_F}{W_i - W_F} \right) + \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} \frac{W - W_i}{d} = -t \frac{G}{N_A} \quad (4.21)$$

et en termes de capacités :

$$\text{Log} \left[ \frac{\frac{C_F}{C} - 1}{\frac{C_F}{C_i} - 1} \right] + \left[ \frac{C_F}{C} - \frac{C_F}{C_i} \right] = -t \frac{G}{N_A} \frac{C_F}{C_{ox}} \quad (4.22)$$

Plus le dopage est élevé et/ou plus l'oxyde est épais, plus le terme en Log dominera. Pour extraire la durée de vie, il écrit (4.20) sous la forme :

$$\frac{dC}{dt} = \frac{C^2}{C_{ox}} \frac{G}{N_A} \left( 1 - \frac{C}{C_F} \right) \quad (4.23)$$

La pente du transitoire pour une valeur de  $C$  à un instant donné donne la valeur de  $G$ . Lorsque celle-ci a atteint la valeur constante du taux de génération en volume, il en extrait  $\tau_G$ .

### 3. DEPENDANCE DE LA DUREE DU TRANSITOIRE AVEC LA TEMPERATURE.

Une autre exploitation de la courbe  $C(t)$  peut être faite en se servant de la dépendance en température du temps de génération  $t_G$ . L'idée de départ, donnée par JUND et POIRIER<sup>3</sup>, consiste à tracer le  $\text{Log } t_G$  en fonction de  $\frac{1000}{T}$ ;  $t_G$  étant le temps nécessaire à l'établissement de la zone d'inversion. La pente de la droite ainsi obtenue donne directement l'énergie d'activation du centre de génération. Cette information spectroscopique supplémentaire permet donc de différencier les pièges servant à la génération, ce qui n'est pas possible avec la technique de Zerbst.

Plusieurs auteurs<sup>1,3,4</sup> ont fait la même étude. Nous n'avons trouvé aucun raisonnement satisfaisant. Mais toutes les divergences qu'ils peuvent avoir entre eux quant aux processus physiques de la génération ou quant à la variation globale de charge, n'affectent en rien le comportement de  $t_G$  en fonction de la température. JUND et POIRIER trouvent ainsi une droite dont la pente donne une énergie d'activation de 0,55 eV. D.K. SCHRODER et J. GULDBERG<sup>1</sup> ont étudié la dépendance en température de  $t_G$  pour deux types d'échantillons, dominés soit par la génération de volume soit par la génération de surface. Il apparaît que les pentes sont les mêmes, correspondant également à 0,55 eV. Ceci implique que les niveaux les plus actifs pour la génération de surface sont ceux situés au milieu du gap, ou que la génération est intrinsèque.

Seuls R. BHARAT et al.<sup>4</sup> ont obtenu un niveau d'énergie à 0,64 eV, ce qui est nettement éloigné du milieu du gap. Ce résultat a été obtenu sur des capacités M.O.S. Al-SiO<sub>2</sub>-Si Czochralski de type n. Cela montre que cette méthode permet bien de voir les niveaux servant de centres de génération, qu'ils soient au milieu du gap ou non.

Ces auteurs n'ayant pas écrit mathématiquement cette dépendance en température, nous allons le faire en ne considérant que la génération en volume, approximation justifiée lorsque l'on polarise l'échantillon loin en inversion. En effet, plus la zone d'inversion à créer est importante, plus  $t_G$  est long, et plus la génération en surface devient faible devant celle de volume.

Rappelons les états initial et final du transitoire (Chapitre III) :

$$\begin{aligned} \text{à } t = 0^+ \quad |Q_{s_i}| &= q N_A W_i \\ \psi_{s_i} &= \frac{q N_A W_i^2}{2\epsilon_s} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{à } t = t_G \quad |Q_{s_F}| &= q N_A W_F + |Q_{inv}| \\ \psi_{s_F} &= \frac{q N_A W_F^2}{2\epsilon_s} \end{aligned}$$

En écrivant que  $V_G$  est constant et égal à

$$V_G = \frac{|Q_s|}{C_{ox}} + \psi_s$$

On obtient :

$$\frac{1}{C_{ox}} q N_A W_i + \frac{q N_A W_i^2}{2\epsilon_s} = \frac{1}{C_{ox}} (q N_A W_F + Q_{inv}) + \frac{q N_A W_F^2}{2\epsilon_s} \quad (4.24)$$

Il faut le temps  $t_G$  pour générer la quantité de charge  $\Delta Q_s$ . En admettant que la génération se fait uniquement entre  $W_F$  et  $W_i$ , nous écrivons :

$$q \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} N_T t_G (W_i - W_F) = q N_A (W_F - W_i) + Q_{inv} \quad (4.25)$$

Et en injectant la relation (4.24) dans (4.25), on obtient finalement

$$t_G = \frac{e_n + e_p}{e_n e_p} \frac{N_A}{2 N_T d} \times \left( \frac{\epsilon_{ox}}{\epsilon_s} \right) (W_i + W_F) \quad (4.26)$$

ou encore

$$\text{Log } t_G = \text{Log} \left( \frac{1}{e_n} + \frac{1}{e_p} \right) + \text{Log} \left( \frac{N_A \epsilon_{ox}}{2 N_T d \epsilon_s} \right) + \text{Log} (W_i + W_F) \quad (4.27)$$

Si  $e_n \gg e_p$ , alors  $G = e_p N_T$  et, en se servant de la relation (3.2)

$$\text{Log } t_G = \frac{E_T - E_v}{kT} - \text{Log} (\sigma_p v_p N_v (g_p)^{-1}) + \text{Log} (W_i + W_F) + \text{Log} \left( \frac{N_A \epsilon_{ox}}{2 N_T d \epsilon_s} \right) \quad (4.28)$$

Pour plus de précision, on peut encore exprimer  $N_v$  et  $v_p$  en fonction de la température et écrire

$$\text{Log} (T^2 t_G) = \frac{E_T - E_v}{kT} + \text{Log} (W_i + W_F) + \text{Log} \left[ \frac{N_A}{2 N_T} \frac{\epsilon_{ox}}{d \epsilon_s} \frac{1}{\gamma_p \sigma_p} \right] \quad (4.29)$$

Le terme en  $W_F + W_i$  est gênant car son comportement en température dépend de celui de la capacité et notamment d'un décalage éventuel de la caractéristique  $C(V)$ , correspondant à une variation de tension de bandes plates avec la température. Cette variation existe en présence d'une distribution d'états d'interface<sup>5</sup>. Pour une même tension appliquée, l'échantillon sera donc en déplétion plus ou moins profonde à l'instant  $t = 0^+$ , ce qui entraîne une forte dépendance de  $W_i$  avec la température dans les cas défavorables. La variation de  $W_F$  est par contre connue, puisque d'après (1.28).

$$W_F = \sqrt{\frac{4 \epsilon_s kT \text{Log}(N_A/n_i)}{q^2 N_A}}$$

avec d'après les relations (3.7) et (3.8)

$$n_i = \sqrt{N_c N_v \exp - \frac{E_G}{2kT}}$$

$$= 3,39 \cdot 10^{15} T^{3/2} \exp - \frac{E_G}{2kT} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (4.30)$$

A.N. : pour une capacité M.O.S. sur matériau de dopage  $N_A = 1 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^3$

à 330° K  $W_F = 0,84 \text{ } \mu\text{m}$

à 150° K  $W_F = 1,08 \text{ } \mu\text{m}$

en prenant un cas défavorable où  $W_i = 3 \text{ } \mu\text{m}$  à 300° K et  $6 \text{ } \mu\text{m}$  à 150° K, on obtient

$$\text{Log}(W_i + W_F) = -12,47 \text{ à } 330^\circ \text{ K}$$

$$= -11,86 \text{ à } 150^\circ \text{ K}$$

En prenant  $N_T = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  et  $d = 530 \text{ \AA}$ , on trouve

$$\text{Log} \left( \frac{N_A}{2N_T} \frac{\epsilon_{ox}}{d\epsilon_s} \right) = 17,2$$

La variation de  $W_F + W_i$  en température peut donc influencer sur la pente de la droite et, dans les cas où le comportement de la caractéristique  $C(V)$  en température est trop défavorable, il est nécessaire d'en tenir compte pour le calcul de l'énergie d'activation.

#### 4. MESURES

Notre but étant de pouvoir comparer les résultats obtenus par DLTS et ceux obtenus par  $C(t)$ , nous avons déterminé les énergies d'activation des centres de génération par la méthode spectroscopique développée en 3.

La durée du transitoire de capacité a été mesurée à partir de l'enregistrement réalisé sur une table traçante très performante.

Nous avons observé trois types de transitoires révélateurs de la présence ou non d'états d'interface.



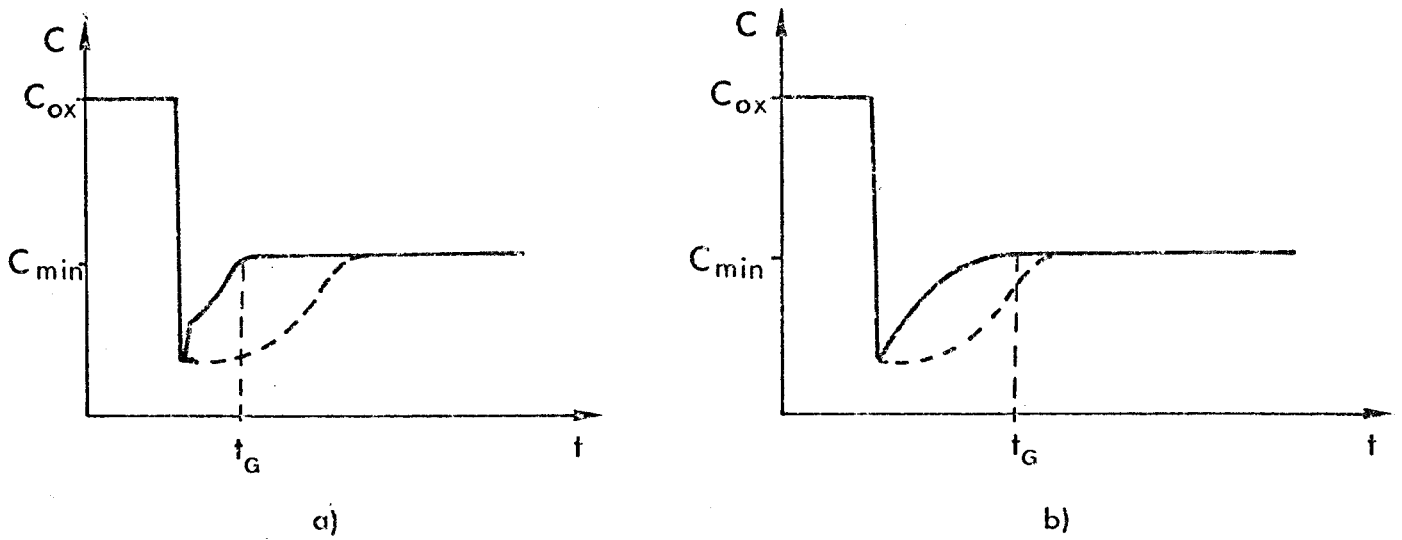


Figure 4.4 : Transitoires de capacité avec et sans états d'interface (en pointillé)

a) états d'interface peu profonds

b) états d'interface profonds.

(d'après Zaininger et Heiman<sup>6</sup>).

Lorsque la capacité est en accumulation, tous les états d'interface sont pleins de trous (pour du type p) puisque situés au-dessus du niveau de Fermi. En effet  $(E_F - E_V)$  en surface est nul à l'accumulation. Une fois la capacité polarisée en inversion, tous les états situés sous le niveau de Fermi doivent se remplir d'électrons (ou perdre leurs trous). Le processus dominant est alors l'émission de trous. Toutes ces charges "négatives" accumulées près de la surface diminuent d'autant la charge de la zone d'inversion qui doit être générée.

Si les états d'interface sont peu profonds (Figure 4.4a), l'émission de trous est très rapide. Le transitoire de capacité comprend une première partie très brève correspondant au temps nécessaire pour que les états d'interface atteignent leur état d'équilibre. La zone d'inversion proprement dite est formée par une génération en volume, avec un taux  $G$ , durant la seconde partie du transitoire. La quantité de charges d'inversion à générer étant diminuée par la présence des états d'interface, la durée  $t_G$  du transitoire est plus courte. Mais la constante de temps reste la même. Il est donc possible d'obtenir l'énergie d'activation du centre de génération de volume.

Par contre, lorsque les états d'interface ont un temps d'émission de trous comparable à la durée du transitoire (Figure 4.4b), la constante de temps obtenue est une combinaison de deux constantes de temps :  $\frac{1}{\tau_{int}}$  pour l'interface et  $\frac{c_n + c_p}{c_n c_p}$  pour la génération en volume. Il n'est alors pas possible de déduire l'énergie d'activation du centre de génération.

Dans le Tableau 4, nous avons reporté les principaux résultats obtenus. Il est intéressant de remarquer que les transitoires du type b ne sont pas systématiquement obtenus sur des échantillons dont les caractéristiques  $C(V)$  présentaient des états d'interface. Ainsi la capacité n vierge de type 6 ne semblait pas contenir d'état d'interface et son transitoire de capacité va dans le sens contraire. Par contre, la capacité de type 1 irradiée avec  $5.10^{15}$  électrons  $cm^{-2}$  à 1 MeV contient une distribution d'états d'interface (établie d'après la caractéristique  $C(V)$ ) qui n'influe pas sur l'allure du  $C(t)$ . Ces états sont probablement trop lents pour intervenir de façon notable dans la génération. Mais ce cas est une exception : de manière générale, tous les échantillons irradiés ont une génération de porteurs minoritaires en volume et à l'interface. Il n'est alors pas possible de déterminer la contribution de chaque processus.

Lorsque l'énergie d'activation est bien celle d'un niveau de volume, le taux de génération est déterminé par le processus le plus lent. Mais l'analyse du transitoire ne permet pas de dire quelle est la transition observée.

Pour deux échantillons vierges de type p (séries 1 et 6), nous obtenons (Figure 4.5) une énergie d'activation de 0,64 eV, dans la même gamme de température. Nous pouvons supposer qu'il s'agit du centre de génération observé par R. BHARAT<sup>4</sup>. Néanmoins les allures différentes des transitoires dans les deux cas incitent à la prudence. A plus haute température, l'échantillon de type p n°6 révèle un piège à 0,46 eV. Etant donné que  $0,64 \text{ eV} + 0,46 \text{ eV} = 1,1 \text{ eV}$ , largeur de la bande interdite, il est possible que ces deux énergies correspondent au même piège, la transition vue étant, selon la gamme de température, une émission d'électrons vers la bande de conduction ou une émission de trous vers la bande de valence. Mais nous pouvons aussi être en présence de deux pièges de volume distincts. C'est alors le processus le plus lent du piège dominant la génération qui est analysé à travers le transitoire de capacité. Il reste encore une troisième hypothèse : nous sommes en présence d'un état d'interface et d'un état de volume.

L'énergie d'activation du centre de génération de l'échantillon de type 1 irradié à 1 MeV est égale à 0,48 eV. Ce niveau, dans la mesure où  $\Delta E = E_T - E_V$ , correspondrait à un piège d'irradiation déjà identifié par DLTS sur diode SCHOTTKY<sup>7</sup>. Dans tous les autres cas, le  $\Delta E$  obtenu représente une combinaison d'états de volume et d'interface. Il est donc difficile de faire des hypothèses à leur propos.

Ces résultats montrent que cette méthode ne permet pas d'obtenir de renseignements très précis. Il n'est pas possible de distinguer entre niveau de volume et états d'interface, entre émission d'électrons et émission de trous pour un niveau de volume. De plus, seuls les centres dominants pour la durée de vie des porteurs peuvent être vus, ce qui est insuffisant.

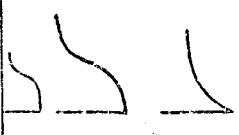



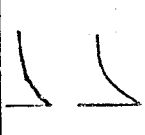

N°	Type	N <sub>cm<sup>-3</sup></sub>	Oxyde	Traitement	Température °K	Durée du transitoire (sec)	ΔE V	Allure du transitoire	Remarques
1	F	6,6.10 <sup>15</sup>	530 Å ± 53 Å oxygène sec	* vierge (fig. 2.6) * irradié avec 5.10 <sup>15</sup> e <sup>-</sup> cm <sup>-2</sup> à 1 MeV (fig. 2.8) * irradié avec 5.10 <sup>15</sup> e <sup>-</sup> cm <sup>-2</sup> à 1,3 MeV (fig. 2.10.a)	290 à 330 247 à 288 197 à 257	37 à 2,85 63 à 2,6 68,5 à 0,5	0,64 0,48 0,33		<ul style="list-style-type: none"> <li>centre de génération observé en réf. 4 voir fig.4.5</li> <li>si ΔE = E<sub>T</sub> - E<sub>y</sub>, alors piège connu 7</li> <li>si ΔE = E<sub>T</sub> - E<sub>y</sub>, alors piège connu 7</li> <li>combinaison d'états de volume et d'interface</li> </ul>
2	P	1,6.10 <sup>15</sup>	915 Å oxygène sec	implantation ionique au bore (100, KeV, -2) 4.10 <sup>13</sup> at/cm <sup>2</sup> (fig. 2.11)	172 à 273	300 à 0,35	0,365		
3	P	5.10 <sup>15</sup>	695 Å oxygène sec	vierge (fig. 2.12)	293 à 335	1428 à 25	0,764		
4	n	1,5.10 <sup>15</sup>	739 Å ± 71 Å oxygène humide	* vierge (fig. 2.13) * irradié avec 5.10 <sup>14</sup> e <sup>-</sup> cm <sup>-2</sup> à 1 MeV (fig. 2.14)	287 à 335 248 à 288	434 à 5,2 507 à 2,85	0,71 0,61		<ul style="list-style-type: none"> <li>combinaison d'états de volume et d'interface</li> </ul>
5	n	1.10 <sup>16</sup>	1350 Å + 135 Å oxygène humide	* vierge (fig. 2.15) * irradié avec 5.10 <sup>15</sup> e <sup>-</sup> cm <sup>-2</sup> à 1 MeV (fig. 2.16)	298 à 340 247 à 283	35 à 1,25 21,5 à 0,75	0,64 = 0,55		<ul style="list-style-type: none"> <li>combinaison d'états de volume et d'interface</li> <li>pas bonne précision sur ΔE</li> </ul>
6	P	8.10 <sup>14</sup>	≈ 5500 Å oxygène humide	vierge	252 à 338	900 à 1,5	0,46 0,64		voir discussion et fig. 4.5.

TABLEAU IV



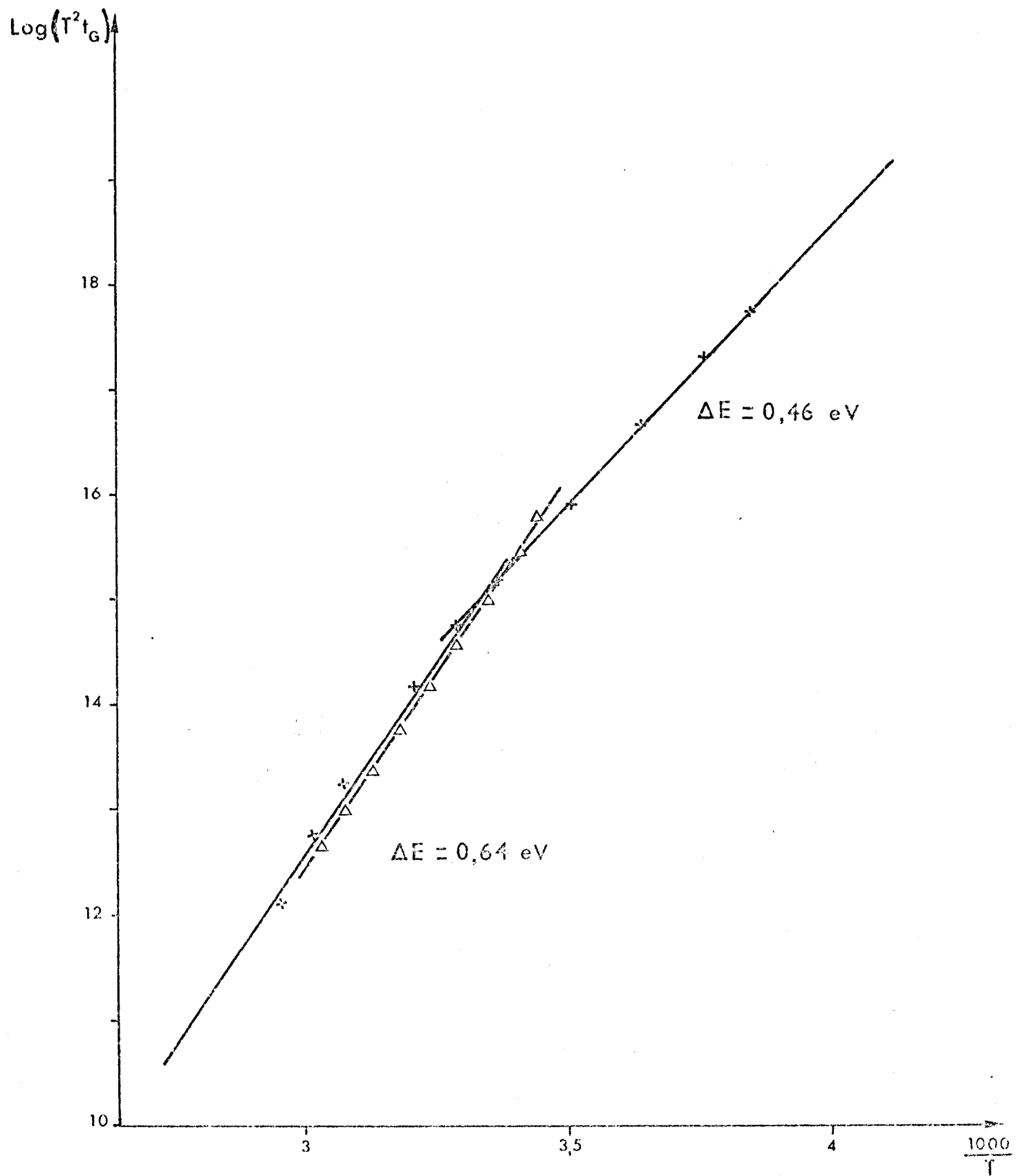


Figure 4.5 : Signatures des centres de génération obtenues à partir du transitoire  $C(t)$   
X : capacité de type p n° 6 ;  $\Delta$  : capacité de type p n° 1.



## CHAPITRE V

### TRANSITOIRES PERIODIQUES

Le principe de l'analyse DLTS a été décrit dans le chapitre III, dans le cas où la structure utilisée est une diode Schottky. Cette analyse étant faite à partir du transitoire de capacité créé par une variation périodique de tension, il est nécessaire dans le cas des capacités M.O.S. de déterminer d'abord  $\Delta C(t)/C$ . La capacité à considérer est la capacité totale donnée par l'expression (1.19). Pour cela, nous devons considérer chaque cas de polarisation (déplétion, inversion et accumulation) puisque pour chacun la variation de capacité  $\Delta C(t)$  a une expression spécifique en fonction de la variation de charge  $\Delta \rho(t)$ . Puis selon le sens de l'impulsion de tension d'amplitude  $\Delta V$ , nous déterminerons la variation de charge  $\Delta \rho(t)$  qui dépend des différentes transitions ayant lieu entre niveaux pièges et bandes de conduction ou de valence. Par convention nous parlerons de déplétion (pour prendre un exemple) moins forte lorsque l'impulsion de tension ramène la capacité en déplétion plus faible, c'est-à-dire correspondant à un potentiel de surface  $\psi_s$  plus faible en valeur absolue. De même nous parlerons de déplétion plus forte lorsque durant l'impulsion, la courbure de bandes sera un peu plus forte, un peu plus éloignée de la courbure nulle.

Tous les exemples sont pris dans le cas d'un substrat de type p, l'extension au cas n étant étant immédiate. Les processus évoqués dans ce chapitre concernent des pièges de volume. L'extension au cas des niveaux d'interface est immédiate au point de vue processus. L'analyse est celle d'une distribution continue, faite au Chapitre III. Nous développerons, à la fin de ce chapitre, la façon dont sont en général analysés ces états, et comment ils peuvent être distingués, en principe, des niveaux de volume.

#### 1. DEPLETION.

C'est le cas équivalent à celui d'une diode Schottky et c'est le seul qui ait été étudié sur capacité M.O.S. jusqu'à présent<sup>1</sup>, bien que pour des raisons expérimentales expliquées dans le prochain chapitre, il soit difficile à étudier en pratique.

### 1.1 EXPRESSION DU TRANSITOIRE DE CAPACITE $\Delta C(t)$ .

D'après les relations établies au chapitre I dans le cas de la haute fréquence, la capacité totale de la capacité M.O.S. en déplétion est :

$$C = \frac{C_{ox} C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} \quad (\text{voir } 1.19)$$

avec, en considérant pour la suite des calculs les capacités effectives des échantillons,

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_s S}{W}$$

Il en résulte que

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta C_{sc}}{C_{sc}} \times \frac{C}{C_{sc}} \quad (5.1)$$

c'est à dire

$$\frac{\Delta C(t)}{C} = - \frac{\Delta W(t) \times C}{\epsilon_s S} \quad (5.2)$$

Le transitoire de capacité est directement relié à la variation de la zone de charge d'espace. Pour obtenir celle-ci, reprenons l'équation de Poisson (1.7). En utilisant l'approximation de déplétion définie en I.3.2, la double intégration de l'équation de Poisson donne :

$$\psi_s = \frac{1}{\epsilon_s} \int_0^W x \rho(x) dx \quad (5.3)$$

En injectant (5.3) dans l'expression (2.1) de la tension appliquée, nous obtenons :

$$V_G = \frac{S}{C_{ox}} \int_0^W \rho(x) dx + \frac{1}{\epsilon_s} \int_0^W x \rho(x) dx \quad (5.4)$$

Après l'impulsion, la tension est constante et égale à  $V_a$ . D'où

$$0 = d V_{ox} + d \psi_s$$

expression, qui développée donne

$$0 = \frac{S}{C_{ox}} \left[ \rho(W) \Delta W(t) + dt \int_0^W \frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} dx \right] + \frac{1}{\epsilon_s} \left[ W \rho(W) \Delta W(t) + dt \int_0^W \frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} dx \right] \quad (5.5)$$

ce qui s'écrit encore :

$$0 = \rho(W_a) \Delta W(t) \left[ \frac{S}{C_{ox}} + \frac{W_a}{\epsilon_s} \right] + \int_0^{W_a} \left( \frac{S}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s} \right) \Delta \rho(x,t) dx \quad (5.6)$$

Nous en tirons l'expression de  $\Delta W(t)$  :

$$\Delta W(t) = \frac{-1}{\rho(W_a) \left[ \frac{S}{C_{ox}} + \frac{W_a}{\epsilon_s} \right]} \int_0^{W_a} \left( \frac{S}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s} \right) \Delta \rho(x,t) dx \quad (5.7)$$

En injectant (5.7) dans (5.2), avec  $\rho(W_a) = -q N_A \Delta C(t)$  s'écrit :

$$\Delta C(t) = \frac{-C_a^3}{q N_A \epsilon_s S} \int_0^{W_a} \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s S} \right) \Delta \rho(x,t) dx \quad (5.8)$$

Pour déterminer  $\Delta \rho(x,t)$  dans les deux cas de déplétion, nous considérerons le cas simple où le défaut se comporte comme un piège à trous (c'est à dire comme un piège à porteurs majoritaires).

## 1.2 DEPLETION MOINS FORTE

De manière générale, on peut écrire :

$$\Delta \rho(x,t) = -e \Delta n(x,t) - e \Delta n_T(x,t) + e \Delta p(x,t) \quad (5.9)$$

En déplétion,  $n$  et  $p$  sont nuls dans la zone de charge d'espace. De plus les porteurs libérés dans la bande de valence s'en échappent en  $10^{-12}$  sec.

D'où  $\Delta n = \Delta p = 0$ .

L'émission et la capture de trous étant les processus dominants, la relation (3.20) donnant l'équilibre du piège s'écrit :

$$\frac{dn_T}{dt} = (N_T - n_T) c_p - n_T c_p p \quad (5.10)$$

Pendant l'impulsion, la courbure de bandes est diminuée (Figure 5.1.a). Le piège se vide jusqu'à  $W_1 - \lambda_1$  en capturant des trous avec le taux de capture  $c_p p$ . Après l'impulsion (Figure 5.1.b), le piège doit se remplir dans la zone où  $W_1 - \lambda_1 < x < W_0 - \lambda_0$ . Ceci ne peut se

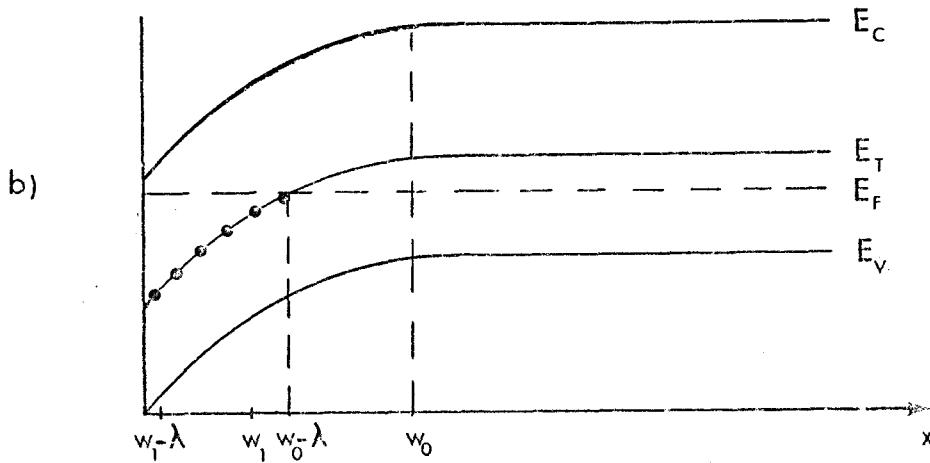
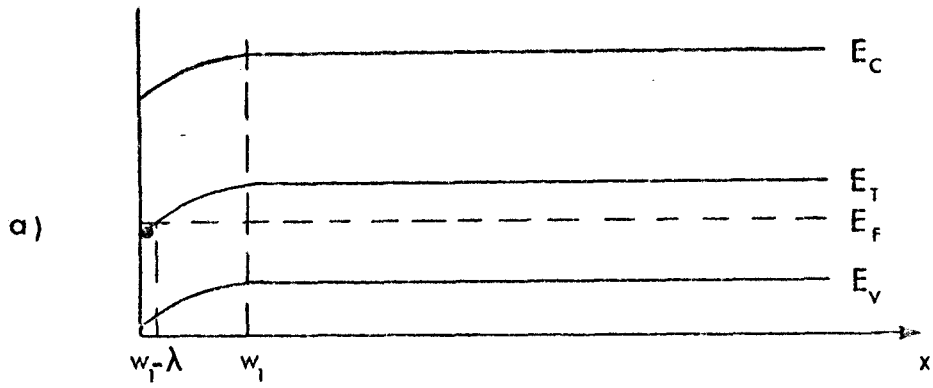


Figure 5.1 : Courbures de bandes en déplétion

- 1) déplétion moins forte : pour  $t < t_p$  : a  
pour  $t > t_p$  : b
- 2) déplétion plus forte : pour  $t < t_p$  : b  
pour  $t > t_p$  : a



faire que par une émission de trous et l'équation (5.10) devient

$$\frac{dn_T}{dt} = (N_T - n_T) e_p \quad (5.11)$$

avec  $n_T(t_p) = 0$  si l'on suppose qu'à  $t = t_p$  le piège a atteint son état d'équilibre correspondant à  $V_b$ , et  $n_T(\infty) = N_T$

D'où l'expression de  $n_T(t - t_p)$

$$n_T(t - t_p) = N_T [ 1 - \exp(-e_p(t - t_p)) ] \quad (5.12)$$

En DLTS, nous analysons  $\Delta C(t)$  par rapport à la capacité  $C_a$  obtenue à la tension de base  $V_a$ . La perturbation est donc calculée par rapport à la valeur finale.

$$\Delta n_T(t - t_p) = n_T(t - t_p) - n_T(\infty)$$

$$\text{d'où} \quad \Delta \rho(t - t_p) = +q N_T \exp(-e_p(t - t_p)) \quad (5.13)$$

Dans la mesure où  $N_T$  est constant,  $\Delta \rho$  ne dépend pas de  $x$ . L'expression (5.8) de  $\Delta C(t)$  devient

$$\Delta C(t - t_p) = \frac{-C_o^3 N_T}{N_A \epsilon_s S} \exp[-e_p(t - t_p)] \left[ \frac{(W_o - \lambda_o)(W_1 - \lambda_1)}{C_{ox}} + \frac{(W_o - \lambda_o)^2 - (W_1 - \lambda_1)^2}{2 \epsilon_s S} \right] \quad (5.14)$$

Le transitoire de capacité est donc négatif par rapport à la capacité d'équilibre  $C_o$ .

### 1.3 DEPLETION PLUS FORTE.

L'impulsion  $\Delta V$  appliquée courbe davantage les bandes d'énergie.

Le niveau émet donc des trous pendant l'impulsion. Puis il doit se vider lorsque  $t > t_p$ , dans la zone où  $x > W_1 - \lambda_1$  (Figure 5.1a). Cela se fait par une capture de trous, dans une région où la concentration en trous est différente de zéro.

L'équation (5.10) s'écrit maintenant :

$$\frac{dn_T}{dt} = -n_T c_p p + N_T e_p \quad (5.15)$$

En pratique  $t_p \ll$  période qui est approximativement égale à  $c_p p^{-1}$ , ce qui entraîne que le piège ne peut se remplir que très partiellement durant l'impulsion.

$n_T(t-t_p)$  évolue donc entre  $n_T(t_p) = N_T [ 1 - \exp(-e_p t_p) ]$  et  $n_T(\infty) = 0$ . Ce qui donne :

$$n_T(t-t_p) = N_T [ 1 - \exp(-e_p t_p) ] \exp[-c_p p (t-t_p)] + N_T \frac{c_p}{c_p p} \quad (5.16)$$

le dernier terme devant être négligé pour respecter la condition finale.

En remplaçant  $\Delta \rho(t-t_p) = -q \Delta n_T(t-t_p) = -q n_T(t-t_p)$  dans (5.8) on obtient un transitoire de capacité positif :

$$\Delta C(t-t_p) = \frac{C_1^3}{N_A \epsilon_s S} N_T [ 1 - \exp(-e_p t_p) ] \int \left( \frac{W_o^{-\lambda_o}}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s S} \right) \exp[-c_p p (x,t)(t-t_p)] dx \quad (5.17)$$

L'intégrale ne peut être résolue analytiquement car  $p$  dépend de  $x$ . Dans la mesure où les processus de capture ne sont pas trop rapides pour être vus en D.L.T.S., les spectres obtenus seront d'amplitude très faible. Le terme d'émission est contenu dans l'amplitude du pic. Le seul intérêt de ce cas est de nous renseigner sur la dépendance thermique de la capture.

## 2. INVERSION

Il y a en pratique deux cas à considérer :

1/ celui où la température est telle (cela dépend des échantillons; voir Chapitre IV) que la génération de porteurs minoritaires est trop lente pour se faire durant la période de mesure DLTS. La variation de capacité reflète alors la transition entre le niveau piège et la bande de valence, à charge d'inversion constante. Ce cas est alors le même que celui de la déplétion. Il permet néanmoins de voir des pièges plus profonds, le potentiel de surface  $\psi_s$  étant supérieur à  $2\psi_B$  en inversion.

2/ celui où la charge d'inversion évolue durant la période, la génération étant suffisamment rapide dans cette plage de température. Le transitoire de capacité est alors lié à la variation de charge  $q \Delta \rho(t)$  liée au niveau piège ainsi qu'à la variation de la charge d'inversion  $\Delta Q_i(t)$ . Les expressions établies pour le régime de déplétion ne sont plus valables et c'est ce cas que nous étudierons sous le nom d'inversion.

### 2.1 EXPRESSION DU TRANSITOIRE DE CAPACITE $\Delta C(t)$

A une tension d'inversion  $V_a$  donnée, la capacité du semiconducteur est donnée par  $C_{sc} = \frac{\epsilon_s}{W_m}$  (voir 1.31). Nous pouvons écrire la tension  $V_a$  :

$$V_a = - \frac{Q_{i,a} + qN_A W_m}{C_{ox}} + \frac{qN_A W_m^2}{2\epsilon_s} \quad (\text{voir 4.11})$$

Lorsque nous appliquons un échelon de tension sur la capacité, la largeur de la zone de charge d'espace est portée instantanément à la valeur initiale  $W_i$ , tandis que le niveau piège et la zone d'inversion sont hors d'équilibre. A cet instant initial, la tension  $V_b$  est égale à :

$$V_b = - \frac{Q_{i,a} + qN_A W_i}{C_{ox}} + \frac{qN_A W_i^2}{2\epsilon_s} \quad (5.18)$$

Au cours du temps, le transitoire de capacité diminue et  $V_b$  tend simultanément vers son expression finale :

$$V_b = - \frac{Q_{i,b} + qN_A W_m}{C_{ox}} + \frac{qN_A W_m^2}{2\epsilon_s} \quad (5.19)$$

A tout instant, l'écart  $\Delta W(t)$  défini par  $W(t) - W_m$  est induit non seulement par le réajustement des niveaux pièges dans la zone de déplétion, mais aussi par le réajustement de la charge d'inversion.

Nous avons vu au chapitre II que la capacité mesurée en régime d'inversion était encore  $\frac{C_{ox} C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}}$ . La charge d'inversion intervient pour limiter la courbure de bandes mais elle ne contribue pas à la capacité à haute fréquence. Par conséquent l'expression (5.2) du transitoire de capacité  $\Delta C(t)$  reste valable en inversion. Pour la calculer, nous décomposons la tension appliquée aux bornes de la capacité sous la forme générale :

$$V_G = \frac{S}{C_{ox}} (Q_i + Q_{sc}) + \psi_s \quad (5.20)$$

ce qui s'écrit encore

$$V_G = \frac{S Q_i(t)}{C_{ox}} + \frac{S}{C_{ox}} \int_0^W \rho(x,t) dx + \frac{1}{\epsilon_s} \int_0^W x \rho(x,t) dx \quad (5.21)$$

De la même façon que dans le cas de déplétion, nous écrivons que  $V_G$  est constant, ce qui donne :

$$0 = \frac{S \Delta Q_i(t)}{C_{ox}} + \Delta W(t) \cdot \rho(W_m) \left[ \frac{S}{C_{ox}} + \frac{W_m}{\epsilon_s} \right] + \int_0^{W_m} \left( \frac{S}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s} \right) \Delta \rho(x,t) dx \quad (5.22)$$

Nous en déduisons l'expression du transitoire de capacité :

$$\Delta C(t) = - \frac{C_{\min}^3}{q N_A \epsilon_s S} \left\{ \int_0^{W_m} \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s S} \right) \Delta \rho(x,t) dx + \frac{\Delta Q_i(t)}{C_{ox}} \right\} \quad (5.23)$$

## 2.2 INVERSION MOINS FORTE.

A partir de la tension d'inversion  $V_a$ , nous appliquons sur l'échantillon une impulsion réduisant l'inversion. En passant de  $V_a$  à  $V_b$ , nous atteignons brutalement une capacité de déplétion, la capacité mesurée étant due à la charge d'espace. La caractéristique  $C(V)$  liée à cette impulsion de tension est parallèle à celle obtenue à partir d'une rampe de tension allant continuellement de l'accumulation à l'inversion (Figure 5.2). A  $t = 0^+$ , la charge d'inversion n'a pas pu changer et l'écart entre les deux caractéristiques  $C(V)$  y est lié par la relation :

$$V_b - V_{B'} = V_a - V_{\min} = - \frac{Q_{i,a}}{C_{ox}} \quad (5.24)$$

avec

$$V_b = - \frac{Q_{i,a} + q N_A W_{B'}}{C_{ox}} + \frac{q N_A W_{B'}^2}{2 \epsilon_s} \quad (5.25)$$

La charge d'inversion doit diminuer jusqu'à  $Q_{i,b}$ . Selon le taux de recombinaison des porteurs minoritaires et la durée de l'impulsion, la largeur de la zone de déplétion à  $t = t_p^-$  est égale à  $W_0 \leq W_m$  (Figure 5.3). Le niveau piège est donc plein d'électrons pour  $x < W_0 - \lambda$  (Figure 5.4a). A l'instant  $t_p^+$ , la tension est ramenée à  $V_a$  ce qui fait passer la largeur de la zone de déplétion de  $W_0$  à  $W_1$ . Le niveau piège doit se remplir d'électrons (par émission de trous) pour  $W_0 < x < W_1$ . La charge d'inversion doit cette fois-ci augmenter jusqu'à la valeur  $Q_{i,a}$  (figure 5.3). La génération de porteurs minoritaires qui en résulte réduit progressivement la largeur de zone de charge d'espace jusqu'à la valeur  $W_m$ . A tout instant  $t$  compris entre  $t_p$  et  $t_p + t_G$  ( $t_G$  étant le temps de génération défini au chapitre IV), l'occupation du niveau piège évolue de façon à être plein d'électrons pour  $W_0 - \lambda < x < W(t) - \lambda$ . Au temps  $t_p + t_G$ , la génération est terminée,  $W = W_m$  et le niveau piège est plein d'électrons pour  $x < W_m - \lambda$  (Figure 5.4b).

Dans le chapitre IV, nous n'avions tenu compte que de la variation de charge d'inversion, négligeant  $\Delta \rho(x,t)$  qui est dû aux niveaux pièges. Cela se justifiait dans la mesure où l'ajustement des pièges est de l'ordre de la milliseconde alors que les temps de génération mesurés étaient de l'ordre de la seconde ou même de la minute. Nous pouvions donc considérer

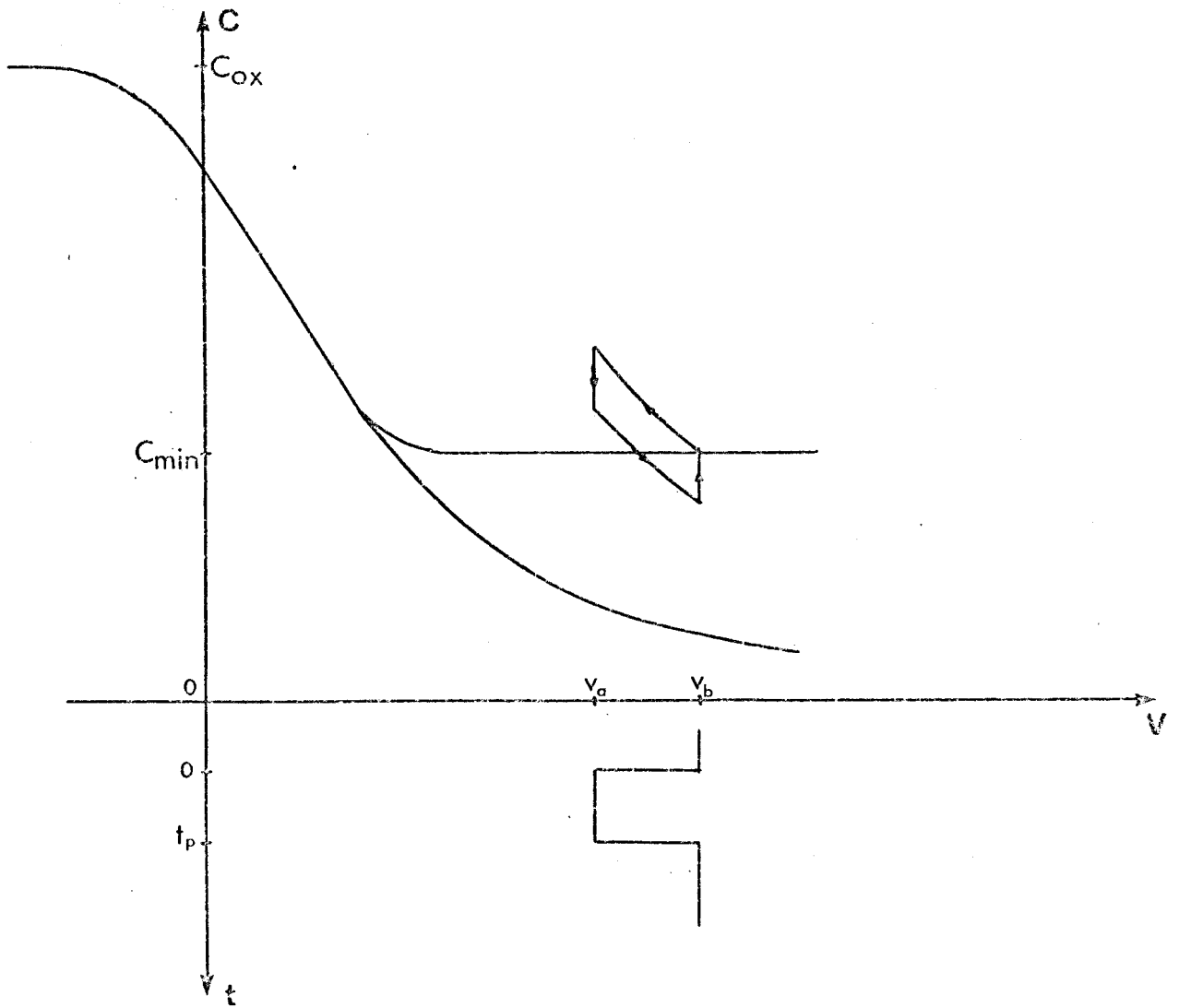


Figure 5.2 : Cycle de capacité provoqué par une impulsion d'inversion moins forte.

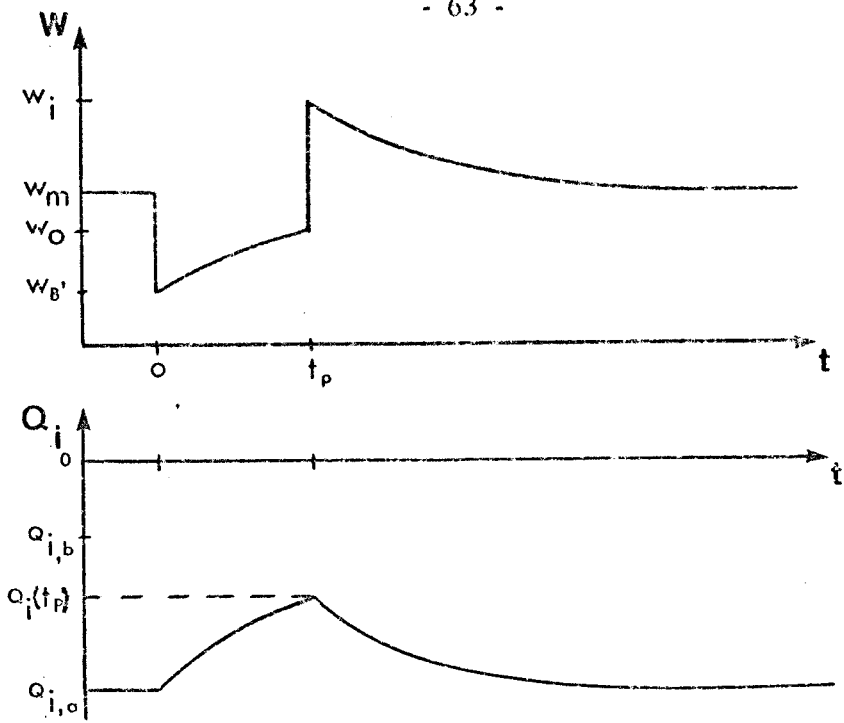


Figure 5.3 : Variations de la largeur de zone de charge d'espace et de la charge d'inversion dues à une impulsion d'inversion moins forte.

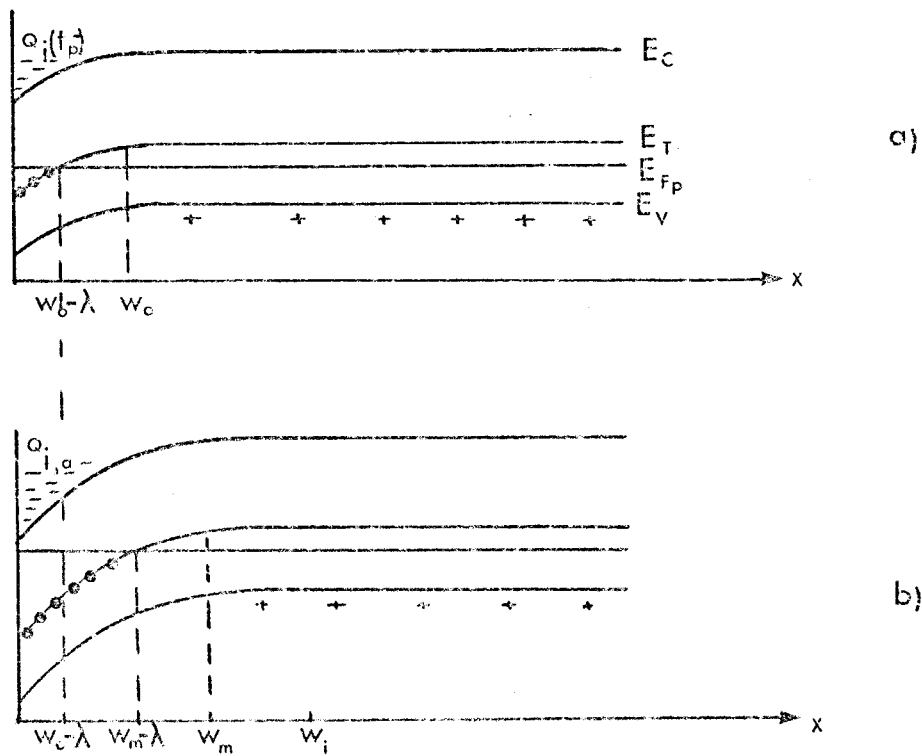


Figure 5.4 : Courbures de bandes en inversion moins forte.

a) à  $t = t_p$ ; b) à  $t = t_G$ .



sans problème que les centres de génération étaient à l'équilibre et que le taux de génération était constant, égal à  $N_T \frac{e_n e_p}{e_n + e_p}$ .

Dans ce chapitre, nous étudions des transitoires de capacité périodiques dans une plage de température où les deux processus évolutifs (génération et retour à l'équilibre du piège) sont du même ordre de grandeur que la période de répétition. La génération d'électrons en volume se fait par les niveaux pièges dans la zone où ils sont situés en-dessous du niveau de Fermi (voir Annexe C). C'est-à-dire que pour  $x < W - \lambda$ , le niveau fournit un  $\Delta \rho(x,t)$  et sert en même temps de centre de génération. Le taux de génération est ainsi lié au niveau d'occupation du niveau piège. Il varie donc avec le temps.

Pour calculer  $\Delta \rho(x,t)$  et  $\Delta Q_1(t)$  après l'impulsion, réécrivons les équations (3.18) et (3.19) qui deviennent ici

$$\frac{dn}{dt} = n_T e_n \quad (5.26)$$

et

$$\frac{dn_T}{dt} = (N_T - n_T) e_p - n_T e_n \quad (5.27)$$

avec  $n_T(t_p) = 0$  et  $n_T(\infty) = N_T \frac{e_p}{e_p + e_n}$

D'où

$$n_T(t - t_p) = N_T \frac{e_p}{e_n + e_p} [1 - \exp\{- (e_p + e_n)(t - t_p)\}] \quad (5.28)$$

Le taux de génération  $G$  est égal à  $\frac{dn}{dt}$ , d'où

$$G(t - t_p) = N_T \frac{e_p e_n}{e_p + e_n} [1 - \exp\{- (e_p + e_n)(t - t_p)\}] \quad (5.29)$$

Pour un piège à trous,  $e_p \gg e_n$  et les expressions (5.28) et (5.29) deviennent :

$$n_T(t - t_p) = N_T [1 - \exp\{- e_p(t - t_p)\}] \quad (5.30)$$

$$G(t - t_p) = N_T e_n [1 - \exp\{- e_p(t - t_p)\}] \quad (5.31)$$

Notons que si le centre de génération était situé au milieu du gap (ce qui n'est pratiquement pas vérifié par le chapitre IV), nous aurions

$$n_T(t - t_p) = \frac{1}{2} N_T [1 - \exp - 2 c_p (t - t_p)]$$

$$G(t - t_p) = \frac{1}{2} N_T e_p [1 - \exp - 2 c_p (t - t_p)]$$

La variation de charge d'inversion est égale à :

$$\Delta Q_i(t - t_p) = Q_i(t - t_p) - Q_{i,a}$$

ou encore

$$\Delta Q_i(t - t_p) = Q_i(t_p) - q \int_0^{t-t_p} (W(t) - \lambda) G(t - t_p) dt - Q_{i,a} \quad (5.32)$$

En injectant cette expression de  $\Delta Q_i(t - t_p)$  et en tenant compte de la variation de  $W$  après l'impulsion, l'expression (5.23) devient :

$$\Delta C(t - t_p) = - \frac{C_{min}^3}{q N_A \epsilon_s S} \left\{ \int_{W_0 - \lambda}^{W(t) - \lambda} \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s S} \right) \Delta \rho(x, t) dx - \frac{q}{C_{ox}} \int_0^{t-t_p} (W(t) - \lambda) G(t - t_p) dt + \frac{Q_i(t_p) - Q_{i,a}}{C_{ox}} \right\} \quad (5.33)$$

Telle quelle, cette expression ne peut être exploitée analytiquement.

Pour la suite du calcul nous faisons donc les approximations suivantes :

- i)  $\Delta \rho(x, t - t_p) = -q \Delta n_T(t - t_p)$  est considéré non nul entre  $W_0 - \lambda$  et  $W_m - \lambda$ . La sommation se fait donc entre ces deux bornes d'intégration.
- ii) le niveau piège étant considéré comme toujours vide d'électrons pour  $x > W_m - \lambda$ , la génération se fait avec un taux

$$G_\infty = N_T e_n \quad \text{pour } W_m - \lambda < x < W_1 - \lambda$$

$$G(t - t_p) = N_T e_n [1 - \exp - c_p (t - t_p)] \quad \text{pour } W_0 - \lambda < x < W_m - \lambda$$

ceci dans le cas où le même niveau sert à la génération des électrons.



iii) dans le cas où un autre niveau,  $E_{T_1}$  sert de centre de génération et que ce niveau ne coupe jamais le niveau de Fermi (donc pas de  $\Delta\rho$ ), la génération a lieu entre  $W_m$  et  $W_i$  avec un taux égal à  $N_{T_1} e_{n_1}$ .

Nous pouvons maintenant écrire une approximation du transitoire de capacité :

$$\begin{aligned} \Delta C(t-t_p) = & - \frac{C_{min}^3}{q N_A \epsilon_s S} \left\{ q N_T \exp[-e_p(t-t_p)] \int_{W_0-\lambda}^{W_m-\lambda} \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s S} \right) dx \right. \\ & + \frac{1}{C_{ox}} \left[ -q N_T e_n (W_i - W_m)(t-t_p) - q N_T e_n (W_m - W_0) \int_0^{t-t_p} [1 - \exp[-e_p(t-t_p)]] dt \right. \\ & \left. \left. + Q_i(t_p) - Q_{i,a} \right] \right\} \end{aligned} \quad (5.34)$$

Finalement,

$$\begin{aligned} \Delta C(t-t_p) = & - \frac{C_{min}^3}{\epsilon_s S} \frac{N_T}{N_A} \left\{ \left[ \frac{(W_m - W_0)}{C_{ox}} + \frac{(W_m - \lambda)^2 - (W_0 - \lambda)^2}{2 \epsilon_s S} \right] \exp[-e_p(t-t_p)] \right. \\ & \left. - \frac{e_n (W_i - W_0)}{C_{ox}} (t-t_p) + \frac{Q_i(t_p) - Q_{i,a}(V_a)}{C_{ox}} + \frac{(W_m - W_0)}{C_{ox}} \frac{e_n}{e_p} \right\} \end{aligned} \quad (5.35)$$

Le transitoire de capacité est donc négatif, de la forme :

$$\Delta C(t-t_p) = \Delta C_0 (A \exp[-e_p(t-t_p)] + B(t-t_p) + C) \quad (5.36)$$

le terme exponentiel n'étant dû qu'au niveau piège.

Nous considérerons que l'exponentielle devient négligeable mathématiquement au bout du temps  $5 e_p^{-1}$ . A la fin de notre période DLTS, nous avons approximativement  $\exp[-e_p(T-t_p)] \approx \exp(-\alpha)$  avec  $\alpha$  variant de 1,72 à 3 selon la valeur de  $t_p/T$  (voir Chapitre III). Le transitoire analysé est donc toujours de la forme donnée en (5.36).

Seule la partie exponentielle du transitoire peut fournir un pic DLTS, la partie linéaire provoque seulement une variation continue de la ligne de base du spectre car B, par  $e_n$ ,

varie avec la température.

La réponse DLTS s'écrit maintenant :

$$R(e_p, e_n, T) = \Delta C_o [A(\exp(-e_p t_1) - \exp(-e_p t_2)) + B(t_1 - t_2)] \quad (5.37)$$

Si l'évolution de la partie linéaire est du même ordre de grandeur que celle du terme exponentiel, le maximum de la réponse DLTS correspond à :

$$\frac{dR}{dT} = \frac{dR}{de_p} \frac{de_p}{dT} + \frac{dR}{de_n} \frac{de_n}{dT} = 0 \quad (5.38)$$

Le maximum du pic DLTS ne correspond donc plus à  $e_p = \frac{\text{Log}(t_2/t_1)}{t_2 - t_1}$  (Chapitre III).

La génération des porteurs minoritaires déforme donc le pic DLTS et décale son maximum, bien qu'elle n'intervienne pas dans la partie exponentielle du transitoire. Les spectres DLTS pourront être dépouillés de façon significative uniquement dans le cas où le second terme de l'expression (5.36) de  $\frac{dR}{dT}$  est négligeable.

### 2.3 INVERSION PLUS FORTE.

Suivant les mêmes considérations, la génération de porteurs minoritaires a lieu pendant l'impulsion tandis que la recombinaison a lieu après l'impulsion. Les évolutions de la largeur de zone de déplétion et de la charge d'inversion sont représentées figure 5.5 .

Quant au niveau piège, il se remplit d'électrons durant l'impulsion par émission de trous dans la zone où  $W_m - \lambda \leq x \leq W(t) - \lambda$ . A l'instant  $t_p^-$ , il est plein d'électrons jusqu'à  $W_o - \lambda \geq W_m - \lambda$ . Après l'impulsion, le niveau doit perdre ses électrons pour  $W(t) - \lambda \leq x \leq W_o - \lambda$ , avec  $W_i \leq W(t) \leq W_m$  (Figure 5.6). Nous ferons les mêmes approximations pour  $\Delta \rho$  lié au piège que dans le cas de la déplétion moins forte. La sommation sur  $\Delta \rho(x,t) dx$  se fera donc entre  $W_m - \lambda$  et  $W_o - \lambda$ . Il est évident que ces approximations ne veulent plus rien dire lorsque la recombinaison (pour l'inversion moins forte) ou/et la génération (pour l'inversion plus forte) sont suffisamment rapides pour qu'à la fin de l'impulsion  $W = W_m$ ,  $\Delta \rho(x,t)$  étant alors intégré entre  $W_m - \lambda$  et  $W(t - t_p) - \lambda = W_m - \lambda$ . Nous n'aborderons pas ce cas compliqué qui nous obligerait à sommer  $\Delta \rho(t,x)$  entre  $W_m$  et  $W(t)$ .

L'expression de  $\Delta n_T(t - t_p)$  donc de  $\Delta \rho(t - t_p)$  est la même qu'en déplétion plus forte :

$$\Delta \rho(t - t_p) = -q N_T [1 - \exp(-e_p t_p)] \exp(-e_p p(x)(t - t_p)) \quad (\text{voir 5.16})$$

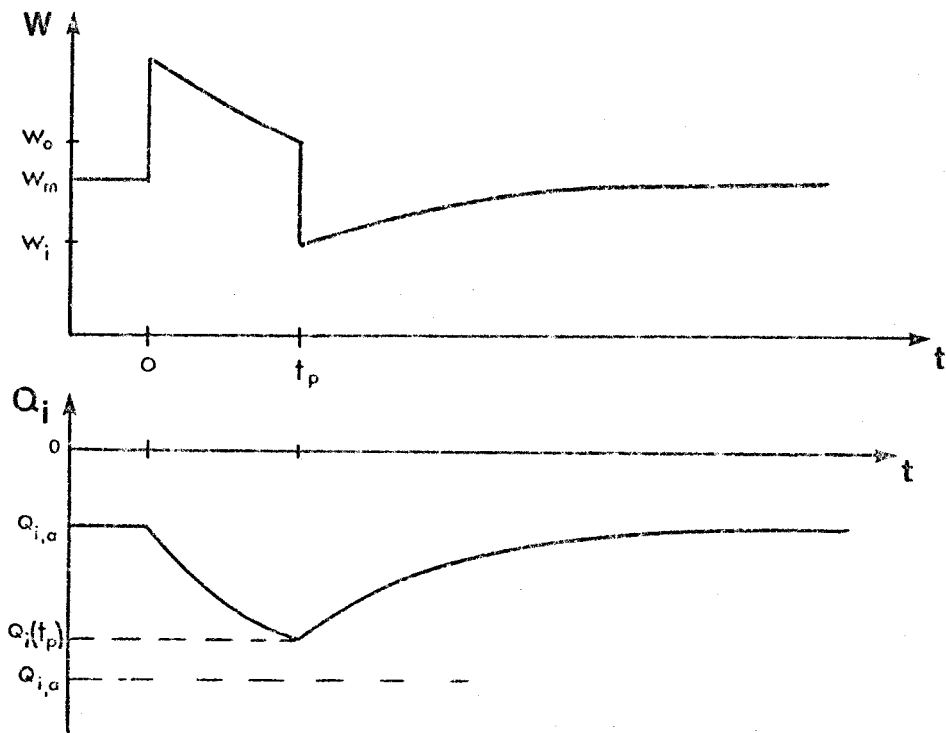


Figure 5.5 : Variations de la largeur de zone de charge d'espace et de la charge d'inversion dues à une impulsion d'inversion plus forte.

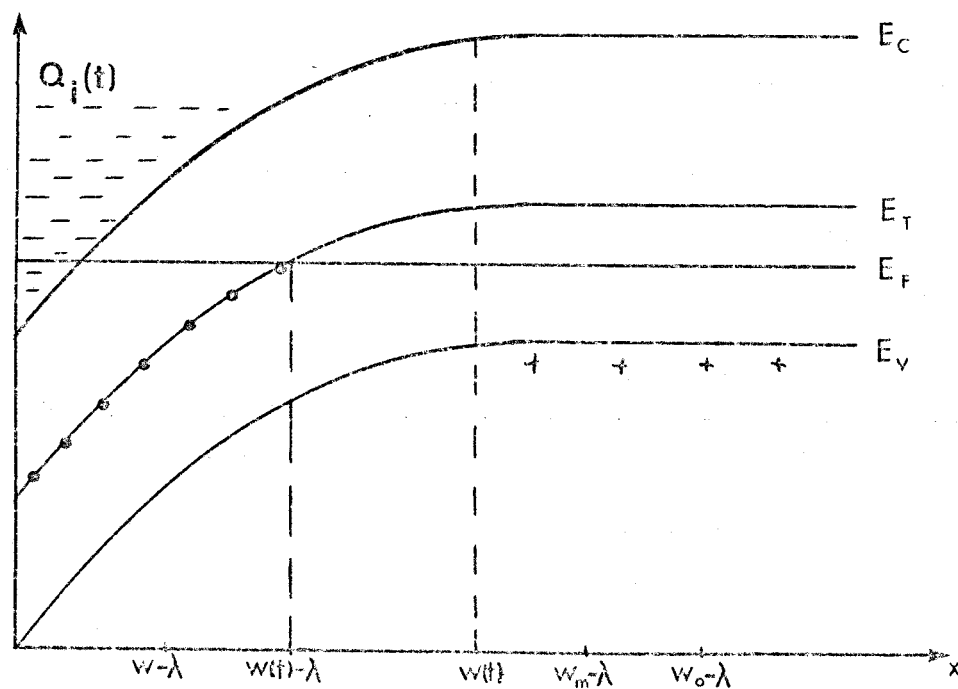


Figure 5.6 : Courbure de bandes après une impulsion d'inversion plus forte à un instant  $t_p < t < T$ .

La recombinaison pose un problème. En effet, d'après les équations (3.11) et (3.12) du chapitre III, il semble qu'un piège de volume ne puisse pas se comporter en centre de recombinaison lorsque la courbure de bandes est celle de la déplétion ou de l'inversion (voir annexe C). D'autre part les électrons à recombinaison sont accumulés près de la surface dans une zone où il n'y a pas de trous disponibles. La recombinaison nous semble donc impossible en volume. Si elle peut avoir lieu par la surface ou par quelque autre processus qui nous échappe, nous pouvons dire à priori que ce processus est proportionnel au nombre de porteurs minoritaires en excès dans la zone d'inversion. Nous écrivons donc que

$$\Delta Q_i(t-t_p) = \Delta Q_i(t_p) [1 - \exp(-t/\tau_{rec})] \quad (5.39)$$

avec  $\tau_{rec}$  la constante de temps de recombinaison.

L'expression du transitoire de capacité devient alors :

$$\Delta C(t-t_p) = -\frac{C_{min}^3}{q N_A \epsilon_s S} \left\{ -q N_T [1 - \exp(-e_p t_p)] \int_{W_m - \lambda}^{W_o - \lambda} \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s S} \right) \exp[-c_p p(x)(t-t_p)] dx \right. \\ \left. + \frac{\Delta Q_i(t_p)}{C_{ox}} [1 - \exp(-t/\tau_{rec})] \right\} \quad (5.40)$$

Le problème du taux de capture dépendant de  $x$  est le même qu'en déplétion plus forte. Si la recombinaison peut avoir lieu pendant la période de mesure DLTS, elle peut donner lieu à un pic.

**REMARQUE :**

Si toute recombinaison est impossible en inversion, alors le temps de génération n'a plus aucune importance en inversion moins forte puisque la charge d'inversion ne peut être modifiée durant l'impulsion. Le pic DLTS correspond alors au remplissage du piège entre  $W_B - \lambda$  et  $W_m - \lambda$  (Figure 5.7a).

En inversion plus forte, la génération n'intervient que durant les premières périodes. En effet, l'évolution de la zone d'inversion durant chaque impulsion reste acquise, aucune recombinaison intervenant ensuite. Après quelques impulsions (le nombre dépend de la température), la situation est stabilisée : la largeur de zone de charge d'espace ne passe plus que de  $W_m$  à  $W_B$ , après l'impulsion et de  $W_B$  à  $W_m$  pendant l'impulsion (Figure 5.7b).

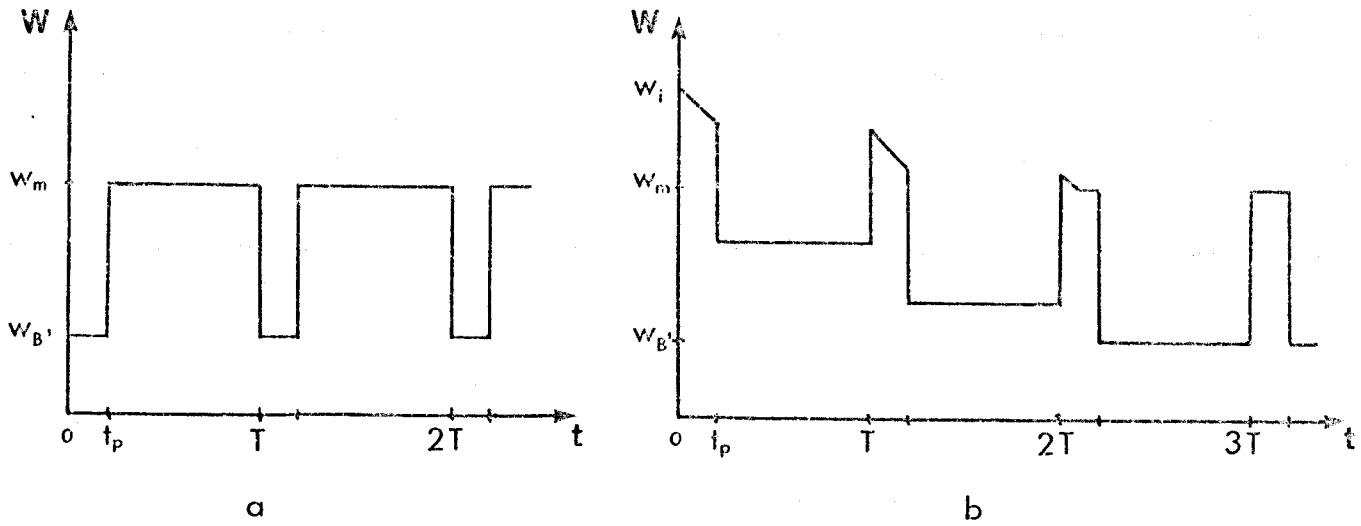


Figure 5.7 : Variation de la largeur de la zone de déplétion avec le temps lorsqu'il n'y a pas de recombinaison.  
 a) en inversion moins forte ; b) en inversion plus forte.

### 3. ACCUMULATION

Nous avons vu au chapitre I qu'en accumulation, la capacité était pratiquement égale à la capacité d'oxyde. En réalité, la caractéristique  $C(V)$  idéale tracée à partir de l'expression (1.21) de  $C_{sc}$  (voir annexe A) montre que le rapport  $C/C_{ox}$  tend vers 1 mais ne l'atteint pas, même pour des tensions très élevées (Figure 5.8). Ceci nous permet d'observer un transitoire de capacité  $\Delta C(t)$  de faible amplitude, mais non nul. En effet, d'après l'expression (1.20) de la capacité :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta C_{sc}}{C_{sc}} - \frac{\Delta C_{sc}}{C_{ox} + C_{sc}} \quad (5.41)$$

La capacité étant sensiblement différente de  $C_{ox}$ , on peut écrire que :

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta C_{sc}}{C_{sc}} \left(1 - \frac{C}{C_{ox}}\right) \quad (5.42)$$

est non nul.

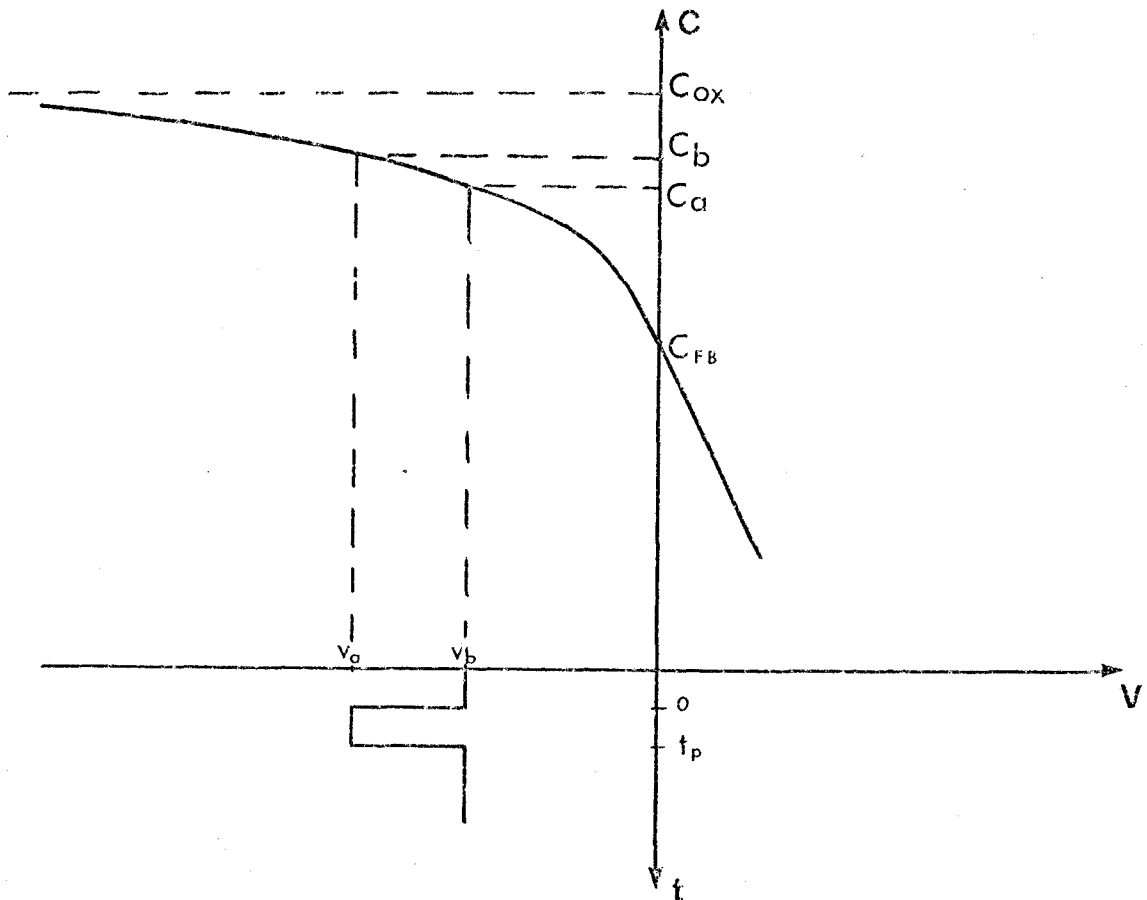


Figure 5.8 : Caractéristique  $C(V)$  idéale montrant la capacité en accumulation.

### 3.1 EXPRESSION DE $\Delta C(t)$ .

La capacité du semiconducteur est exprimée par :

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_s}{L_D} \exp \frac{q\psi_s}{2kT} \quad (\text{voir 1.23})$$

où  $\psi_s$  est en fait la valeur absolue du potentiel de surface, celui-ci étant négatif. Dans tout ce paragraphe, nous prendrons, comme convention,  $\psi_s$  positif. Nous obtenons alors :

$$\frac{\Delta C_{sc}}{C_{sc}} = \frac{q\Delta\psi_s}{2kT} \quad (5.43)$$

La variation de  $\psi_s$  est induite, comme dans les cas précédents, par  $\Delta\rho(t)$  dû aux pièges, ceux-ci n'atteignant pas immédiatement leur nouvel équilibre après un échelon de tension. La concentration en porteurs majoritaires dans la bande de valence suit instantanément ( $10^{-12}$  sec) les variations de potentiel dans le semiconducteur.

La tension appliquée sur la capacité étant constante, nous pouvons écrire :

$$0 = \frac{Q_{sc}(t) - Q_{sc}^{\infty}}{C_{ox}} + \psi_s(t) - \psi_{s\infty}$$

ou encore

$$\Delta\psi_s(t) = -\frac{\Delta Q_{sc}(t)}{C_{ox}} \quad (5.44)$$

Considérons un niveau accepteur (neutre lorsqu'il est vide d'électrons et ionisé négativement lorsqu'il a capturé des électrons) situé entre  $E_F$  et  $E_V$  pour couper  $E_F$ . Seul le nombre d'électrons  $n_T(t)$  sur le piège modifie la charge  $Q_{sc}(t)$ .

En appelant P le changement de densité de trous par unité de surface, lorsque le potentiel de surface passe de 0 à  $\psi_s$ ,  $Q_{sc}(t)$  peut être écrit :

$$Q_{sc}(t) = q \left\{ P(t) - \int_0^Z n_T(x,t) dx \right\} \quad (5.45)$$

où  $x = Z$  est défini par  $\psi(Z) = 0$ .

$$P(t) = N_A \int_0^\infty (e^{\beta\psi} - 1) dx \quad (5.46)$$

D'après (1.13),  $\frac{d\psi}{dx} = \frac{2kT}{qL_D} F\left(\beta\psi, \frac{n_\infty}{p_\infty}\right)$ , avec  $F\left(\beta\psi, \frac{n_\infty}{p_\infty}\right) = e^{\beta\psi/2}$  en accumulation.

D'où

$$Q_{sc}(t) = q \left\{ \frac{\beta L_D N_A}{2} \int_0^{\psi_s} (e^{\beta\psi/2} - e^{-\beta\psi/2}) d\psi - \frac{\beta L_D}{2} \int_0^{\psi_s} n_T(\psi,t) e^{-\beta\psi/2} d\psi \right\} \quad (5.47)$$

A la tension  $V_b$  appliquée aux bornes de la capacité pendant l'impulsion correspond le potentiel de surface  $\psi_{sb}$ . De même  $\psi_{sa}$  correspond à  $V_a$  appliqué durant le reste de la période. Le changement d'état d'occupation du niveau piège après l'impulsion a lieu entre les points  $Z_a - \lambda$  et  $Z_b - \lambda$  définis par  $\psi_a(Z_a - \lambda) = \psi_b(Z_b - \lambda) = (E_F - E_{T_\infty})$ , et  $\psi_a(Z_a) = \psi_b(Z_b) = 0$  (Figure 5.9). Nous pouvons donc écrire :

$$\Delta Q_{sc}(t) = \frac{q\beta L_D}{2} \left\{ N_A \int_{\psi_{sa}}^{\psi_s(t)} (e^{\beta\psi/2} - e^{-\beta\psi/2}) d\psi - \int_{\psi_{sa}}^{\psi_{sb}} \Delta n_T(\psi,t) e^{-\beta\psi/2} d\psi \right\} \quad (5.48)$$

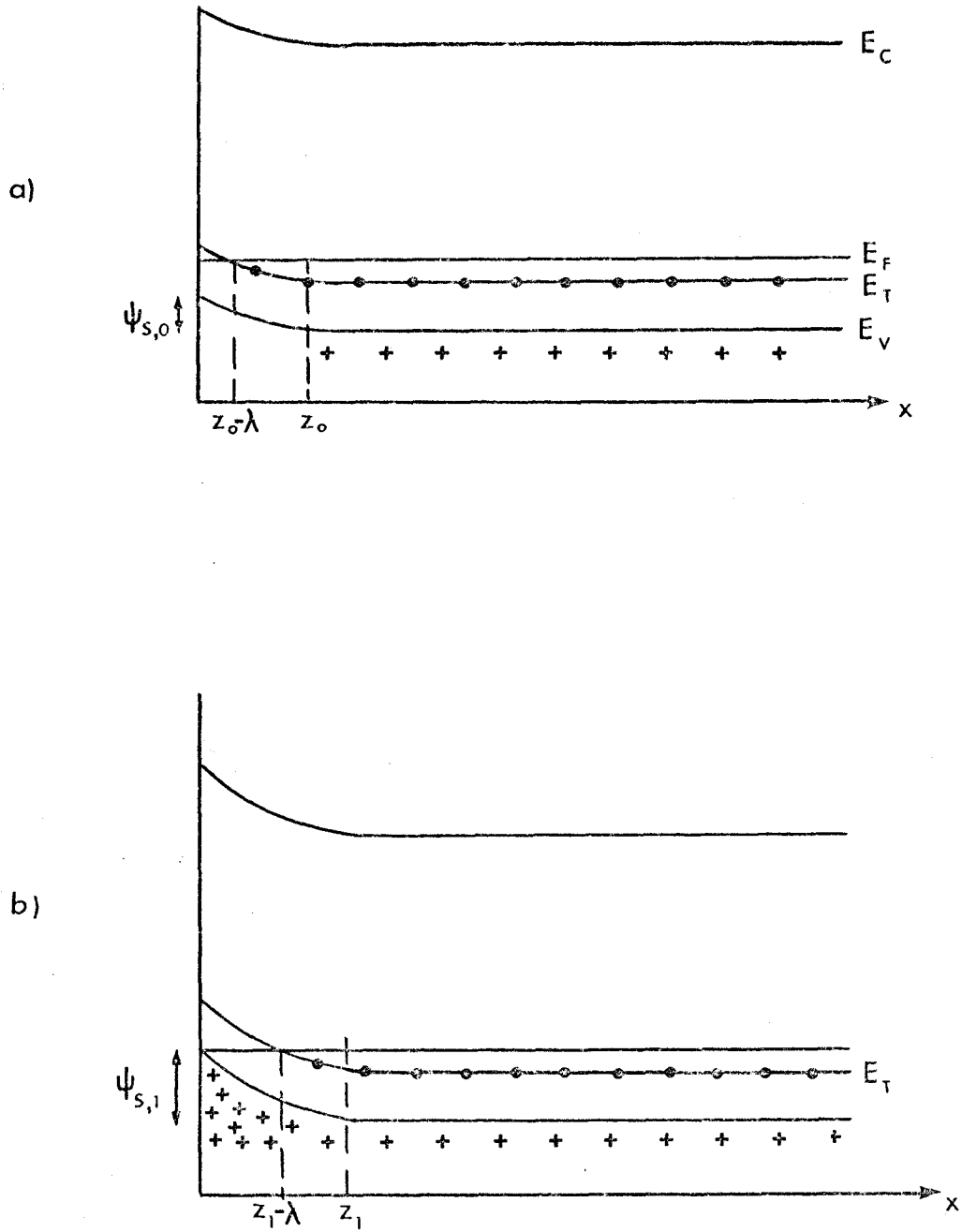


Figure 5.9 : Diagrammes des bandes en accumulation

- 1) accumulation moins forte : pour  $t < t_p$  : a  
pour  $t > t_p$  : b
- 2) accumulation plus forte : pour  $t < t_p$  : b  
pour  $t > t_p$  : a.





Calculons  $q \Delta P(t)$  :

$$q \Delta P(t) = \frac{q \beta L_D}{2} N_A \frac{2}{\beta} \left[ e^{\beta \psi_{sa}/2} (e^{\beta \Delta \psi_s/2} - 1) + e^{-\beta \psi_{sa}/2} (e^{-\beta \Delta \psi_s/2} - 1) \right]$$

avec  $\Delta \psi_s(t) = \psi_s(t) - \psi_{sa}$

$\Delta \psi_s(t)$  étant très petit, un développement limité au 1er ordre nous donne :

$$q \Delta P(t) = \frac{q \beta L_D}{2} N_A \Delta \psi_s 2 \operatorname{sh} \left( \frac{\beta \psi_{sa}}{2} \right) \quad (5.49)$$

En injectant l'expression développée de  $\Delta Q_{sc}(t)$  dans l'équation (5.44), nous obtenons l'expression de  $\Delta \psi_s(t)$  :

$$\Delta \psi_s(t) = \frac{q L_D \beta}{2 [C_{ox} + q L_D \beta N_A \operatorname{sh}(\frac{\beta \psi_{sa}}{2})]} \frac{\psi_{sb}}{\psi_{sa}} \int \Delta n_T(\psi, t) e^{-\beta \psi/2} d\psi \quad (5.50)$$

d'où l'expression de  $\Delta C(t)$  :

$$\Delta C(t) = C_a \left( 1 - \frac{C_a}{C_{ox}} \right) \frac{q L_D \beta^2}{4 [C_{ox} + q L_D \beta N_A \operatorname{sh}(\frac{\beta \psi_{sa}}{2})]} \frac{\psi_{sb}}{\psi_{sa}} \int \Delta n_T(\psi, t) e^{-\beta \psi/2} d\psi \quad (5.51)$$

Pour déterminer  $\Delta n_T(\psi, t)$  dans les deux cas de polarisation, nous considérerons encore un défaut se comportant comme un piège à trous.

### 3.2 ACCUMULATION PLUS FORTE.

L'impulsion faisant passer la tension de  $V_0$  à  $V_1 > V_0$ , le potentiel de surface varie dans le même temps de  $\psi_{s0}$  à  $\psi_{s1} > \psi_{s0}$  (Figure 5.8). Pendant l'impulsion, le niveau doit se remplir de trous pour  $Z_0 - \lambda < x < Z_1 - \lambda$ . Après l'impulsion, le niveau doit perdre des trous (ou se remplir d'électrons) dans la même zone, ce qu'il fait par émission de trous. L'équation (3.20) devient donc :

$$\frac{dn_T}{dt} = (N_T - n_T) e_p \quad (5.52)$$

avec  $n_T(t_p) = 0$  dans la mesure où le niveau a atteint son équilibre à la fin de l'impulsion. D'où l'expression de  $\Delta n_T(t-t_p)$ , identique à celle établie en déplétion moins forte :

$$\Delta n_T(t-t_p) = -N_T \exp[-e_p(t-t_p)] \quad (5.53)$$

Le taux d'émission ne dépendant pas de  $x$ , donc de  $\psi(x)$ ,  $\Delta n_T(t-t_p)$  est indépendant de  $\psi$ . Ce qui permet de calculer simplement  $\Delta C(t-t_p)$ :

$$\Delta C(t-t_p) = -C_o \left(1 - \frac{C_o}{C_{ox}}\right) \frac{q L_D \beta N_T (e^{-\beta\psi_{s0}/2} - e^{-\beta\psi_{s1}/2})}{2 [C_{ox} + q L_D \beta N_A \operatorname{sh}\left(\frac{\beta\psi_{s0}}{2}\right)]} \exp[-e_p(t-t_p)] \quad (5.54)$$

Le transitoire de capacité étant de la forme  $\Delta C_o \exp[-e_p(t-t_p)]$ , il donne lieu à un pic DLTS classique, de même sens que dans le cas de la déplétion moins forte puisque le transitoire est également négatif. L'amplitude du pic dépend de la concentration du défaut. La signature obtenue à partir des spectres DLTS donne l'énergie d'activation  $\Delta E = E_T - E_V < E_F - E_V$ . Ce cas, bien que nécessitant un appareillage de très bonne sensibilité à cause de la faible amplitude des pics, permet d'étudier une partie de la bande interdite inaccessible en déplétion ou en inversion.

### 3.3 ACCUMULATION MOINS FORTE.

La courbure de bandes est cette fois-ci moins forte pendant l'impulsion. L'émission de trous a donc lieu pendant l'impulsion, tandis que le processus dominant le reste de la période est la capture de trous, le niveau piège devant se remplir de trous pour  $Z_0 - \lambda < x < Z_1 - \lambda$ . L'équation (3.20) s'écrit comme en déplétion plus forte

$$\frac{dn_T}{dt} = N_T e_p - n_T c_{pP} \quad (\text{voir 5.15})$$

avec  $n_T(t_p) = N_T [1 - \exp(-e_p t_p)]$  et  $n_T(\infty) = 0$

D'où l'expression de  $\Delta n_T(t-t_p)$  :

$$\Delta n_T(t-t_p) = N_T [1 - \exp(-e_p t_p)] \exp[-c_{pP}(\psi(t))(t-t_p)] \quad (\text{voir 5.16})$$

et

$$\Delta C(t-t_p) = C_1 \left(1 - \frac{C_1}{C_{ox}}\right) \frac{q L_D \beta^2 N_T [1 - \exp(-e_p t_p)]}{4 [C_{ox} + q L_D \beta N_A \operatorname{sh}\left(\frac{\beta \psi_{s1}}{2}\right)]} \frac{\psi_{s0}}{\psi_{s1}} \exp[-c_p N_A (t-t_p) \exp(\beta \psi) - \beta \psi / 2] \quad (5.55)$$

Analytiquement, nous ne pouvons pas aller plus loin.

Comme en déplétion ou en inversion plus forte, nous observons de la capture avec tous les problèmes que cela comporte et que nous verrons dans le chapitre VI lorsqu'ils apparaîtront.

#### 4. DISTINCTION ENTRE ETATS DE VOLUME ET D'INTERFACE.

A l'interface, les défauts créent une distribution d'états. L'occupation de ces niveaux est déterminée par la position du niveau de Fermi en surface et donc par le potentiel de surface  $\psi_s$ . En modifiant la polarisation appliquée sur la capacité, nous faisons varier  $\psi_s$ , introduisant ainsi un changement d'état d'occupation des niveaux. Nous explorons donc la bande interdite en énergie, à  $x = 0$ , alors que pour les pièges de volume, nous explorons en profondeur.

Considérons l'exemple de la déplétion moins forte illustré par la figure 5.10.

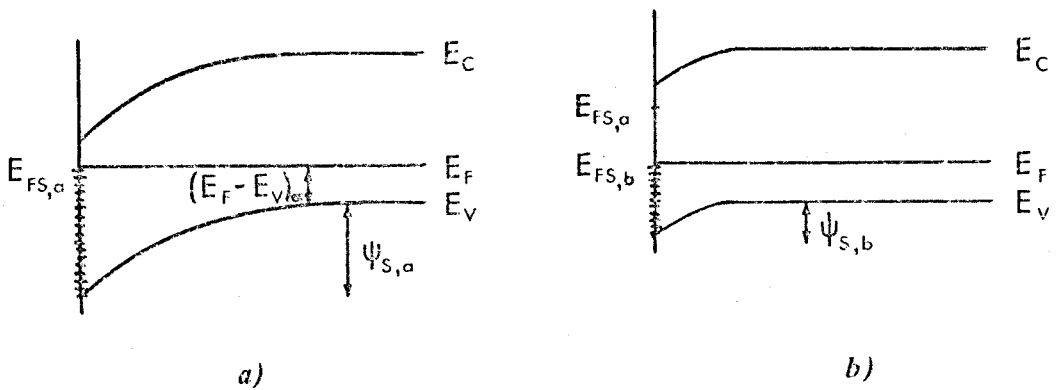


Figure 5.10 : Etat d'occupation des états d'interface en déplétion moins forte.

a) avant et après l'impulsion

b) durant l'impulsion.

Pendant l'impulsion, les niveaux situés entre  $E_{FS,a}$  et  $E_{FS,b}$  se vident par capture de trous. Après l'impulsion, ils doivent se remplir par émission de trous. L'expression (5.8) du transitoire de capacité devient ici :

$$\Delta C(t) = - \frac{C_a^3}{q N_A \epsilon_s S C_{ox}} \int_{E_{FS b}}^{E_{FS a}} \exp(-e_p t) N_{SS}(E) dE \quad (5.56)$$

Et en reprenant la réponse DLTS (3.35) trouvée au chapitre III lorsque l'analyse du signal est réalisée avec un double boxcar, nous obtenons

$$R(e_p, T) \approx - \frac{C_a^3}{q N_A \epsilon_s S C_{ox}} N_{ss}(E_{T_0}) kT \text{Log} \frac{t_2}{t_1} \quad (5.57)$$

$$\text{avec } E_{T_0} = kT \text{Log} \left( \frac{\text{Log } t_2/t_1}{c_p N_v (t_2 - t_1)} \right) \quad (\text{voir 3.34})$$

Pour obtenir la distribution en énergie des états d'interface, nous avons intérêt à appliquer sur la capacité une polarisation de base en inversion à laquelle nous superposerons une impulsion faisant passer la capacité en régime d'accumulation. C'est en général de cette façon qu'est utilisée la DLTS ou même la DLTS à capacité constante (CCDLTS) sur capacité M.O.S.<sup>2,3,4</sup>. Cette analyse n'est utilisable que pour des densités d'états d'interface variant peu dans la gamme d'énergie de la fonction  $R(e_p, T)$  (voir Chapitre III). Par contre, si nous voulons étudier la dépendance en température et en énergie des sections de capture de ces états, il est plus intéressant d'appliquer de petites impulsions à partir de la polarisation de base<sup>5</sup>. Le pic DLTS obtenu est dépouillé comme s'il correspondait à un niveau discret, d'énergie d'activation :

$$E_T = E_V + E_{FS a} - \frac{1}{2} (E_{FS a} - E_{FS b}) \quad (5.58)$$

En remarquant que  $E_{FS a} - E_{FS b} = \psi_{s a} - \psi_{s b}$  (voir Figure 5.10), nous pouvons encore écrire  $E_T$  en fonction des potentiels de surface :

$$E_T = E_V + (E_F - E_V)_\infty + \frac{1}{2} (\psi_{s a} + \psi_{s b}) \quad (5.59)$$

Plus l'amplitude de l'impulsion est faible et plus la distribution comprise entre  $E_{FS a}$  et  $E_{FS b}$  se rapproche d'un niveau discret. Cette méthode permet de décomposer la distribution d'énergie en très petites parties que nous pouvons alors étudier classiquement (signatures, sections de capture).

En fonction de ces observations, il devient relativement simple de distinguer un pic dû à des états d'interface d'un pic dû à un état de volume. Pour cela, nous augmentons

progressivement la hauteur de l'impulsion à partir d'une même tension  $V_a$ . Le potentiel de surface  $\psi_{s b}$  durant l'impulsion diminue de plus en plus (pour le cas de déplétion moins forte), augmentant ainsi l'écart entre  $E_{FS a}$  et  $E_{FS b}$ . Si le pic DLTS s'élargit et se déforme progressivement, c'est qu'il correspond à une partie de plus en plus grande de la distribution d'états d'interface. Si le pic DLTS augmente juste en amplitude, sans se déformer et que la température correspondant au maximum reste constante, nous pouvons conclure qu'il s'agit bien d'un état discret de volume<sup>1</sup>.

Dans la mesure où un effet de champ électrique intervient, il convient d'interpréter cette analyse avec précaution. En effet un pic de volume peut être déformé et même décalé en température par le champ électrique<sup>6</sup>, donnant alors l'illusion d'être dû à une distribution d'états.

## CHAPITRE VI

### RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous confrontons les observations expérimentales avec le modèle simple développé au chapitre V. D'après ce modèle, à une polarisation donnée correspond un sens de transitoire lié au processus d'émission ou de capture dominant. Dans certains cas, nous avons obtenu un transitoire de capacité dans le sens inverse de celui attendu. Habituellement, lorsque des auteurs rencontrent ce problème, ils en concluent que le piège concerné est un piège à porteurs minoritaires. Ceci peut être exact. Mais pour expliquer le transitoire dans l'autre sens, il faut nécessairement que le niveau piège tende vers l'état d'occupation inverse. Prenons par exemple le cas de l'inversion moins forte. La plupart du temps, le transitoire est négatif, correspondant à un remplissage du piège en électrons par une émission de trous. Si la transition se fait avec la bande de conduction mais qu'il s'agit d'une capture d'électrons, le sens du transitoire ne sera pas changé. Seule une émission d'électrons vidant le piège peut donner un transitoire de capacité positif. En fait, c'est le niveau de Fermi qui gouverne l'état d'occupation du niveau piège. La seule façon d'introduire une autre possibilité d'état d'équilibre nous semble donc être de considérer deux pseudo-niveaux de Fermi  $E_{F_n}$  et  $E_{F_p}$  dès que la capacité est en régime permanent. L'écart entre  $E_{F_n}$  et  $E_{F_p}$  est fonction de la tension appliquée aux bornes de l'échantillon. A la surface du semiconducteur,  $\psi = \psi_s$ . S'il n'y a pas de tension de bandes plates, alors

$$\psi_s = E_{F_p} - E_{F_n} \quad (6.1)$$

Si  $V_{FB}$  est différent de zéro, alors l'écart entre  $E_{F_p}$  et  $E_{F_n}$  est égal au potentiel de surface réellement dû à la tension appliquée, c'est-à-dire à  $\psi_s - \psi_c$  (voir chapitre I), et

$$E_{F_p} - E_{F_n} = \psi_s + \psi_{ms} + V_{oxe} \quad (6.2)$$

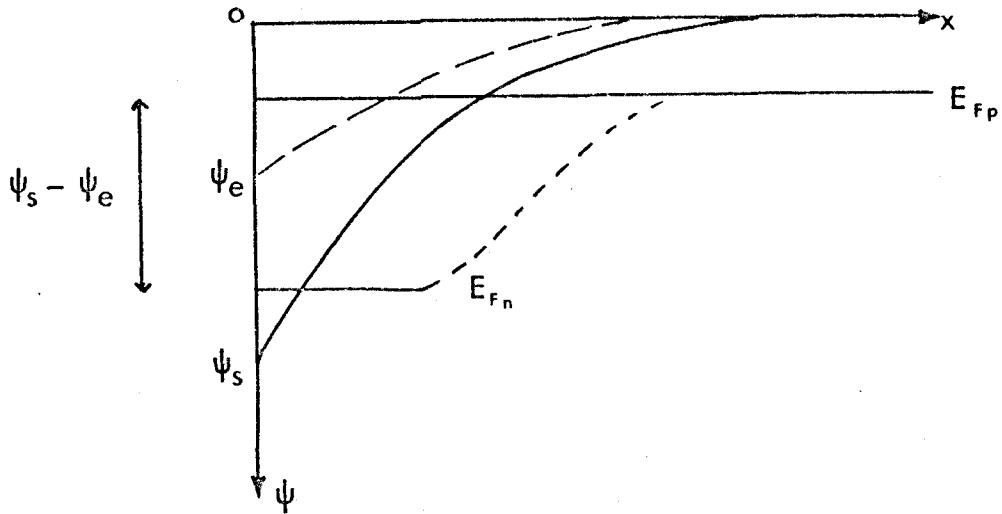


Figure 6.1 : Courbure de bande : cas de deux pseudo-niveaux de Fermi.

Nous avons redéfini les états d'occupation et les transitions de bandes à niveau en fonction de  $E_{F_n}$  et  $E_{F_p}$  (voir Annexe D). Le tableau 6 indique les processus possibles dans chaque cas et le sens des transitoires qui leur correspondent. Il est à noter que les processus liés à la présence du niveau de Fermi des électrons ont lieu près de l'interface.

Déplétion Inversion moins forte	Déplétion Inversion Plus forte	Accumulation moins forte	Accumulation plus forte
$c_p, (c_n^n)$	$c_p^p, (e_n)$	$c_p^p$	$c_p$
$e_n$	$c_n^n$	$e_p$	$c_p^p$

En accumulation, les échanges ne peuvent avoir lieu qu'entre niveau piège et bande de valence étant donné qu'il n'y a quasiment pas de porteurs minoritaires dans la bande de conduction. En inversion, les échanges avec la bande de conduction sont permis par le nombre d'électrons, mais ces processus, s'ils ont lieu, font évoluer la zone d'inversion dans le sens contraire à l'évolution provoquée par la génération ou la recombinaison.

La plupart des échantillons étudiés l'ont été en inversion ou en accumulation. L'irradiation provoque en effet un décalage de la caractéristique  $C(V)$  le long de l'axe des tensions, plus ou moins fort selon les températures. Ceci empêche parfois de maintenir un régime de déplétion durant toute une remontée en température.

Outre ce décalage en fonction de la température, une grosse instabilité de la caractéristique  $C(V)$  nous a souvent donné des problèmes de reproductibilité des spectres. L'exemple le plus frappant a été observé sur un échantillon de type p n° 3. En effet un spectre de déplétion moins forte réalisé neuf fois de suite dans des conditions strictement semblables donne neuf spectres différents (d'amplitude très faible.  $(R(T)) \approx 4.10^{-2}$  pF) (Figure 6.2). Ceci est dû à trois pics situés entre 300° K et 400° K qui évoluent au fil des spectres. Le premier pic à 300° K correspond à un transitoire positif ( $e_n$ ) alors que les deux autres pics sont probablement liés à un transitoire négatif ( $e_p$  ou  $c_n n$ ). Au cours de leur évolution ces deux pics semblent changer de sens. Ceci est sans doute dû à une variation des amplitudes différente selon les trois pics qui modifie la résultante générale. Nous avons observé un cycle dans cette variation : les spectres 1, 5 et 9 se ressemblent, de même les 2 et 6, 3 et 7, 4 et 8. Nous expliquons ces instabilités par la présence d'états dans l'oxyde qui modifient la courbure des bandes d'énergie selon leur état de remplissage. Or la bande interdite de  $SiO_2$  a une largeur de 5 eV, et si les états sont profonds il leur faut un certain temps pour se mettre à l'équilibre. Si l'oxyde n'est pas un isolant parfait un peu d'injection suffit à modifier l'état de ces niveaux. Pour une tension donnée, la courbure des bandes et donc la capacité varient avec le temps. Au fur et à mesure que des spectres sont obtenus, les mêmes conditions de remplissage reviennent, provoquant ainsi le cycle observé. Les états d'oxyde à l'origine de ces variations de capacité ont une densité très faible, car ils ne modifient pas la caractéristique  $C(V)$  (voir chapitre II, Figure 2.12). C'est pourquoi ils n'interviennent dans l'allure des spectres qu'en régime de déplétion où la courbure de bandes varie très rapidement avec la tension.

N'ayant pas encore trouvé le moyen de geler ces états, nous avons eu tout le long de cette étude ces problèmes de reproductibilité. Pour chaque échantillon, nous avons essayé de comprendre son comportement dans l'analyse DLTS en fonction des caractéristiques définies dans les chapitres II et IV. Nous présentons donc les résultats obtenus pour chaque échantillon individuellement et nous essaierons d'en dégager une conclusion globale.

### 1. ECHANTILLON DE TYPE p n° 3.

Pour cette série d'échantillons, la génération est très lente dans toute la gamme de température où nous tirons les spectres DLTS. Après l'impulsion d'inversion plus forte, il n'y a donc pas d'électrons à recombinaison, étant donné que la charge d'inversion n'a pas varié : un pic obtenu dans ce cas ne peut être dû à la recombinaison. La caractéristique  $C(V)$  ne se décalant pratiquement pas avec la température, nous avons exploré systématiquement toute la bande interdite en faisant varier la tension. Lorsqu'un pic net et sans ambiguïté se détachait du spectre, nous avons tracé sa signature.



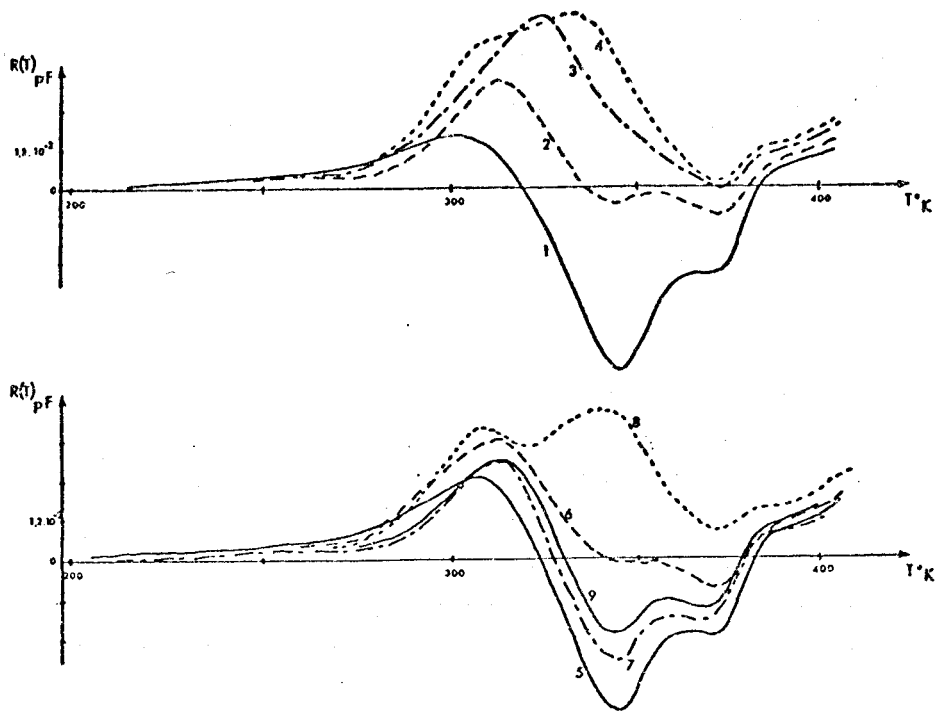


Figure 6.2 : Spectre de déplétion moins forte réalisé neuf fois de suite dans les mêmes conditions.

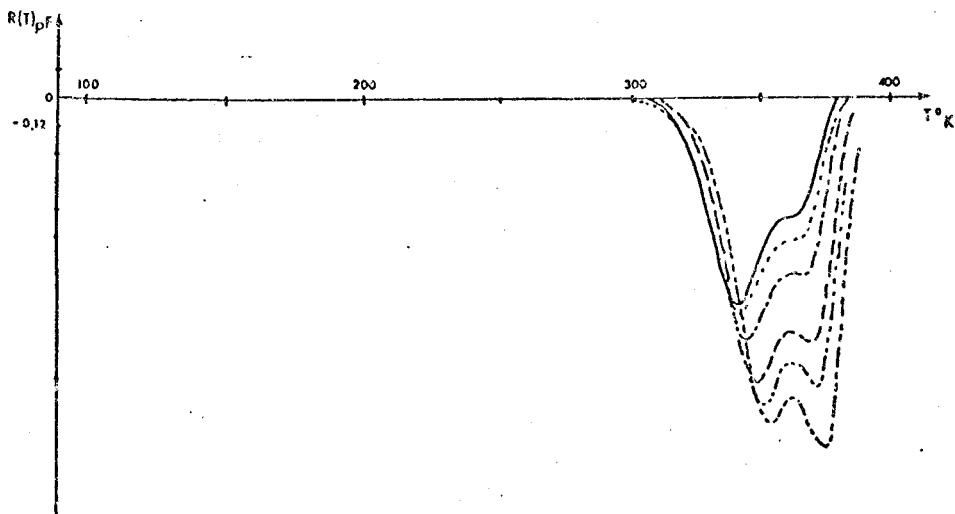


Figure 6.3 : Type p n<sup>o</sup> 3 : spectres d'inversion moins forte  
—  $f = 6,8$  Hz ; ..... 7,5 Hz ; -.-.-. 8,7 Hz ; — 11,2 Hz ; -.....- 13,2 Hz ;  
- .. - 15,5 Hz.



*L'inversion* moins forte révèle deux pics correspondant, comme nous nous y attendons d'après le chapitre V, à une émission de trous. Leurs amplitudes varient avec la fréquence (Figure 6.3), ce qui rend leur décorrélation difficile. Cette variation peut s'expliquer en partie par les décalages en tension de la caractéristique  $C(V)$ . Dans les meilleures conditions d'obtention, nous avons tracé les signatures des deux pics. Leurs énergies d'activation sont  $E_T = E_V + 0,61$  eV et  $E_V + 0,84$  eV correspondant respectivement à des sections de capture  $\sigma_p$  de  $6,65 \cdot 10^{-17}$  cm<sup>2</sup> et  $2,52 \cdot 10^{-14}$  cm<sup>2</sup>. Pour calculer la concentration de ces pièges, nous nous servons de l'expression (5.31) de  $\Delta C(t)$ . La génération des porteurs minoritaires lorsque l'on passe de l'accumulation à l'inversion étant encore de plusieurs secondes dans la plage de température correspondant aux pics, nous ne pouvons calculer exactement  $W_0$ ,  $W_m$  et connaître la valeur exacte de la capacité après l'impulsion. Une estimation de ces grandeurs donne une concentration  $N_T$  de l'ordre de  $10^{13}$  cm<sup>-3</sup> s'il s'agit de pièges de volume et de l'ordre de  $3 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup> V<sup>-1</sup> si ce sont des états d'interface. Pour vérifier la nature de ces deux pièges nous avons fait varier la hauteur d'impulsion à partir d'une tension de base fixe (Figure 6.4). Les pics DLTS ne s'élargissant pas, nous sommes en présence de deux états discrets, à priori de volume car un état discret d'interface d'une telle concentration aurait modifié la caractéristique  $C(V)$ .

*Les deux cas de depletion* restent à peu près identiques à ceux d'inversion dans la mesure où la tension de base est assez proche de l'inversion. Si maintenant la tension de base est proche de l'accumulation, les spectres ressemblent à ceux de l'accumulation (Figure 6.5). Quant à la zone intermédiaire de déplétion, il n'est pas possible de se prononcer à cause des instabilités provoquées par les états d'oxyde (voir Figure 6.2).

*En accumulation* moins forte, nous avons observé un seul pic entre 250 et 300° K, de faible amplitude ( $R(T) = 4 \cdot 10^{-2}$  pF) et correspondant à une émission de trous contrairement à ce qui était attendu. L'amplitude varie aussi dans le même sens que la fréquence, d'autant plus que la hauteur de l'impulsion est grande. La signature obtenue à partir de ce pic fait apparaître deux énergies d'activation  $E_T = E_V + 0,19$  eV à plus basse température et  $E_V + 0,38$  eV à plus haute température. Nous avons vérifié que ce pic correspondait bien à un niveau discret. En effet, une variation de la hauteur d'impulsion n'introduit pas de variation de  $T_{max}$  (voir chapitre V). Dans cette zone de température le niveau de Fermi des trous est tel que  $E_F - E_V \approx 0,29$  eV < 0,38 eV. Ce niveau ne coupant pas le niveau de Fermi, il ne devrait donc pas être vu. Nous pouvons expliquer ceci de deux façons : soit la section de capture est activée thermiquement et  $(E_T - E_V) + \Delta E_\infty = 0,38$  eV. Soit le niveau est réellement au-dessus du niveau de Fermi des trous mais en-dessous de celui des électrons, de manière à pouvoir couper  $E_{F_n}$  et fournir un transitoire négatif. En comparant les caractéristiques  $C(V)$  idéale et réelle, nous trouvons une différence entre les pseudo-niveaux de Fermi de 0,13 eV environ dans les conditions d'obtention du pic.  $\Delta E$  est bien inférieur à  $(E_{F_n} - E_V) \approx 0,42$  eV. La seconde explication semble plus réaliste que la première qui implique une énergie d'activation de la section de capture d'au moins 1 eV, ce qui est important. Il se peut aussi que la solution

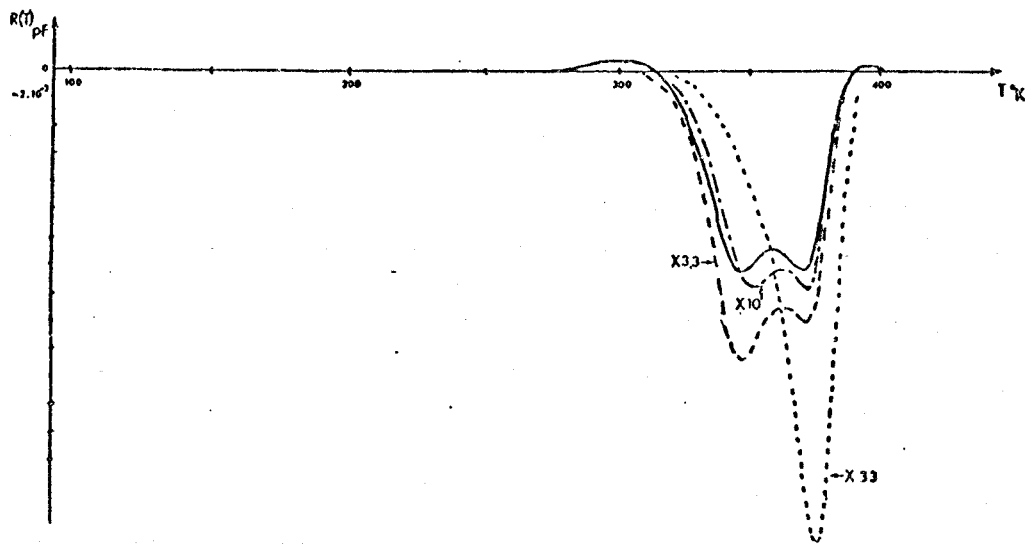


Figure 6.4 : Type p n° 3 : spectres d'inversion moins forte pour des hauteurs d'impulsion variables.

$\Delta V = -0,2 \text{ v}$  ;  $---$   $0,4 \text{ v}$  ;  $-\cdot-$   $0,6 \text{ v}$  ;  $\dots$   $0,8 \text{ v}$ .  
(x 10 : signifie que le spectre est à multiplier par 10).

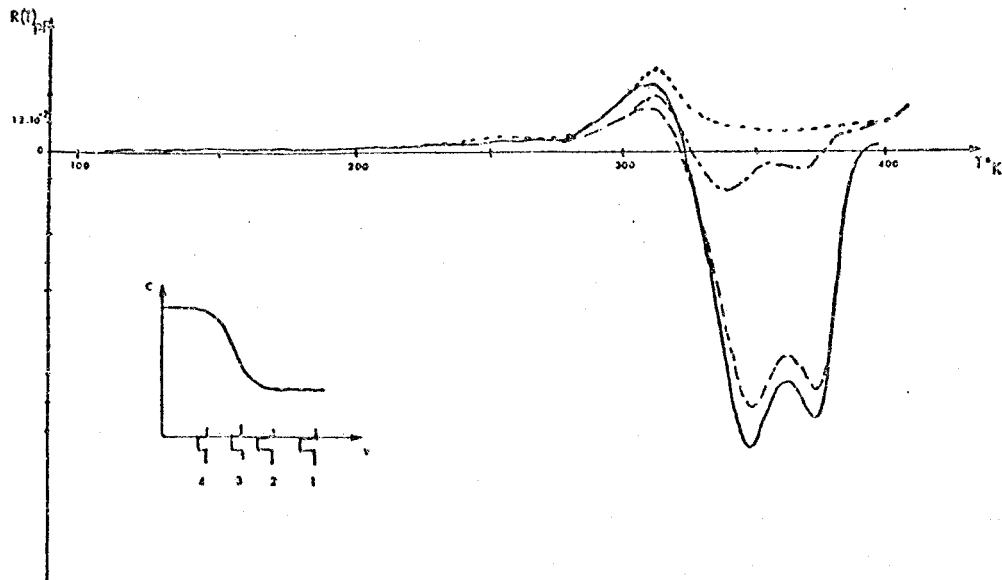


Figure 6.5 : Type p n° 3 : Evolution des spectres en fonction de la polarisation de base.

$-$  1 ;  $---$  2 ;  $-\cdot-$  3 ;  $\dots$  4.

soit une combinaison de ces deux explications.

L'accumulation plus forte ne donne pratiquement pas de spectre.

## 2. ECHANTILLON DE TYPE p n° 1.

Ces échantillons n'ont été étudiés qu'après avoir été irradiés. En effet nous espérons dans un premier temps détecter par DLTS des pièges connus, ceux créés par irradiation, de façon à vérifier la validité du modèle établi pour l'analyse DLTS sur capacité M.O.S.

### 2.1 Capacité Vierge

En inversion moins forte, nous avons observé un pic isolé à température ambiante pour un taux d'émission de  $22s^{-1}$  environ (figure 6.6). En inversion plus forte deux pics de très faible amplitude ont été obtenus, l'un à basse température et l'autre à température ambiante. Il correspondent tous deux à un transitoire de capacité négatif alors que d'après le chapitre V il devait être positif.

En accumulation, nous avons pu observer des pics dans tous les sens, mais rien de reproductible ni d'analysable.

### 2.2 Capacité irradiée à 1,3 MeV.

La caractéristique  $C(V)$  a révélé (voir Figure 2.10.a) une distribution importante d'états d'interface qui influe également sur l'allure du  $C(t)$ .

*En inversion moins forte* nous avons fait plusieurs types d'observations. A partir d'une polarisation de base  $V_{a1}$ , nous appliquons une impulsion d'inversion moins forte d'amplitude de plus en plus grande (Figure 6.7). Le pic obtenu s'élargit au fur et à mesure vers les basses températures. Ce comportement est celui d'une distribution d'états d'interface. Ces spectres présentent un maximum situé pour tous à la même température. En fait ce maximum n'est qu'apparent : il est dû au phénomène de "cut-off" imposé par la polarisation  $V_{a1}$  (voir annexe E). A partir de la température de cut-off, la fenêtre en énergie permettant de voir les états d'interface devient supérieure au niveau de Fermi déterminant l'état de remplissage des pièges. Il ne peut donc plus y avoir de signal DLTS. Si maintenant nous appliquons une polarisation de base  $V_{a2}$  en inversion telle que  $|V_{a2}| > |V_{a1}|$  avec  $\Delta V$  très grand (figure 6.7), la température de cut-off devrait être repoussée vers les températures plus élevées, permettant ainsi de voir une plus grande partie de la distribution d'états. Or il n'apparaît plus qu'un pic étroit, bien séparé de la distribution obtenue précédemment, et du même ordre de grandeur au point de vue amplitude. Nous ne comprenons pas pourquoi ce pic n'englobe pas les états d'interface. Si nous faisons croître l'amplitude de l'impulsion à partir de  $V_{a2}$ , le pic ne s'élargit pratiquement pas et garde toujours le même  $T_{max}$ . Etant donné le comportement de ce pic, nous ne pouvons pas dire s'il est dû à un état de volume ou s'il représente une petite partie de la distribution d'états d'interface. La signature de ce pic (ou d'une partie de ce pic car la caractéristique  $C(V)$  a évolué entre l'étude de ce seul pic et

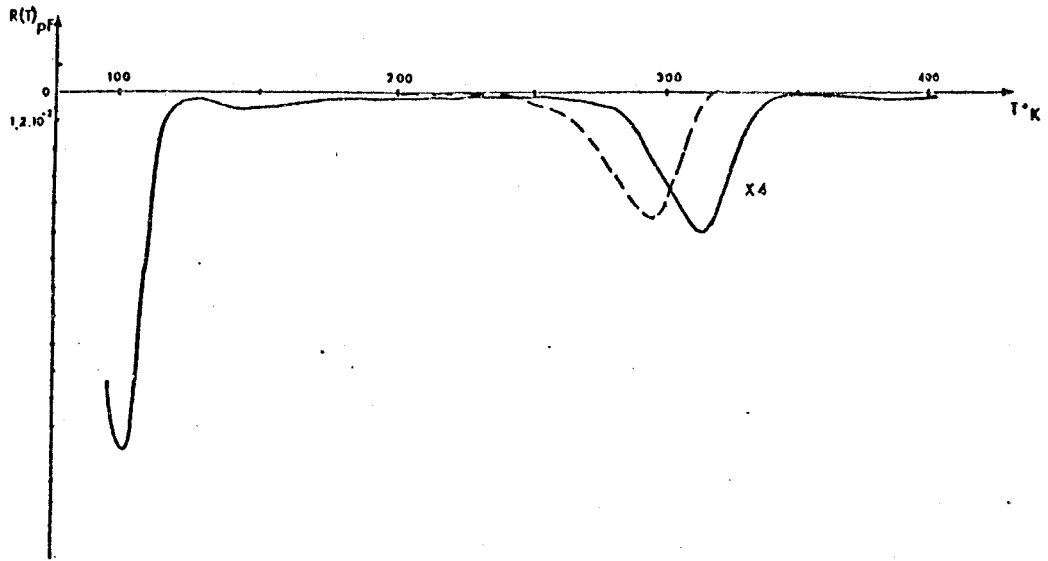


Figure 6.6 : Type p n° 1 vierge : spectres d'inversion  
— inversion moins forte ; — inversion plus forte.

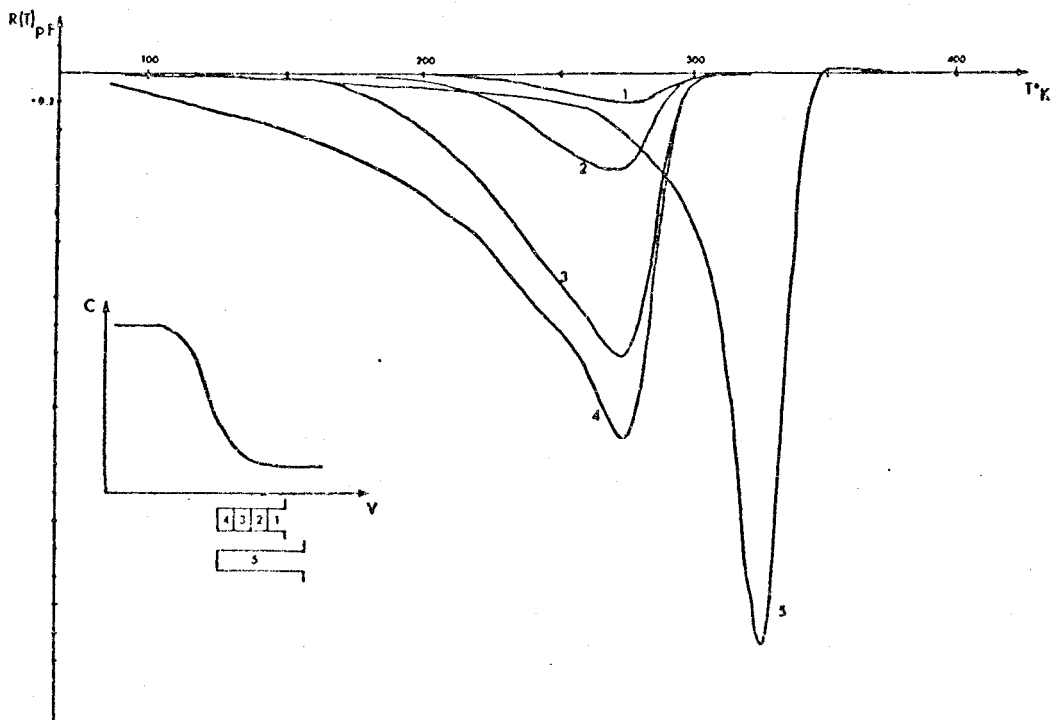


Figure 6.7 : Type p n° 1 irradié : spectres d'inversion moins forte pour des hauteurs d'impulsion variables.



l'étude plus générale décrite précédemment) donne une énergie d'activation  $E_T = E_v + 0,48 \text{ eV} \pm 0,02 \text{ eV}$  selon la largeur de l'impulsion. Les sections de capture correspondant respectivement à une durée d'impulsion de 1 msec et 5 msec sont de  $6,5 \cdot 10^{-18}$  et  $2,1 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$  (figure 6.8). Cette variation pourrait s'expliquer par un niveau assez large. Selon la durée de l'impulsion, le remplissage des états serait plus ou moins complet, décalant ainsi le maximum du pic DLTS en température et provoquant du même coup une variation de section de capture. Du point de vue amplitude, cela signifie qu'elle doit augmenter avec la durée de l'impulsion, les états étant davantage remplis. C'est ce qui est effectivement vérifié.

*En inversion plus forte*, nous avons analysé un pic correspondant à une capture de trous, sur une plage de température allant de 307 à 330° K pour  $1/\tau$  variant entre  $8,18 \text{ s}^{-1}$  et  $6,56 \text{ s}^{-1}$  (Figure 6.9). Si la section de capture est activée thermiquement, elle s'écrit :

$$\sigma_p = \sigma_{p_\infty} \exp - \frac{\Delta E_\infty}{kT} \quad (6.3)$$

ce qui nous permet d'établir la relation :

$$c_p p = \sigma_{p_\infty} \left( \frac{3k}{m_p^*} \right)^{1/2} T^{1/2} p \exp - \frac{\Delta E_\infty}{kT} \quad (6.4)$$

Nous obtenons alors

$$\text{Log} \frac{T^{1/2}}{c_p p} = \frac{E_\infty}{kT} - \text{Log} \left[ \left( \frac{3k}{m_p^*} \right)^{1/2} p \sigma_{p_\infty} \right] \quad (6.5)$$

En traçant  $\text{Log} T^{1/2} / c_p p$  en fonction de  $\frac{1000}{T}$ , nous obtenons une "énergie d'activation" de 0,65 eV et en prenant  $p = N_A$ ,  $\sigma_{p_\infty}$  est égal à  $1,5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^2$ . Ce résultat ne nous paraissant pas raisonnable, nous en concluons que le pic DLTS est dû à la recombinaison et que  $\tau_{\text{rec}}^{-1}$  est en  $\exp - \frac{\Delta E}{kT}$ , que la recombinaison se fasse en volume ou à l'interface. Comme dans le cas de l'inversion moins forte, l'amplitude du pic croît avec la fréquence. Or nous sommes dans une région où la capacité ne varie pas tellement avec la tension. Des décalages éventuels en tension de la caractéristique C(V) semblent donc insuffisants pour expliquer cette variation de l'amplitude avec la fréquence.

Après avoir recuit à 250°C environ durant une heure, cet échantillon présente le même comportement mais avec des spectres d'amplitudes plus faibles indiquant que la concentration en défauts a diminué.

L'étude d'un échantillon du même type irradié avec la même dose d'électrons à une énergie de 1 MeV a également donné les mêmes résultats.

Figure 6.8 : Type p n° 1 irradié : signatures obtenues pour un pic d'inversion moins forte avec deux durées d'impulsion différentes :  
 $x : t_p = 1 \text{ msec}$  ;  $\Delta : t_p = 5 \text{ msec}$ .

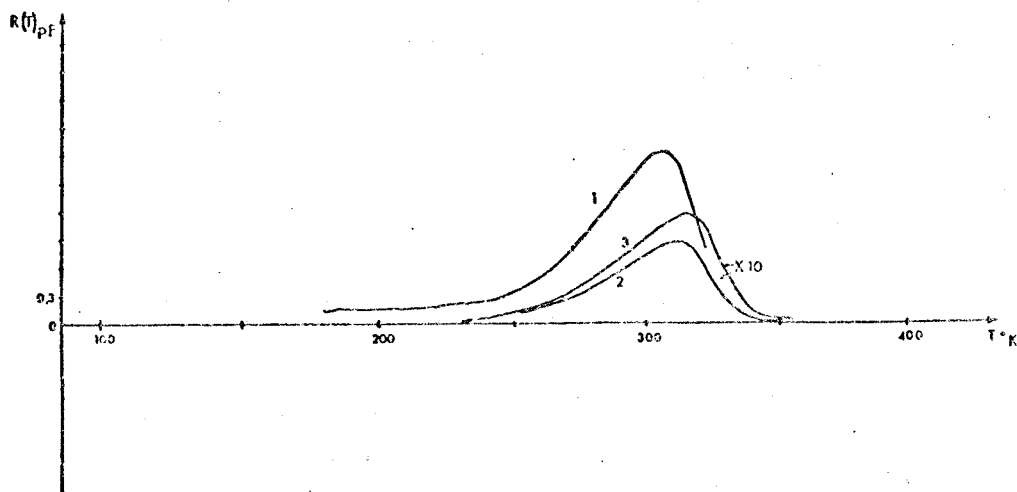
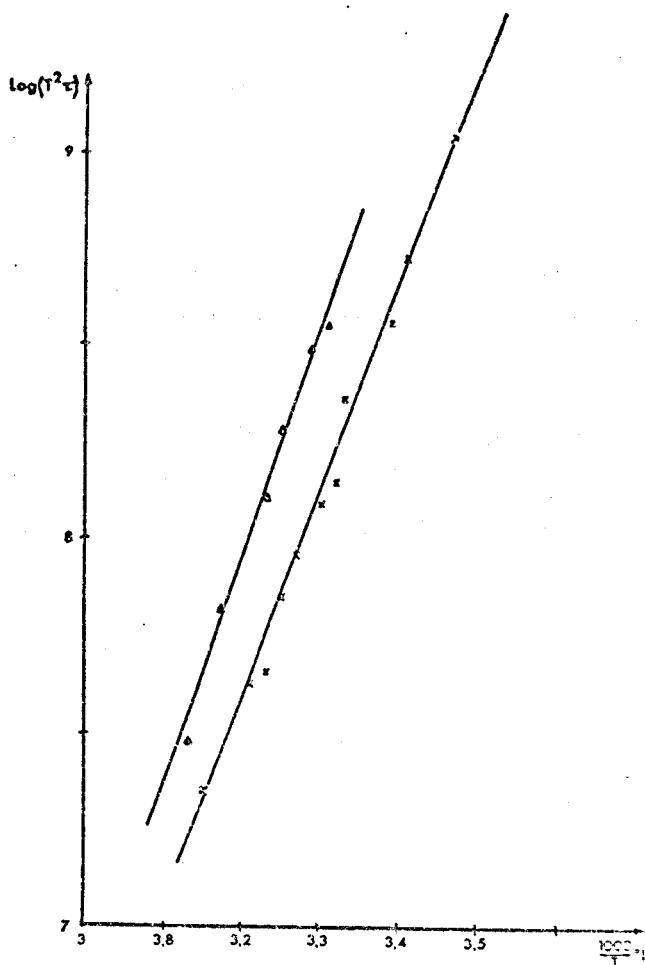


Figure 6.9 : Type p n° 1 irradié : spectres d'inversion plus forte  
1)  $f = 19,7 \text{ Hz}$  ; 2)  $f = 29,9 \text{ Hz}$  ; 3)  $f = 38,6 \text{ Hz}$ .



### 3. ECHANTILLON DE TYPE n n° 4.

Toutes les mesures DLTS effectuées sur cet échantillon l'ont été peu de temps après son irradiation aux électrons. La caractéristique  $C(V)$  était alors celle dépouillée au chapitre II. Après un mois de repos la capacité réétudiée par  $C(V)$  et  $C(t)$  fournissait une caractéristique recentrée sur OV et surtout ne présentant pas de décalage suivant la température le long de l'axe des tensions. Le temps de génération mesuré alors ne correspond sans doute pas tout à fait au comportement de la capacité un mois auparavant. Nous devons donc éventuellement en tenir compte ainsi que du décalage très important du  $C(V)$  vers les tensions positives, atteignant jusqu'à 5 volts à 77° K.

#### 3.1 CAPACITE VIERGE.

Ni la caractéristique  $C(V)$ , ni le  $C(t)$  ne présente d'état d'interface. En inversion plus forte, nous avons observé un petit pic ( $R(T) \approx 6.10^{-2}$  pF) lié à un transitoire négatif ( $c_p p$ ) à 225° K, puis un pic dans l'autre sens d'amplitude un peu plus grande à  $T = 351^\circ$  K. Ce dernier pic peut correspondre à une capture d'électrons ou à une recombinaison.

Lorsque l'échantillon passe de l'inversion ( $V_a$ ) à l'accumulation ( $V_b$ ), il n'apparaît qu'un très grand pic ( $R(T) \approx 4,2$  pF) à environ 372° K correspondant à un taux d'émission d'électrons (ce qui était attendu) de  $37 s^{-1}$ . Etant donné le temps de génération (376 msec) à cette température, l'hypothèse d'un pic de génération n'est pas à exclure.

L'échantillon ne contient pas d'état d'interface décelable par DLTS.

#### 3.2 CAPACITE IRRADIEE.

En inversion plus forte nous obtenons deux pics à basse température et haute température séparés entre eux par une vallée non négligeable en amplitude (Figure 6.10). Une variation de fréquence ne modifie pas la position du deuxième pic dont  $T_{max}$  reste à 330° K, mais l'amplitude varie dans le même sens que la fréquence. Quant au premier pic, situé entre 148° K et 165° K, tant son amplitude que sa position semblent évoluer, à priori, de façon irrégulière. En regardant les caractéristiques  $C(V)$  à température ambiante et basse température, il apparaît que la tension de base  $V_a$  correspond à une tension de faible déplétion à 300° K alors qu'elle polarise le même échantillon en forte inversion à 80° K. Nous avons vu précédemment l'éventualité d'une température de "cut-off", lorsque la fenêtre d'émission devenait supérieure à  $(E_C - E_F)_s$ . Dans notre cas  $(E_C - E_F)_s$ , égal à  $(E_C - E_F)_\infty + \psi_s$  est la somme de deux termes variant avec la température, et en sens contraire. Cela pourrait donner, dans certaines conditions, deux températures de cut-off (voir annexe E). Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait tracer la caractéristique  $C(V)$  aux deux températures  $T_1$  et  $T_2$  et vérifier que  $\psi_s + (E_C - E_F)_\infty(T_1) = (E_C - E_T)_\infty(T_1)$ , et de même pour  $T_2$ . Cette vérification ne nous est pas permise car les caractéristiques  $C(V)$  se sont modifiées avec le temps et nous ne pouvons retrouver les conditions d'obtention de ces spectres DLTS.



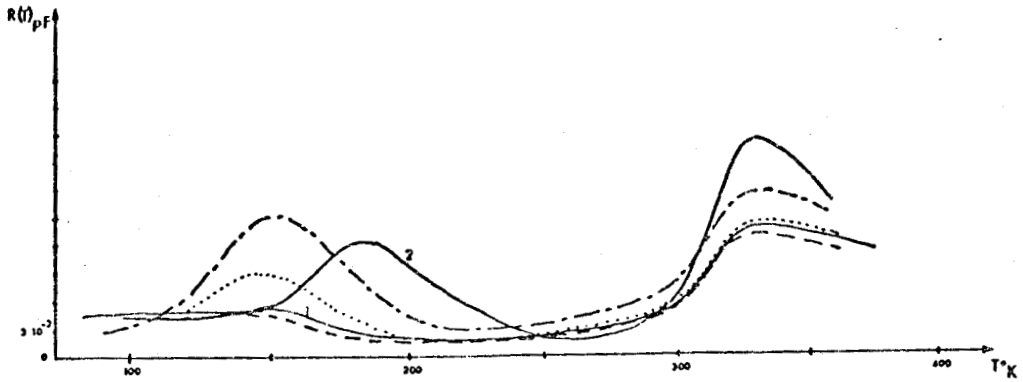


Figure 6.10 : Type n n° 4 irradié : spectres d'inversion plus forte

$f = \text{---} 10,3 \text{ Hz} ; \text{--} 1) 14,5 \text{ Hz} ; \text{-} 2) 36,3 \text{ Hz} ; \dots 40,1 \text{ Hz} ; \text{---} 67,8 \text{ Hz}.$

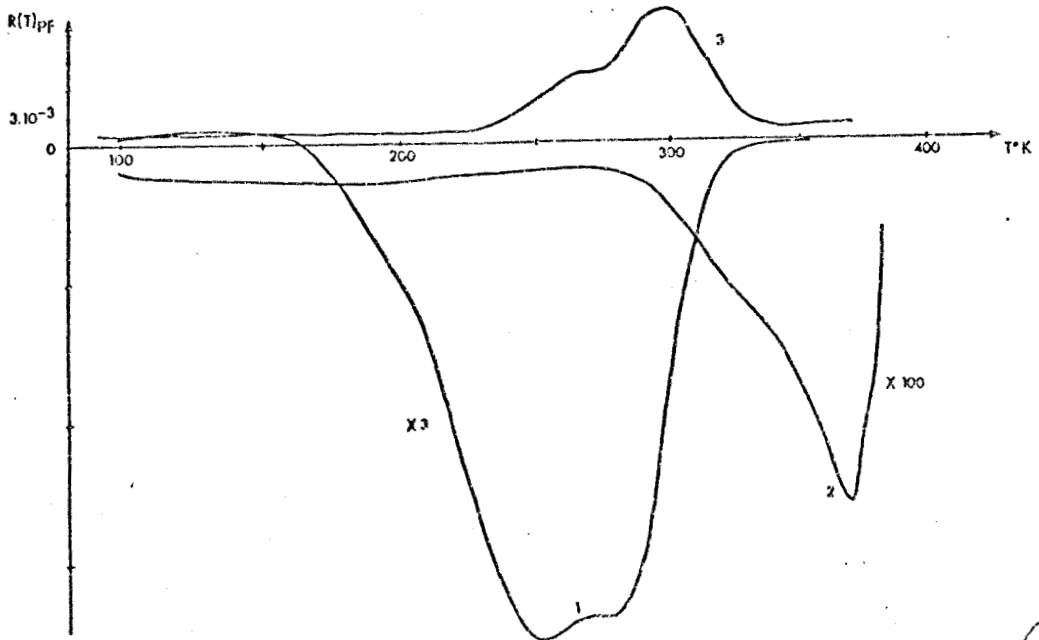


Figure 6.11 : Type n n° 5 vierge : spectres de :

1) dépétion moins forte ; 2) inversion à accumulation ; 3) inversion plus forte.



A priori, ce raisonnement faisant intervenir des tensions de coupure peut être aussi appliqué aux états de volume. Mais le pic situé à  $330^{\circ}\text{K}$  ne se déplaçant pas avec la fréquence, nous pensons plutôt à des états d'interface.

#### 4. ECHANTILLON DE TYPE n N° 5.

Le problème lié à l'évolution des caractéristiques  $C(V)$  est le même que dans le cas précédent et nous avons travaillé également peu de temps après l'irradiation.

##### 4.1 CAPACITE VIERGE (Figure 6.11).

*En déplétion* moins forte assez proche de l'inversion, nous avons obtenu deux pics corrélés à  $250$  et  $280^{\circ}\text{K}$  pour un taux d'émission d'électrons (ils sont dans le sens attendu) de  $56,6 \text{ s}^{-1}$ . Si la déplétion moins forte est faite à partir d'une tension de base plus proche de l'accumulation, le spectre ne présente plus qu'un petit pic correspondant toujours à une émission d'électrons mais à basse température.

Lorsque l'impulsion fait passer l'échantillon du régime d'inversion à celui d'accumulation, il apparaît un continuum se terminant par un très gros pic vers  $360^{\circ}\text{K}$ . Ce pic peut éventuellement être dû à la génération,  $t_G$  étant de l'ordre de  $360$  msec environ et la période de répétition étant de  $30$  msec.

*En inversion* plus forte, un petit pic correspondant au sens attendu a été obtenu à  $299^{\circ}\text{K}$  pour  $1/\tau$  égal à  $56,6 \text{ s}^{-1}$ . Ce pic peut être dû à une capture d'électrons ou à de la recombinaison dans la mesure où celle-ci est possible en inversion.

Nous n'avons rien observé dans les deux cas d'accumulation.

##### 4.2 CAPACITE IRRADIEE.

*En déplétion* plus forte (qui devient en fait de l'inversion plus forte à basse température) nous avons d'abord obtenu deux gros pics engendrés par un transitoire positif ( $c_n n$ ), relativement proches l'un de l'autre et séparés par une vallée assez abrupte. Deux jours après, la même manipulation n'a plus donné que deux faibles ébauches de pics à très basse et haute température, séparés par une vallée d'amplitude négligeable. Ceci est une bonne illustration d'un type d'irreproductibilité dû aux états d'oxyde souvent rencontré (Figure 6.12).

En déplétion moins forte, nous avons tiré plusieurs spectres en gardant  $V_b$  constant et en prenant  $V_a$  en déplétion de plus en plus forte (Figure 6.12). Les niveaux concernés par un changement d'état dû à l'impulsion étant de plus en plus profonds, il est normal que le spectre s'élargisse vers les températures plus élevées, ce que nous observons bien. En fait, nous décalons la température de cut-off en faisant varier la polarisation de base. Ces états étant fortement distribués, nous les identifions comme des états d'interface.

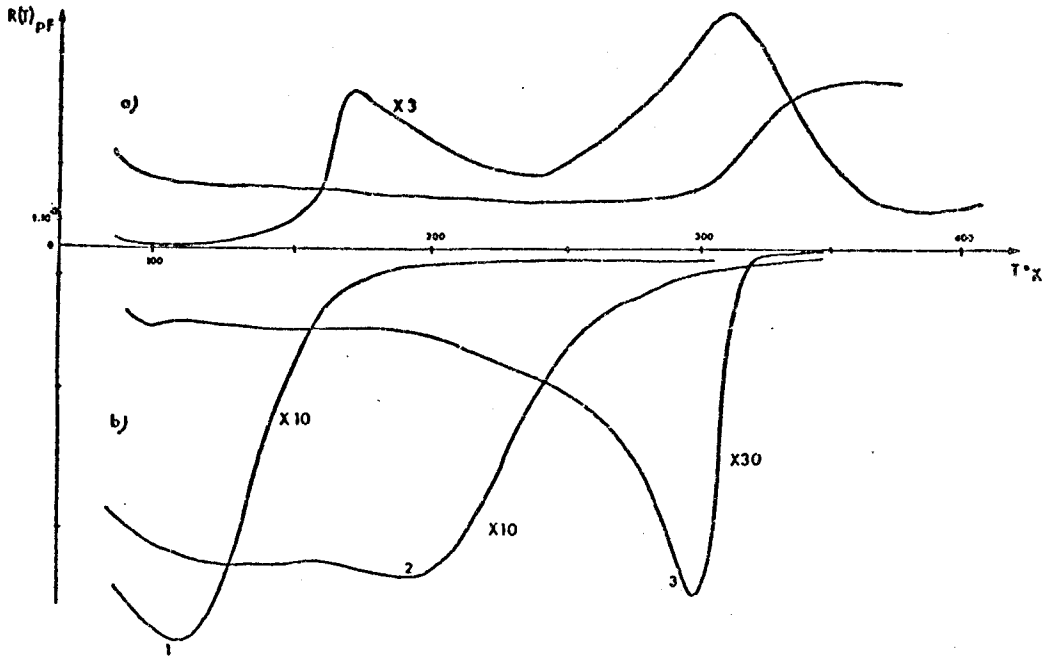


Figure 6.12 : Type n n° 5 irradié : spectres de déplétion obtenus avec  $V_b$  constant et une tension de base  $V_e$  de plus en plus loin en inversion.  
a) déplétion plus forte ; b) déplétion moins forte.

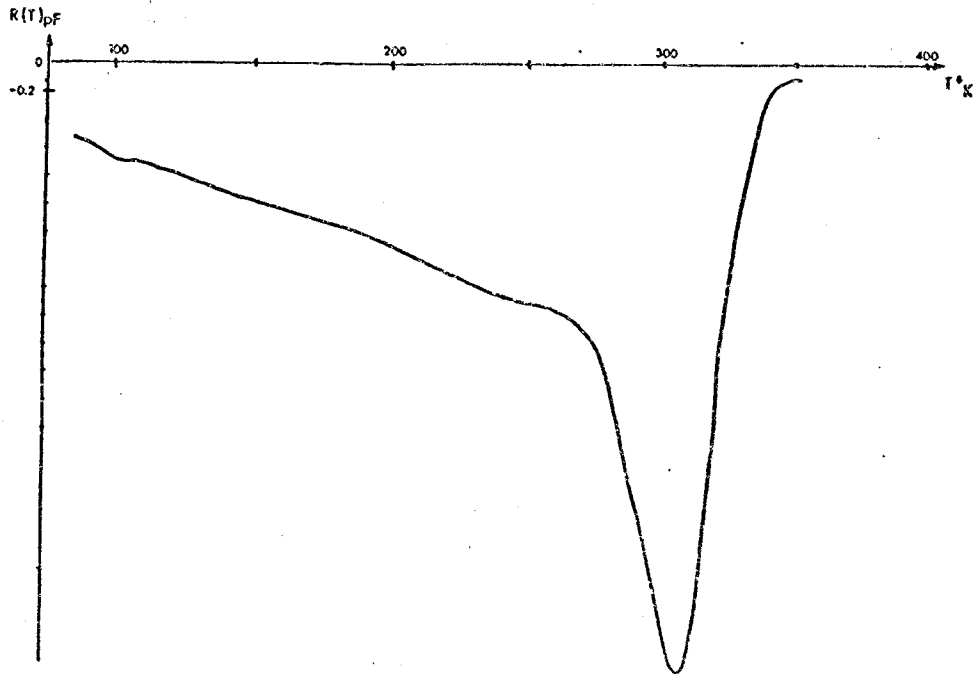


Figure 6.13 : Type n n° 5 irradié : spectre obtenu en passant de l'inversion à l'accumulation.



En allant de la déplétion profonde à l'accumulation pendant l'impulsion tous ces états interviennent et le spectre présente en plus du continuum un très gros pic à 300°K (Figure 6.13). Celui-ci pourrait être dû à la génération,  $t_G$  étant d'un ordre de grandeur comparable à la période à cette température (voir Chapitre IV). Toutes les autres manipulations effectuées plus ou moins loin en déplétion ou en inversion, que l'impulsion soit positive ou négative, peuvent s'expliquer avec le double cut-off.

## 5. ECHANTILLON DE TYPE p n° 2.

La caractéristique C(V) de cet échantillon ne se décalant pas en tension selon la température de mesure, nous avons pu étudier les six cas de polarisation. Nous avons fait varier la tension de façon systématique afin de voir l'évolution du comportement de la capacité en fonction de la tension appliquée. De manière générale tous les spectres obtenus sur cet échantillon sont très faibles en amplitude. Ils ont tous été tirés à une fréquence de 9,4 Hz, ce qui impose  $1/\tau$  égal à 62 msec.

*En accumulation* moins forte, nous avons obtenu deux ébauches de pics vers 250°K et 300°K, dans le sens contraire à celui attendu. L'accumulation plus forte obtenue à partir de la même tension a donné un spectre symétrique du précédent, lié à une capture de trous (Figure 6.14). Il convient de s'interroger sur la raison pour laquelle un processus de capture peut être vu en DLTS. La concentration en porteurs majoritaires peut être considérée constante entre 77°K et 350°K. Le taux de capture n'est donc fonction de la température que par la vitesse des porteurs, ce que nous avons traduit par l'expression :

$$c_p p = \sigma_p \left( \frac{3k}{m_p^*} \right)^{1/2} T^{1/2} p \quad (6.6)$$

Etant donné la bande de fréquence dans laquelle les spectres sont obtenus, les températures des pics et les concentrations des échantillons, les sections de capture devraient être de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-22}$  à  $10^{-23} \text{ cm}^2$  ce qui est très faible. Ces sections de capture très faibles pourraient s'expliquer par le modèle suivant.

Considérons un niveau  $E_T$  lié à un défaut dans l'oxyde. La courbure de bande de ce niveau reste pratiquement plate dans l'oxyde et devient brutalement très forte à l'interface  $\text{SiO}_2\text{-Si}$ . Une charge sur ce niveau d'oxyde "voit" une certaine épaisseur d'oxyde à traverser pour passer dans le silicium. Le champ électrique important à l'interface peut l'aider à passer par effet tunnel. La charge va alors se mettre sur un niveau du substrat, ce qui provoque une variation de charge et donc de capacité. Si ce transfert de charge par effet tunnel est assez important, cela peut éventuellement donner lieu à un spectre DLTS, les sections de capture liées à ces pics étant forcément très faibles.

Une autre hypothèse est de considérer que les sections de capture sont activées thermiquement, le taux de capture étant alors donné pour l'expression (6.3). La signature du

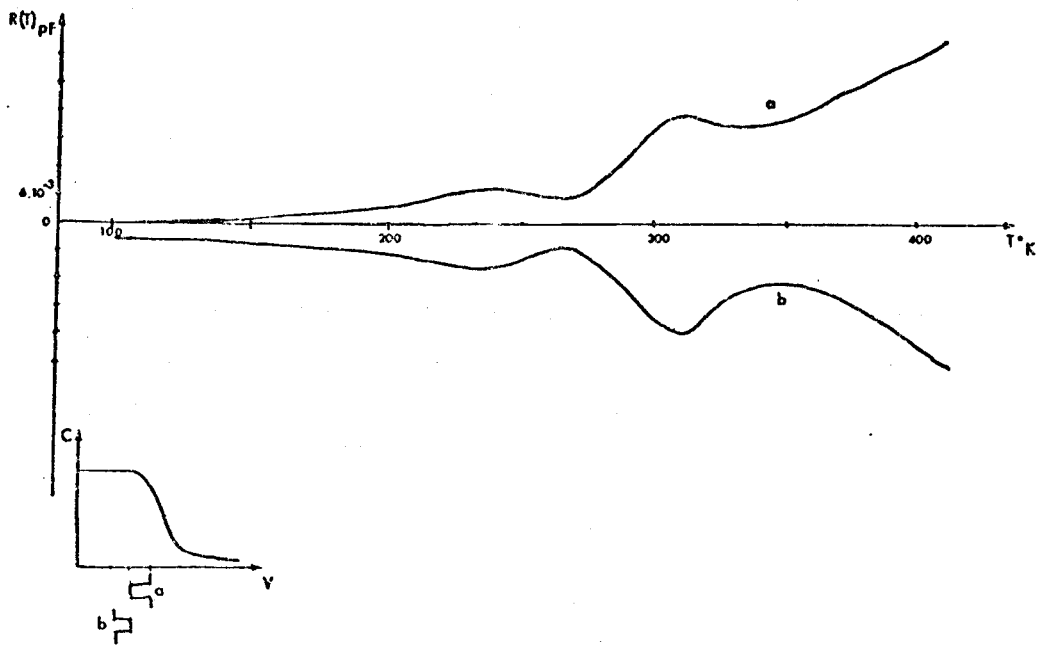


Figure 6.14 : Type p n° 2 : spectres d'accumulation  
a) plus forte ; b) moins forte.

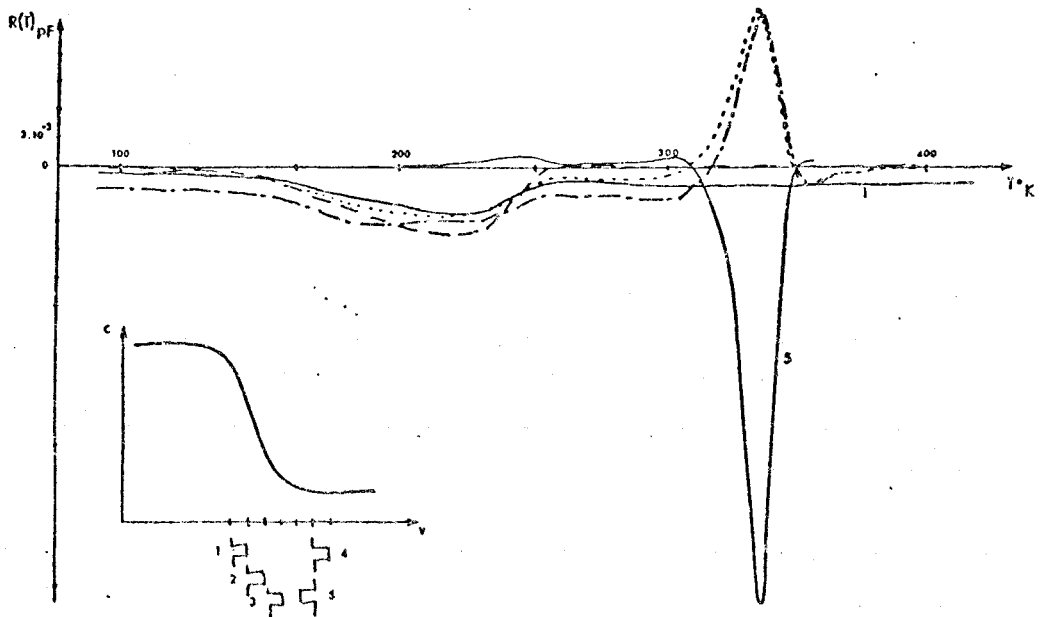


Figure 6.15 : Type p n° 2 : spectres de déplétion plus forte (1, 2, 3), d'inversion plus forte (4)  
et d'inversion moins forte (5).

— 1 et 5 ; — 2 ; ..... 3 ; - - - 4.



pic fournit dans ce cas les caractéristiques de la section de capture :  $\sigma_{p\infty}$  et  $E_{\infty}$ .

Dans le cas précis de cet échantillon,  $E_{\infty}$  serait au minimum égal à 0,15 eV pour une section de capture  $\sigma_{p\infty}$  de  $10^{-18}$  cm<sup>2</sup>, ce qui semble un peu élevé. Mais quelle que soit la bonne hypothèse, il semblerait que ce soit le même niveau qui réponde à la même température, les spectres étant symétriques. Les constantes de temps à  $T_{\max}$  étant imposées par la fréquence de répétition de la tension, il en résulte que le rapport  $e_p/c_{pp}$  est égal à 1, ce qui donne :

$$\frac{e_p}{c_{pp}} = \frac{\sigma_p v_p N_V \exp \frac{E_V - E_T}{kT}}{\sigma_p v_p N_V \exp \frac{E_V - E_{Fp}}{kT}} = 1$$

Ceci implique que le piège vu est situé quasiment au niveau de Fermi des trous.

Les amplitudes des pics sont très faibles, les défauts se comportant comme des pièges à trous sur une très petite zone située près de l'interface.

*En déplétion* plus forte apparaissent deux ébauches de pics larges et plats à 218° K et entre 268 et 400°K (Figure 6.15). Le transitoire de capacité étant négatif, le processus est une capture d'électrons. La densité d'électrons (porteurs minoritaires) étant loin d'être négligeable près de la surface, il est raisonnable d'admettre que la capture d'électrons est réelle, tout en étant suffisamment lente pour être vue en DLTS.

Le spectre de déplétion moins forte présente un continuum dans le sens opposé à celui attendu, augmentant jusqu'à une valeur maximale à  $T = 400^\circ\text{K}$ .

*En inversion* moins forte (Figure 6.15) apparaît un pic de très grande amplitude (par rapport aux autres pics obtenus avec cet échantillon) situé à  $T_{\max} = 335^\circ\text{K}$ . Ce pic est engendré par un transitoire de capacité négatif correspondant à une émission de trous. A cette température le temps de génération de la zone d'inversion complète (lorsque l'on passe de l'accumulation à l'inversion) est environ trois fois plus petit que la période d'échantillonnage. Le temps nécessaire pour générer la quantité de porteurs minoritaires  $\Delta Q_i$  créée par une impulsion de 0,5 V est donc négligeable. Le pic observé ne peut correspondre au piège servant de centre de génération, sinon il atteindrait son état d'équilibre en un temps au maximum aussi long que le temps de génération.

En inversion plus forte, nous retrouvons ce même pic inversé, à la même température mais d'amplitude beaucoup plus faible (Figure 6.15). La constante de temps du transitoire est  $(c_{pp})^{-1}$ . S'agit-il du même piège qu'en inversion moins forte ou est-ce un pic de recombinaison ? D'après notre approximation du chapitre V.2.2 sur les bornes d'intégration de  $\Delta \rho(t)$ , un niveau piège ne peut être vu que si la génération de minoritaires n'a pas été totalement réalisée durant l'impulsion (2 msec dans ce cas). En fonction de la réponse à cette question, la constante de temps à l'origine du pic DLTS est  $(c_{pp})^{-1}$  ou  $\tau_{\text{rec}}$ .

Outre ces deux pics qui vérifient notre modèle, les spectres d'inversion présentent des niveaux continus d'où émergent plus ou moins nettement des maxima correspondant à des transitoires du sens opposé à celui attendu.

## CONCLUSION

La première conclusion qui s'impose suite à toutes ces observations porte sur la nécessité d'étudier des capacités qui n'ont pas été irradiées à travers l'oxyde. En faisant croître l'oxyde sur le silicium irradié séparément, nous devrions éviter bien des problèmes d'instabilité. Dans tous les cas où les instabilités dues à l'oxyde ne peuvent pas être supprimées, il est nécessaire de trouver un moyen de geler les défauts d'oxyde dans un état fixé. Nous ne sommes pas encore parvenus à déterminer s'il faut descendre très vite en température ou au contraire très lentement pour obtenir la stabilité souhaitée. Cette recherche des bonnes conditions initiales est primordiale. Un moyen de résoudre le problème serait peut-être de travailler à capacité constante, c'est-à-dire de faire de la CCDLTS<sup>(2)</sup> plutôt que de la simple DLTS.

Il ressort également de ces mesures que le modèle simple établi au Chapitre V est dans l'ensemble vérifié en inversion. Par contre en accumulation il ne suffit pas puisque les spectres obtenus sont toujours dans le sens contraire à celui attendu. D'autre part nous n'avons observé des spectres présentant des pics dans les deux sens que dans les cas d'inversion, ceci étant probablement dû à la présence des porteurs minoritaires. Il nous semble qu'à l'état actuel de compréhension des capacités M.O.S., l'introduction des deux pseudo-niveaux de Fermi soit une bonne explication. Une autre possibilité est d'imputer ces pics inattendus à une face arrière non dégénérée. Mais tous les cas ne peuvent alors être expliqués, notamment en accumulation (échantillons n<sup>os</sup> 2 et 3). Reste enfin la possibilité de l'effet tunnel qu'il serait intéressant d'étudier plus en profondeur.

Quant au problème de la variation d'amplitude des pics DLTS avec la fréquence, nous pouvons un peu l'expliquer dans les cas de déplétion et d'inversion mais pas en accumulation. Nous ne pourrions obtenir les concentrations en défauts dans le substrat de façon correcte que lorsque ce problème sera résolu.

## CONCLUSION

Le premier enseignement que nous tirons de cette étude concerne les conditions expérimentales. En effet notre problème le plus important fut celui des instabilités des caractéristiques  $C(V)$  qui sont probablement à l'origine des spectres irreproductibles ou tout au moins d'allure très variable avec le temps. Les défauts dans l'oxyde sont sans doute en grande partie responsables de ces instabilités. L'irradiation aux électrons énergétiques accroissant de façon évidente le nombre des défauts, il s'avère indispensable, pour l'avenir, d'irradier d'abord le substrat avant de faire croître l'oxyde. Le soin apporté à la fabrication de la couche d'oxyde semble d'ailleurs avoir beaucoup plus d'importance que le processus de fabrication de l'oxyde en lui-même (voir Tableau des résultats du Chapitre III). Néanmoins si nous voulons que la DLTS puisse être utilisée comme technique de caractérisation des capacités M.O.S., il faut pouvoir l'utiliser sur des échantillons qui ne soient pas parfaits. La première urgence est donc de trouver le moyen de s'affranchir de ces instabilités. Outre ce problème de la qualité d'oxyde, il s'est avéré important de travailler avec des capacités dont les faces arrières soient dégénérées.

La qualité de la capacité nous est fournie par l'étude de la caractéristique  $C(V)$  (Chapitre II). La comparaison des caractéristiques idéale et mesurée nous a permis de trouver des densités  $N_{ss}$  d'états d'interface de l'ordre de  $10^{11}$  à  $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1}$ . Cette méthode présente néanmoins quelques difficultés relatives à la superposition des deux caractéristiques : selon la façon dont elle est réalisée, la différence de tension  $\Delta V_G$  peut être négative ou positive, correspondant ainsi à des niveaux donneurs ou accepteurs.

Le Chapitre IV vient compléter l'information sur la capacité en apportant des renseignements sur la génération. Notre étude de la dépendance en température du temps de génération s'avère intéressante dans la mesure où elle nous renseigne sur la position du centre de génération dans la bande interdite. Cela nous a d'ailleurs permis de constater que la plupart des centres de génération n'étaient pas situés au milieu de la bande interdite. Mais cette méthode se révèle insuffisante pour déterminer le processus dominant ( $e_n$  ou  $e_p$ ). Nous ne savons donc pas si  $\Delta E = E_T - E_V$  ou  $E_C - E_T$ .



D'autre part nous avons pu observer qu'il n'y avait pas de lien systématique entre les états d'interface observés sur caractéristique  $C(V)$  et la déformation des transitoires de capacité. Il serait intéressant d'approfondir cette étude comparative.

A partir des Chapitres V et VI sur l'adaptation de la DLTS aux capacités M.O.S., nous pouvons tirer plusieurs remarques. Dans tous les cas où le processus analysé est une capture, nous n'avons pu résoudre analytiquement le problème à cause de la dépendance du nombre de porteurs libres en fonction de la profondeur dans le substrat ( $p(x)$ ). Nous avons pu constater sur les spectres obtenus que les captures étaient observables en DLTS. Ceci nécessite un taux de capture  $c_p(x)$  activé thermiquement ou un effet tunnel non négligeable.

Par ailleurs, il y a plusieurs zones de captures lente ou rapide, à cause de  $p(x)$ . Le pic DLTS obtenu est-il dû à une section de capture  $\sigma_p$  activée thermiquement ou à la variation de  $p(x)$  avec la température due à la dépendance en température des courbures de bandes ? Il sera donc intéressant de poursuivre ces manipulations pour une meilleure compréhension du processus de capture, même si elles ne permettent pas de connaître l'énergie d'activation du défaut.

Les cas d'inversion nous ont amenés à nous poser le problème de la recombinaison. Est-elle possible ou non en inversion et si oui de quelle façon ? Nous n'avons pas trouvé de réponse à cette question dans la littérature. Dans le cadre de la DLTS, la connaissance des processus de recombinaison est indispensable pour comprendre l'origine des pics obtenus, que ce soit en inversion plus ou moins forte (voir la remarque du Chapitre V). Il sera donc intéressant de monter une expérience spécifique à l'étude de la recombinaison en zone d'inversion. Les impulsions devant être de faible amplitude, les transitoires de capacité le seront de la même façon. En fonction des ordres de grandeur, l'étude d'un transitoire de capacité non périodique s'avèrera possible ou non. Quant à la génération, il n'est pas impossible qu'elle puisse engendrer des pics DLTS en inversion moins forte. Nous devrions alors retrouver les mêmes centres de génération par l'analyse DLTS ou par l'analyse  $C(t)$ . L'étude comparée de ces deux méthodes sera également à poursuivre.

Que les transitoires de capacité soient imputables ou non à des états d'interface ou de volume (la distinction n'est pas évidente dans certains cas (VI.2.2)), ils donnent lieu à des pics DLTS de même sens ( $> 0$  ou  $< 0$ ). D'après le modèle développé dans le chapitre V, nous attendions des sens de transitoires bien précis pour chaque cas. Or les pics observés en accumulation sont toujours de sens opposé à celui attendu. En inversion, les pics les plus importants correspondent bien au sens attendu. Il apparaît en plus des pics d'amplitude beaucoup plus faible dans l'autre sens. Ceci nous incite à penser que deux pseudo-niveaux de Fermi interviennent dans les capacités M.O.S.

D'autres observations encore inexplicables (par ex :  $\Delta C = f(f_{Hz})$ ) ne nous permettent pas d'utiliser la DLTS pour une caractérisation systématique des capacités M.O.S.. Cette étude

semble au contraire poser des problèmes théoriques nouveaux. Elle devrait surtout être intéressante (du moins dans un premier temps) pour approfondir la connaissance des structures M.O.S..



ANNEXE A

CALCUL PAR ORDINATEUR DE LA CARACTERISTIQUE C(V) IDEALE

Le programme est le même pour du substrat de type n ou p. Il est conçu au départ pour du type p : le potentiel de surface  $\psi_s$  est donc négatif en accumulation et positif en inversion. Pour du type n, l'utilisateur doit inverser les signes des tensions  $\psi_s$  et V obtenues.

```

10 OPTION BASE 1
20 DISP "CONCENTRATION EN AT/M3
   ?" @ INPUT N
30 DISP "SURFACE DE LA GRILLE E
   N M2 ?" @ INPUT S
40 DISP "EPaisseur D'OXYDE EN M
   ?" @ INPUT D
50 DISP "TEMPERATURE?" @ INPUT
   T
60 N1=3.29E21*T*1.5*EXP(-6390/
   T)
70 Y=11600/T
80 L=338*SQRT(T/N)
90 A=LOG(T*1.5*2.12E21/N)/Y
100 B=.55-A
110 DIM F(99),Q(99),V(99),C(99),
   F(99),C1(99),R(99)
120 I=1
130 F(I)=-A
140 R(I)=Y*F(I)
150 F(I)=SQRT(EXP(-R(I))+R(I))-1+(
   N1/N)*2*(EXP(R(I))-R(I))-1)
160 Q(I)=SQRT(2.92E-33*(N)*F(I)
170 IF F(I)>0 THEN V(I)=Q(I)*D/2
   .832E-11+R(I) ELSE V(I)=-((Q
   I)*D/2.832E-11)+F(I)
175 IF V(I)=0 THEN S5=V(I)
180 C1(I)=.00000000106/L*(1-EXP
   (-R(I)))/SQRT(EXP(-R(I))+R(I)
   -1)

```

entrée de  $N_A$ , S, d, T

$$\text{Calcul de } n = \frac{n_i^2}{N_A} = N I$$

$$Y = \frac{q}{kT} ; L = L_D$$

$$A = E_F - E_V ; B = E_i - E_F$$

$$P = \psi_s$$

Calcul de  $F(\psi)$ ,  $Q(\psi)$ ,  $C(\psi)$

pour  $\psi$  variant de  $-(E_i - E_F)$  à  $2,5 (E_i - E_F)$

Mise en tableau.

N.B. - Pour du type n, remplacer dans la ligne 90 2.12E21 par 5.41E21.

```
185 IF P(I)<0 THEN C1(I)=-C1(I)
190 C(I)=S/(D/2.381E-11+1/C1(I))
200 IF P(I)>2.5*B THEN GOTO 240
210 I=I+1
220 P(I)=P(I-1)+.02
225 IF P(I)=0 THEN G3=P(I)
230 GOTO 140
240 I1=1
250 PRINT USING 260 ; N
260 IMAGE 1X,"CONCENTRATION:",1X
,1D 2DE,1X,"AT/M3"
270 PRINT USING 280 ; D
280 IMAGE 1X,"EPAISSEUR D'OXYDE"
,1X,2D,3DE,1X,"M"
290 PRINT USING 300 ; S
300 IMAGE 1X,"SURFACE DE LA GRIL
LE.",1X,2D,3DE,1X,"M2"
310 PRINT USING 320 ; T
320 IMAGE 1X,"TEMPERATURE:",1X,3
D,2D,1X,"K"
330 PRINT
340 PRINT
350 PRINT " TENSION(V) C(F)
P(V)"
360 FOR I=1 TO I1
370 PRINT USING 380 ; V(I),C(I),
P(I)
380 IMAGE 6D,2D,3X,3D 2DE,3X,2D,
2D
390 NEXT I
```

Impression du tableau

$V_V$      $C_F$      $\psi_V$

```
400 REM TRACE DE C(V)
401 S9=1.E-50
402 FOR I=1 TO I1
403 S9=MAX(S9,C(I))
404 NEXT I
405 S4=S9
410 S1=V(I1) @ S2=V(I1) @ S3=C(I1)
)
420 GOCLEAR
430 SCALE S1-(S2-S1)/8,S2+(S2-S1
)/8,S3-(S4-S3)/3.5,S4+(S4-S3
)/10
440 XAXIS S3,(S2-S1)/10
450 YAXIS S5,(S4-S3)/10
460 REM LABEL DE L'AXE X
470 LDIR 90
480 FOR X=S1 TO S2 STEP (S2-S1)/
10
490 MOVE X,S3-(S4-S3)/3.5
495 X=IP(X*100)/100
500 LABEL VAL$(X)
510 NEXT X
520 REM LABEL DE L'AXE Y
530 LDIR 0
540 FOR Y=S3 TO S4 STEP (S4-S3)/
10
550 MOVE S5+(S2-S1)/20,Y
555 Z=IP(Y*1.E12)
560 LABEL VAL$(Z)
```

Tracé du C(V)



```
570 NEXT Y
575 PENUP
580 FOR I=1 TO I1
590 PLOT V(I),C(I)
600 NEXT I
601 COPY
605 REM TRACE DE P(V)
610 G1=P(I1) @ G2=P(1)
620 GCLEAR
630 SCALE S1=(S2-S1)/8,S2+(S2-S1
)/8,G2-(G1-G2)/3.5,G1+(G1-G2
)/10
640 XAXIS G3,(S2-S1)/10
650 YAXIS S5,(G1-G2)/10
660 REM LABEL DE L'AXE X
670 LDIR 90
680 FOR X=S1 TO S2 STEP (S2-S1)/
10
690 MOVE X,G2-(G1-G2)/3.5
695 U=IP(X*100)/100
700 LABEL VAL$(U)
710 NEXT X
720 REM LABEL DE L'AXE Y
730 LDIR 0
740 FOR Y=G2 TO G1 STEP (G1-G2)/
10
750 MOVE S5+(S2-S1)/20,Y
755 W=IP(Y*100)/100
760 LABEL VAL$(W)
770 NEXT Y
775 PENUP
```

Tracé de  $\psi_s$  (V)

```
780 FOR I=1 TO I1
790 PLOT V(I),P(I)
800 NEXT I
805 COPY
810 REM TRACE DE C(P)
820 GCLEAR
830 SCALE G2-(G1-G2)/8,G1+(G1-G2
)/8,S3-(S4-S3)/3.5,S4+(S4-S3
)/10
840 XAXIS S3,(G1-G2)/10
850 YAXIS G3,(S4-S3)/10
860 REM LABEL DE L'AXE X
870 LDIR 90
880 FOR X=G2 TO G1 STEP (G1-G2)/
10
890 MOVE X,S3-(S4-S3)/3.5
900 W1=IP(X*100)/100
910 LABEL VAL$(W1)
920 NEXT X
930 REM LABEL DE L'AXE Y
940 LDIR 0
950 FOR Y=S3 TO S4 STEP (S4-S3)/
10
960 MOVE G3+(G1-G2)/20,Y
970 Z1=IP(Y*1.E12)
980 LABEL VAL$(Z1)
990 NEXT Y
1000 PENUP
1010 FOR I=1 TO I1
1020 PLOT P(I),C(I)
1030 NEXT I
1040 END
```

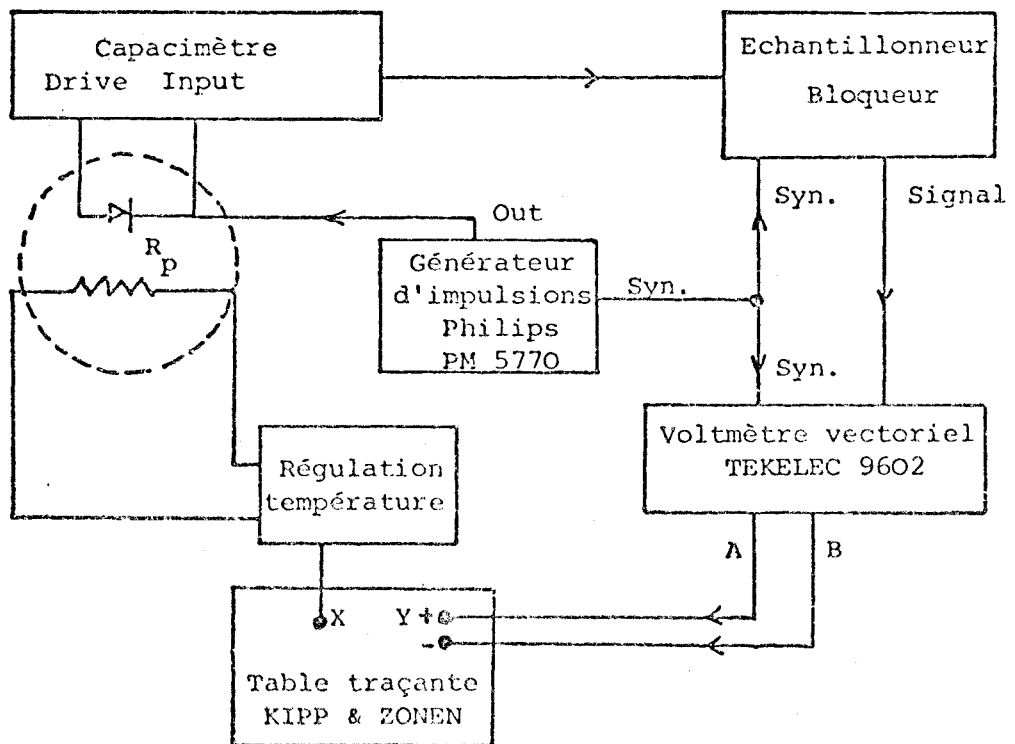
Tracé de C ( $\psi$ )



### ANNEXE B

#### DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE

Nous avons utilisé tout au long de cette étude l'analyse DLTS avec une détection synchrone double phase pour l'opération de filtrage. Le dispositif expérimental est le suivant :



Les mesures de capacité sont faites avec un capacimètre PAR 410, dont le signal de mesure à 1 MHz a une amplitude crête de 10mV.

L'échantillonneur bloqueur sert à supprimer la variation importante de capacité durant l'impulsion, évitant ainsi la saturation de la détection.

## ANNEXE C

### CENTRES DE GENERATION ET DE RECOMBINAISON

Pour établir les caractéristiques d'un piège se comportant comme un centre de génération ou de recombinaison, il nous faut reprendre les équations du chapitre III. En considérant un seul niveau de Fermi, les inégalités (3.11) et (3.12) deviennent :

$$\text{si } \frac{E_T + E_F}{2} \gg E_1, \quad \text{alors } e_n \gg c_p p \quad (\text{C.1})$$

$$\text{si } \frac{E_T + E_F}{2} \gg E_1, \quad \text{alors } c_n n \gg e_p \quad (\text{C.2})$$

Or le piège se comporte comme un centre de génération lorsque  $e_n \gg c_p p$  et  $e_p \gg c_n n$ . Avoir l'inégalité (C.1) satisfaite et (C.2) non satisfaite est chose impossible. Un piège ne peut donc pas être centre de génération ou de recombinaison si  $E_{F_n} = E_{F_p} = E_F$ .

Ainsi nous devons garder les équations du chapitre III dans leur forme originelle et considérer deux pseudo-niveaux de Fermi.

En utilisant les égalités (3.7) et (3.8), les concentrations en porteurs s'écrivent :

$$n = N_c \exp \left( - \frac{E_c - E_{F_n}}{kT} \right) = n_i \exp \left( \frac{E_{F_n} - E_i}{kT} \right) \quad (\text{C.3})$$

$$p = N_v \exp \left( \frac{E_v - E_{F_p}}{kT} \right) = n_i \exp \left( \frac{E_i - E_{F_p}}{kT} \right) \quad (\text{C.4})$$

Ces expressions permettent d'écrire les courants d'électrons et de trous sous la forme :

$$\vec{J}_n = n \mu_n \vec{\text{grad}} E_{F_n} \quad (\text{C.5})$$

$$\vec{J}_p = p \mu_p \vec{\text{grad}} E_{F_p} \quad (\text{C.6})$$



Dans une structure M.O.S., les courants sont négligeables s'ils ne sont nuls. Les pseudo niveaux de Fermi peuvent donc être considérés comme constants, pour celui des majoritaires dans tout le substrat et pour celui des minoritaires au moins près de la surface. Nous ne savons pas bien comment  $E_{F_n}$  (dans la cas d'une capacité de type p) passe de  $E_{F_n}$  (surface) à  $E_{F_n}(\infty) = E_{F_p}$ . Ceci en fait n'a pas grande importance car le pseudo-niveau de Fermi des électrons diminue la concentration en électrons. Or celle-ci ne devient importante que près de la surface. La zone où  $E_{F_n} = \text{constant}$  nous suffit donc pour notre étude.

L'écart entre les pseudo-niveaux de Fermi est déterminé par l'équation (6.2) :

$$E_{F_p} - E_{F_n} = \psi_s + \psi_{ms} + V_{oxe} \quad (6.2)$$

Pour que le piège se comporte comme un centre de génération, il faut, d'après les égalités (3.11) et (3.12) que  $\frac{E_T + E_{F_p}}{2} \gg E_1$  et  $\frac{E_T + E_{F_n}}{2} \ll E_1$ . Ce qui entraîne que  $E_{F_p}$  doit être supérieur à  $E_{F_n}$ . Ceci ne peut se produire que si  $\psi_s + \psi_{ms} + V_{oxe}$  est positif. Un piège ne peut donc servir de centre de génération que dans le seul cas où la capacité est polarisée en déplétion ou en inversion, et dans la zone où  $\alpha < x < \beta$  (voir annexe D).

De même, pour avoir un centre de recombinaison, il faut que  $\frac{E_T + E_{F_p}}{2} \ll E_1$  et  $\frac{E_T + E_{F_n}}{2} \gg E_1$ , ce qui nécessite du même coup  $E_{F_n} \gg E_{F_p}$ . Il en résulte qu'un piège ne peut être centre de recombinaison que si la capacité est polarisée en accumulation, et dans la zone où  $\alpha < x < \beta$  (voir annexe D).

## ANNEXE D

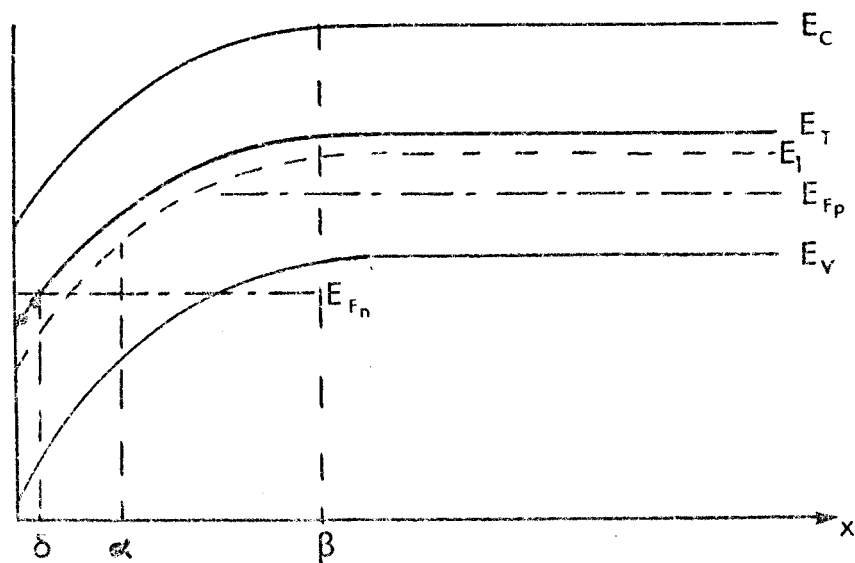
### ETATS D'OCCUPATION DES NIVEAUX PIEGES

Nous déterminerons dans cette annexe les états d'occupation des niveaux pièges et les processus dominants en fonction de la profondeur dans le substrat<sup>1</sup>.

#### 1. CAS DE DEPLETION (ET D'INVERSION)

Nous devons faire deux études distinctes, selon que  $E_T > E_1$  ou  $E_T < E_1$ .

##### 1.1 $E_T > E_1$ .



Soient  $x = \delta$  le point où  $E_T = E_{fn}$   
 $x = \alpha$  " (3.12) est une égalité  
 $x = \beta$  " (3.11) est une égalité.

Lorsque  $x < \alpha$ , les inégalités (3.11) et (3.12) sont toutes deux satisfaites. Le défaut se comporte donc comme un piège à électrons. A l'état d'équilibre, il doit donc y avoir égalité entre les taux de capture et d'émission des électrons, ce qui s'exprime par :

$$c_n n (N_T - n_T) = e_n n_T \quad (D.1)$$

En remplaçant  $e_n$  par son expression (3.1) et en utilisant les équations (3.5) et (3.7), nous obtenons le rapport

$$\frac{N_T - n_T}{n_T} = \exp \frac{E_T - E_{F_n}}{kT} \quad (D.2)$$

Le piège est donc plein lorsque  $E_T < E_{F_n}$ , c'est-à-dire pour  $x < \delta$ .

Pour  $x > \alpha$ , la relation (3.12) est cassée. Dans la région où  $\alpha < x < \beta$ ,  $e_n$  et  $e_p$  dominent respectivement  $c_p p$  et  $c_n n$  : le défaut est un centre de génération. A l'équilibre nous avons :

$$e_n n_T = e_p (N_T - n_T) \quad (D.3)$$

En utilisant les relations (3.7) et (3.8) dans les expressions de  $e_n$  et  $e_p$ , nous obtenons :

$$\frac{N_T - n_T}{n_T} = \exp \frac{2(E_T - E_I)}{kT} \quad (D.4)$$

Puisque  $E_T > E_I$ , le piège est toujours vide et la relation (3.16) est vérifiée.

Pour  $x > \beta$ , les relations (3.11) et (3.12) sont toutes deux cassées. Le défaut se comporte comme un piège à trous. A l'état d'équilibre :

$$e_p (N_T - n_T) = c_p p n_T \quad (D.5)$$

ce qui donne :

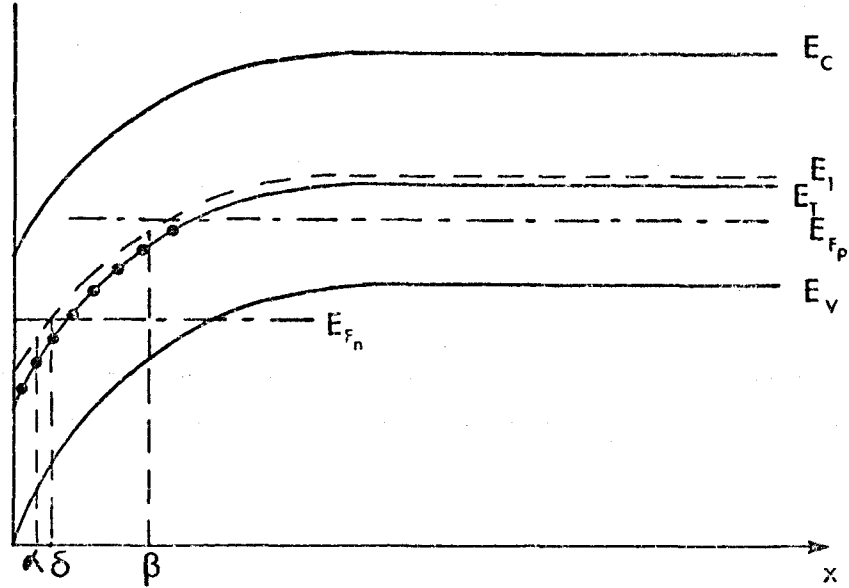
$$\frac{N_T - n_T}{n_T} = \exp \frac{E_T - E_{F_p}}{kT} \quad (D.6)$$

$E_T$  étant supérieur à  $E_{F_p}$ , le piège est toujours vide.

En résumé, le niveau est plein pour  $x < \delta$  et vide pour  $x > \delta$ .

1.2  $E_T < E_1$ .

Dans ce cas, le point  $x = \delta$  est situé entre les points  $x = \alpha$  et  $x = \beta$ .



En procédant de la même manière nous obtenons :

- i) pour  $x < \alpha$ , d'après l'équation (D.2) le niveau est plein
- ii) pour  $\alpha < x < \beta$ , l'équation (D.4) montre que le niveau est plein puisque  $E_T < E_1$
- iii) pour  $x > \beta$ , l'équation (D.6) indique que le niveau est plein tant que  $E_T < E_{F_p}$ .

Le niveau de Fermi déterminant l'état du niveau est celui des trous, alors que dans le cas précédent c'était celui des électrons.

Nous remarquons dans le premier cas ( $E_T > E_1$ ), qu'un niveau  $E_T$  en-dessous de  $E_{F_p} = E_F$  dans le substrat aurait son état de remplissage différent au-dessus ou en-dessous de  $E_{F_n}$ . Un changement de polarisation amène une variation de  $(E_{F_p} - E_{F_n})$  à partir de  $E_{F_p}$  fixe. Il en résulte alors une variation d'état de remplissage pour le niveau, bien que ne coupant pas  $E_{F_p}$ . Il convient de regarder les différents ordres de grandeurs nécessaires à la réalisation d'un tel cas. Mais à priori, trouver par analyse DLTS un niveau d'énergie compris entre  $E_F (= E_{F_p})$  et  $E_V$  n'est pas impossible.

En fonction de ces résultats, nous pouvons déterminer les constantes de temps qui dominent la déplétion plus ou moins forte dans les deux cas. Si  $E_T < E_1$ , nous retrouvons bien, après l'impulsion, une émission de trous dans le cas de déplétion moins forte et une capture de trous dans celui de déplétion plus forte.

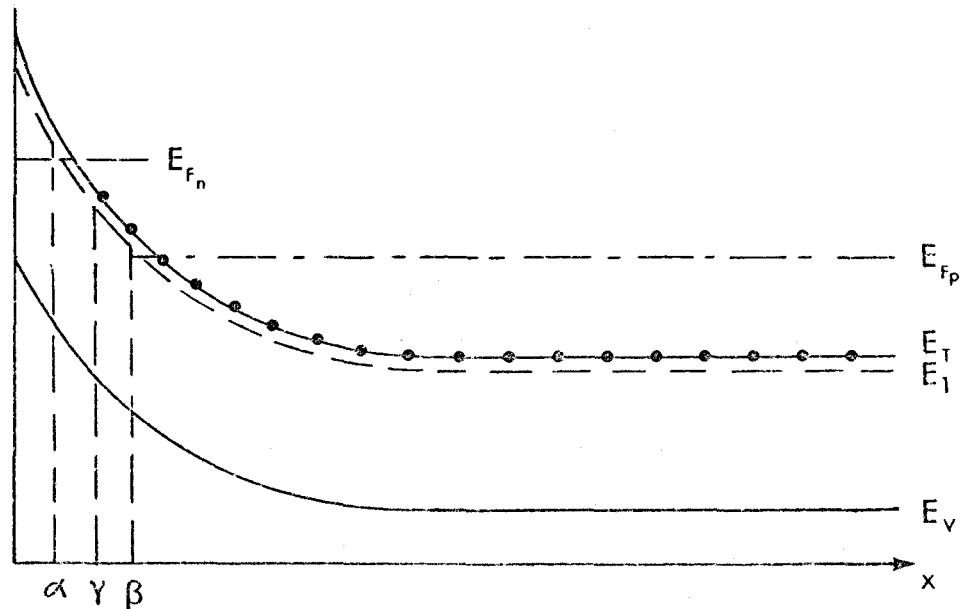
Si  $E_T > E_1$ , toutes les transitions se font entre la bande de conduction et le niveau piège. Ce n'est plus le point  $x = W$  qui détermine l'état du piège, mais le point  $x = \delta$ . En déplétion moins forte, si  $\delta_0 - \delta_1 > 0$ , le niveau se remplit, après l'impulsion, par une capture d'électrons, pour  $\delta_1 < x < \delta_0$ . Si  $\delta_0 - \delta_1 < 0$  (ce qui peut arriver), alors le niveau doit se vider après l'impulsion pour  $\delta_0 < x < \delta_1$ . Le processus est une émission d'électrons qui, fait important, introduit un transitoire de capacité dans le sens opposé. Le spectre DLTS sera donc aussi inversé par rapport au sens habituel.

En déplétion plus forte, on pourra également avoir soit une émission d'électrons, soit une capture d'électrons inversant le sens du transitoire.

Les transitions dues à un piège tel que  $E_T > E_1$  ne pourront donner que des pics DLTS très faibles, étant donné que la zone concernée ( $x < \delta$ ) est très petite.

## 2. CAS D'ACCUMULATION.

### 2.1 $E_T > E_1$ .



En  $x = \alpha$ , la relation (3.12) est une égalité

$$x = \beta \quad \text{“} \quad (3.11) \quad \text{“}$$

$$x = \gamma, \quad E_{F_n} + E_{F_p} = 2 E_1.$$

Lorsque  $x > \beta$ , les inégalités (3.11) et (3.12) sont toutes deux satisfaites. Le défaut se comporte donc comme un piège à électrons. D'après l'équation (D.2), le niveau est plein,  $E_T$  étant inférieur à  $E_{F_n}$ .



En accumulation moins forte, si après le pulse  $\alpha_1 > \alpha_0$  (voir chapitre V), le niveau doit se vider pour  $\alpha_0 < x < \alpha_1$  par une capture de trous, ce qui correspond au cas considéré dans le chapitre V. En accumulation plus forte, ce sera l'émission de trous qui dominera. Par contre, si  $\alpha_1 < \alpha_0$ , alors le processus dominant est une émission de trous en accumulation moins forte et une capture de trous en accumulation plus forte. Les sens des transitoires sont inversés par rapport au cas précédent.

ANNEXE E

PHENOMENE DU CUT-OFF

Le cas de cut-off le plus simple à comprendre se produit pour les spectres tirés en passant de l'inversion à l'accumulation pendant l'impulsion<sup>1</sup>.

Pendant l'impulsion, tous les états d'interface perdent leurs électrons (par capture de trous) car ils sont situés au-dessus du niveau de Fermi (Figure 1.a). Après l'impulsion, la courbure de bandes est telle qu'une partie des niveaux se remplit d'électrons par émission de trous (Figure E.1.b).

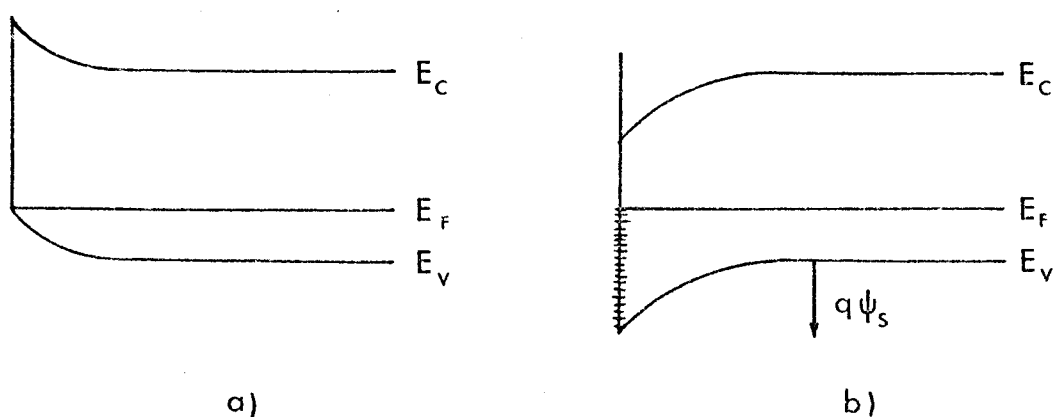


Figure E.1 : Etat d'occupation des niveaux d'interface avant a) et après b) l'impulsion.

Pour une distribution d'états qui varie lentement en énergie (voir Chapitre III) nous considérons que chaque point du spectre est un maximum correspondant à un niveau d'énergie. A une température donnée, le taux d'émission est donné par

$$c_p = \sigma_p v_p N_v \exp\left(-\frac{E_V - E_T}{kT}\right)$$



L'énergie des états répondant à cette température s'écrit donc

$$E_T - E_V = kT \text{ Log } \left( \frac{\sigma_p v_p N_V}{e_p} \right)$$

ou encore

$$E_T - E_V = kT \text{ Log } \left( \frac{\gamma_p \sigma_p T^2}{e_p} \right)$$

$e_p$  étant fixé expérimentalement, cette fenêtre d'émission ne dépend que de la température. Au fur et à mesure que cette dernière augmente, les états vus sont de plus en plus profonds. A une certaine température,  $E_T - E_V$  devient supérieur à  $E_F - E_V$  (Figure E.2). Les états alors concernés ne donnant pas lieu à un processus d'émission, il n'y a plus de spectre DLTS. Sur la Figure E.2, nous avons aussi tenu compte de la variation en température de la position du niveau de Fermi.

$$\begin{aligned} (E_F - E_V)_\infty &= kT \text{ Log } \frac{N_V}{N_A} \\ &= kT \text{ Log } \left( \frac{5,41 \cdot 10^{21} \cdot T^{3/2}}{N_A \text{ (m}^{-3}\text{)}} \right) \end{aligned}$$

A la surface, nous avons l'égalité

$$(E_F - E_S) = (E_F - E_V)_\infty + q \psi_s \quad \text{(voir)}$$

Si le potentiel de surface  $\psi_s$  varie à cause d'une instabilité de la caractéristique  $C(V)$ , la variation de  $(E_F - E_V)_\infty$  n'est plus linéaire et nous pouvons avoir deux températures de cut-off (Figure E.3). La distribution d'états est alors visible pour  $T < T_1$  et  $T > T_2$ . Entre deux, le spectre présente une vallée, la fenêtre d'émission étant dans cette zone supérieure à  $(E_F - E_V)_S$ .

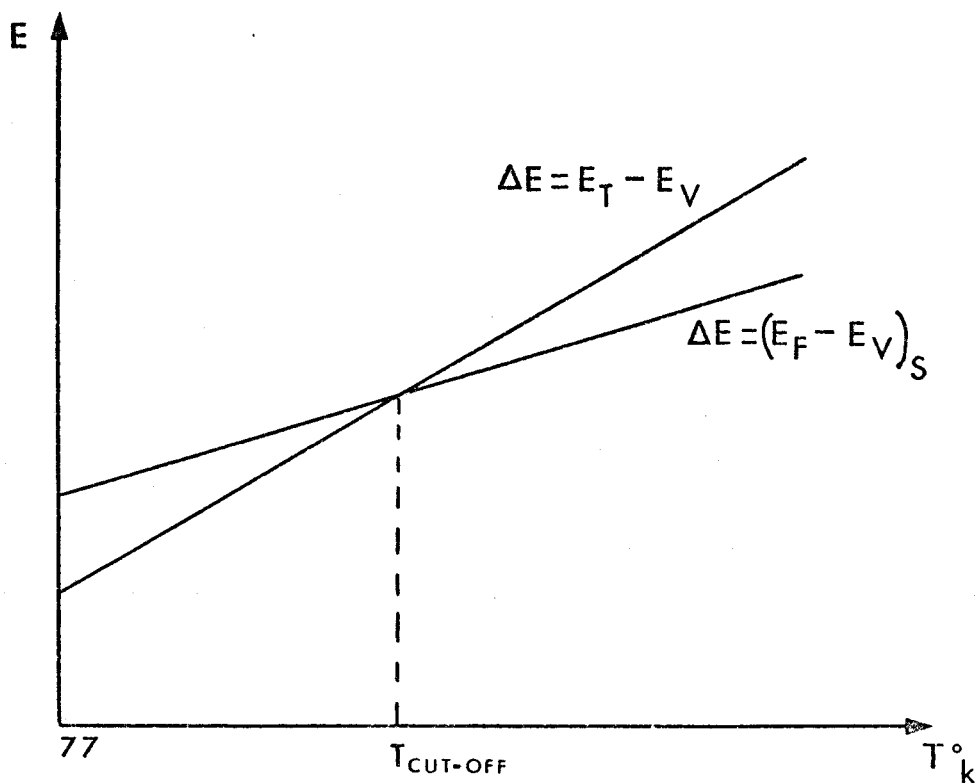


Figure E.2 : Evolution de la fenêtre d'émission  $E_T - E_V$  et du niveau de Fermi avec la température montrant le phénomène de simple cut-off.

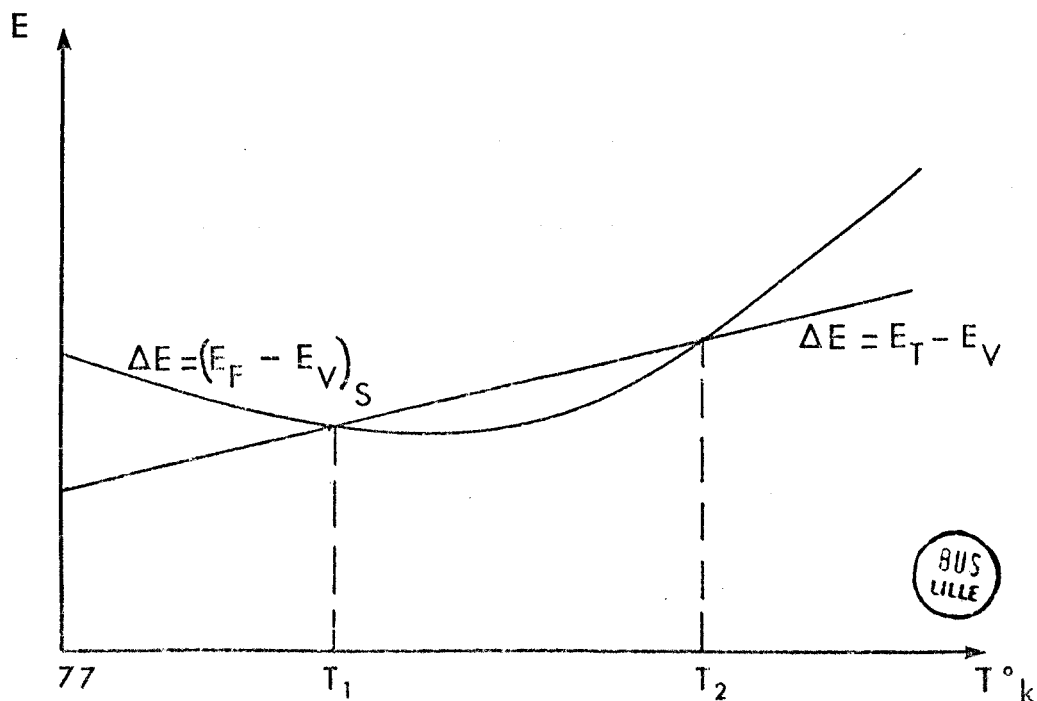


Figure E.3 : Evolution de la fenêtre d'émission  $E_T - E_V$  et du niveau de Fermi avec la température montrant le phénomène de double cut-off.

## BIBLIOGRAPHIE

### Chapitre I

1. S.M. SZE  
Physics of semiconductor Devices, Wiley Int. Edition (1969).
2. A.B. GLASER and G.E. SUBAK-SHARPE  
Integrated Circuit Engineering, Addison-Wesley Publishing Company.

### Chapitre II

1. K.H. ZAININGER and F.P. HEIMAN  
Solid State Technology, May and June 1970.
2. SIMMONS  
Non destructive evaluation of semicond. materials and devices, Chapter IV, Plenum Press  
New York 1979, ed. by J.N. Zemel.
3. P.V. GRAY  
Proc. of IEEE Vol. 57, N° 9, Sept. 1969.
4. G.W. HUGHES  
J. Appl. Phys. 48 (12), December 1977.

### Chapitre III

1. C.T. SAH  
Proc. IEEE 55, 654 (1967).
2. J.C. BOURGOIN and M. LANNON  
Points Defects in Semiconductors, Springer Verlag, Vol. 2 (à paraître).
3. D.V. LANG  
J. Appl. Phys. Vol. 45, N° 7 (1974).
4. D. PONS  
Thèse de Docteur Ingénieur (1979).
5. A. BLOSSE  
Thèse de Docteur Ingénieur (1981).

## Chapitre IV

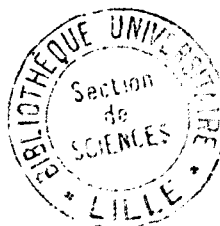
1. D.K. SCHRODER and J. GULDBERG  
Solid-State Electronics 1971, Vol. 14, pp. 1285-1297.
2. F.P. HEIMAN  
I.E.E.E. Trans. on Electron Devices. Vol. ED-14, N° 11, Nov. 1967 .
3. C. JUND and R. POIRIER  
Solid-State Electronics 1966, Vol. 9, pp. 315-319.
4. R. BHARAT, E.T. FITZGIBBONS and J.E. LA PRADE  
Appl. Phys. Lett. Vol. 34, N° 2, 15 Jan . 1979.
5. SIMMONS  
Non destructive evaluation of semicond. materials and devices, Chapter IV, Plenum Press  
New York 1979, ed. by J.N. Zemel.
6. K.H. ZAININGER and F.P. HEIMAN  
Solid State Technology - May and June 1970.
7. Y.H. LEE and al.  
Phys. Stat. Sol. (a) 57, 697 (1980).

## Chapitre V

1. K. YAMASAKI, M. YOSHIDA and T. SUGANO  
Jap. Journ. of Appl. Phys. Vol. 18, N° 1, Jan. 1979.
2. M. SCHULZ and N.M. JOHNSON  
Appl. Phys. Lett., Vol. 31, N° 19, Nov. 1977.
3. N.M. JOHNSON, D.J. BARTELINK and M. SCHULZ  
Proc. of Int. Conf. on the Physics of SiO<sub>2</sub> and its Interfaces, p. 421, Pergamon, New York,  
1978 .
4. E. ROSENCHER and D. BOIS  
Appl. Phys. Lett. Vol. 40, N° 7, 1982.
5. T. KATSUBE, K. KAKIMOTO and T. IKOMA  
J. Appl. Phys. Vol. 52, N° 5, May 1981.
6. J.C. BOURGOIN and M. LANNOO  
Points Defects in Semiconductors, Springer Verlag, Vol. 2, (à paraître).

## Chapitre VI

1. D. STIEVENARD  
Thèse de Docteur Ingénieur (1982).
2. E. ROSENCHER, A. CHANTRE et D. BOIS  
Communication Privée.



## Annexe D

1. J.C. BOURGOIN and M. LANNOO  
Points Defects in Semiconductors, Springer Verlag, Vol. 2 (à paraître).

## Annexe E

1. Je remercie E. ROSENCHER pour une discussion sur l'origine du cut-off simple.

## RESUME

Cette étude a pour objet la caractérisation des défauts à l'interface oxyde-semiconducteur et dans le volume du semiconducteur à partir de la structure M.O.S. la plus élémentaire : la capacité M.O.S. Elle complète les techniques de caractérisation

classiques (caractéristique Capacité-Tension, analyse d'un transitoire de capacité après un échelon de tension) par une méthode spectroscopique de façon à avoir accès aux

densités d'états et aux sections de capture des niveaux de volume et d'interface liés aux défauts influant sur la durée de vie des porteurs. La Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS), méthode éprouvée pour étudier les états de volume d'une diode Schottky, est

adaptée à la capacité M.O.S. en utilisant au maximum les possibilités de cette structure. Un modèle théorique est développé dans tous les cas de polarisation. Il est ensuite éprou-

vé à partir de mesures faites sur des capacités de type Al-SiO<sub>2</sub>-Si pour la plupart irradiées aux électrons énergétiques afin de créer des états de volume connus et de pouvoir vérifier la fiabilité de la méthode.

## MOTS CLES :

- Semiconducteur
- Capacité M.O.S.
- Défauts ponctuels
- Etats d'interface oxyde-semiconducteur
- Défauts d'irradiation.