



**HAL**  
open science

# Etude du comportement de la charge d'espace dans les structures MOS. Vers une analyse du champ électrique interne par la méthode de l'onde thermique.

Olivier Fruchier

► **To cite this version:**

Olivier Fruchier. Etude du comportement de la charge d'espace dans les structures MOS. Vers une analyse du champ électrique interne par la méthode de l'onde thermique.. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2006. Français. NNT: . tel-00140084

**HAL Id: tel-00140084**

**<https://theses.hal.science/tel-00140084>**

Submitted on 4 Apr 2007

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ACADEMIE DE MONTPELLIER

# UNIVERSITE MONTPELLIER II

- SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC -

## THESE

présentée à l'Université Montpellier II – Sciences et Techniques du Languedoc  
pour obtenir le diplôme de DOCTORAT

Spécialité : Electronique, Optronique et Systèmes

Ecole Doctorale : Electronique : "Information, Structures et Systèmes"

### **Étude du comportement de la charge d'espace dans les structures MOS : Vers une analyse du champ électrique interne par la méthode de l'onde thermique**

par

**Olivier FRUCHIER**

présentée et soutenue publiquement le 1<sup>er</sup> décembre 2006 devant le Jury composé de :

<b>M. S. AGNEL</b>	Maître de Conférences à l'Université de Montpellier II	<i>Examinateur</i>
<b>M. J. FESQUET</b>	Professeur émérite à l'Université de Montpellier II	<i>Président du jury</i>
<b>M. J-L. FRANCESCHI</b>	Professeur à l'Université de Toulouse III	<i>Rapporteur</i>
<b>M. P. NOTINGHER</b>	Maître de Conférences à l'Université de Montpellier II	<i>Examinateur</i>
<b>M. J-M. REYNES</b>	Ingénieur R&D chez Freescale à Toulouse	<i>Examinateur</i>
<b>M. B. ROUSSET</b>	Ingénieur de Recherche au LAAS à Toulouse	<i>Examinateur</i>
<b>M. G. TOUCHARD</b>	Professeur à l'Université de Poitiers	<i>Rapporteur</i>
<b>M. A. TOUREILLE</b>	Professeur émérite à l'Université de Montpellier II	<i>Directeur de Thèse</i>







## Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier chaleureusement Alain TOUREILLE qui a dirigé cette thèse dans la continuité de mon stage de D.E.A. Avec une grande disponibilité, il a su orienter mes recherches tout en me transmettant sa passion pour la recherche scientifique.

J'ai eu la chance d'avoir été dirigé au cours de ces travaux par Serge AGNEL et Petru NOTINGHER. J'ai beaucoup profité de la rigueur mathématique de Petru, de son sérieux et de son implacable esprit critique. J'ai énormément appris de Serge, de sa longue expérience du domaine, de sa fascinante intuition physique et de sa faculté à rendre simple ce qui ne l'est pas. Que leur dévouement et leur patience en soient ici remerciés.

Je tenais ensuite à remercier Gérard TOUCHARD et Jean-Louis FRANCESCHI d'avoir bien voulu rapporter mon travail de thèse. Je remercie également Jean FESQUET d'avoir bien voulu présider le jury de thèse, ainsi que Bernard ROUSSET et Jean-Michel REYNES, qui m'ont fait l'honneur d'examiner cette thèse.

Je remercie tous les membres permanents et non permanents du Groupe Energie et Matériaux (GEM) pour leur bonne humeur et leur aide pendant ces trois années de thèse et tout particulièrement son directeur François FOREST pour son accueil chaleureux.

Au cours de cette thèse j'ai eu la chance de rencontrer Jean-Louis SANCHEZ qui a fortement collaboré à ce travail et à qui j'adresse ici mes remerciements les plus sincères.

Je souhaite aussi rendre hommage à Samuel DUCRET et à l'équipe RADIATIONS et Composants grâce à qui une partie importante des résultats présentés dans ce travail n'auraient pu voir le jour.

A ma famille et amis pour leurs soutiens et ma compagne Fatima qui m'a toujours encouragé et soutenu au cours de cette thèse.



Lois de Croyance scientifique :

Personne ne croit en une théorie, sauf celui qui l'a faite.

Tout le monde croit en une mesure, sauf celui qui l'a faite.

---

# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>19</b>
<b>CHAPITRE 1 LES ISOLANTS EN MICROELECTRONIQUE ET EN ELECTRONIQUE DE PUISSANCE .....</b>	<b>21</b>
<b>1.1. Applications actuelles.....</b>	<b>22</b>
1.1.1. Domaines d'applications .....	22
1.1.1.1. La microélectronique : systèmes toujours plus performants .....	22
1.1.1.2. L'électrotechnique .....	23
1.1.2. Limites observées .....	24
1.1.2.1. La miniaturisation en électronique.....	24
1.1.2.2. Fiabilité, durée de vie.....	24
1.1.3. Perspectives .....	25
<b>1.2. Structure des composants .....</b>	<b>25</b>
1.2.1. Physique des semiconducteurs .....	25
1.2.1.1. Diagramme de bandes d'énergie .....	25
1.2.1.1.1. Conducteur .....	26
1.2.1.1.2. Isolant .....	26
1.2.1.1.3. Semiconducteur.....	27
1.2.1.1.4. Travail de sortie et affinité électronique.....	32
1.2.2. Modèle idéal : structures sans défaut - différentes structures.....	34
1.2.2.1. La structure Métal-Isolant-Métal.....	34
1.2.2.1.1. Composition .....	34
1.2.2.1.2. Diagramme de bandes d'énergie.....	34
1.2.2.1.3. Influence des travaux de sortie .....	35
1.2.2.2. La structure Métal-Oxyde-Semiconducteur.....	36

1.2.2.2.1. Structure .....	36
1.2.2.2.2. Diagramme de bandes d'énergie.....	37
1.2.2.2.3. Influence des travaux de sortie .....	37
1.2.2.2.4. Régimes de fonctionnement.....	39
1.2.2.3. Le Transistor MOS.....	50
1.2.2.3.1. Structure .....	50
1.2.2.3.2. Principe de fonctionnement.....	50
1.2.3. Modèle réel : défauts de structure, pièges, niveaux localisés.....	51
1.2.3.1. Structure du SiO <sub>2</sub> .....	52
1.2.3.2. Défauts dans le SiO <sub>2</sub> .....	53
1.2.3.2.1. Défauts intrinsèques .....	53
1.2.3.2.2. Défauts extrinsèques .....	53
1.2.3.2.3. Introduction de nouveaux niveaux d'énergie .....	54
1.2.3.2.4. Notion de piège.....	54
1.2.3.2.5. Les différents types de charges dans le SiO <sub>2</sub> .....	55
1.2.3.3. Différentes origines du courant à travers l'oxyde.....	58
1.2.3.4. Environnements radiatifs et composants .....	59
1.2.3.4.1. Les effets de déplacements.....	59
1.2.3.4.2. Les effets singuliers.....	60
1.2.3.4.3. Effet de dose.....	60
1.2.3.4.4. Effet du débit de dose.....	62
1.2.3.4.5. Les effets sur les oxydes.....	62
1.2.3.5. Vieillessement-Claquage .....	63
1.2.3.6. Influences des défauts sur le fonctionnement MOS.....	64
1.2.4. Conclusion .....	65
<b>1.3. Méthodes de caractérisation.....</b>	<b>66</b>
1.3.1. Techniques de caractérisation de structures.....	66
1.3.1.1. Méthode C(V).....	66
1.3.1.1.1. Principe.....	66
1.3.1.1.2. Limites .....	68
1.3.1.2. Méthode I(V).....	69
1.3.1.2.1. Principe.....	69
1.3.1.2.2. Limites .....	70
1.3.2. Techniques de mesures des charges d'espace .....	70
1.3.2.1. La méthode des Courants Thermo-Stimulés.....	70
1.3.2.1.1. Principe.....	70
1.3.2.1.2. Limites .....	70
1.3.2.2. La Méthode de l'Onde Thermique.....	71
1.3.2.2.1. Présentation de la Méthode de l'Onde Thermique.....	71
1.3.2.2.2. Principe.....	71
1.3.2.2.3. Répartition de la température dans le temps et l'espace .....	73

1.3.2.2.4. Double condensateur .....	77
1.3.2.3. Autres méthodes de caractérisations .....	77
<b>1.4. Conclusion.....</b>	<b>78</b>
<b>CHAPITRE 2 ASPECTS EXPERIMENTAUX ET METHODES DE CARACTERISATION UTILISEES .....</b>	<b>79</b>
<b>2.1. Descriptions des composants utilisés.....</b>	<b>80</b>
2.1.1. Aspects technologies.....	80
2.1.1.1. Semiconducteur.....	80
2.1.1.1.1. Fabrication .....	80
2.1.1.1.2. Dopage .....	81
2.1.1.2. Isolants .....	81
2.1.1.2.1. Permittivité diélectrique .....	81
2.1.1.2.2. Fabrication des isolants électriques en microélectronique .....	82
2.1.1.3. Métaux .....	85
2.1.2. Structures étudiées.....	85
2.1.2.1. Les structures Métal-Isolant-Métal .....	85
2.1.2.2. Les capacités Métal-Oxyde-Semiconducteur.....	86
2.1.2.2.1. MOS première série.....	86
2.1.2.2.2. MOS seconde série .....	87
2.1.2.3. Le transistor MOS (TMOS).....	88
<b>2.2. Méthodes de caractérisation utilisées .....</b>	<b>90</b>
2.2.1. Adaptation de la Méthode de l'Onde Thermique.....	90
2.2.1.1. La cellule de mesures.....	90
2.2.1.2. Nouvelle cellule de mesures .....	91
2.2.1.3. Choix des paramètres de mesure.....	92
2.2.1.3.1. Echelon thermique positif.....	92
2.2.1.3.2. Réduction du bruit haute fréquence .....	92
2.2.1.3.3. Tension appliquée.....	93
2.2.1.4. Nouvelle automatisation.....	94
2.2.1.4.1. Améliorations apportées .....	94
2.2.2. La méthode capacité - tension C(V).....	95
2.2.3. La méthode courant - tension I(V).....	95
<b>2.3. Conclusion.....</b>	<b>95</b>

<b>CHAPITRE 3 RESULTATS ET INTERPRETATIONS .....</b>	<b>97</b>
<b>3.1. Etude sur les structures Métal-Isolant-Métal .....</b>	<b>98</b>
3.1.1. La Méthode de l'Onde Thermique appliquée aux structures Métal-Isolant-Métal .....	98
3.1.2. Etude d'échantillons à base de SiO <sub>2</sub> PECVD .....	98
3.1.3. Etude d'échantillons à base de Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> PECVD.....	101
3.1.4. Conclusion .....	103
<b>3.2. Etude sur les structures MOS .....</b>	<b>103</b>
3.2.1. Validations de l'applicabilité de la MOT sur structures MOS .....	103
3.2.1.1. MOS première série.....	104
3.2.1.2. Etude de l'échelon thermique dans la structure MOS .....	107
3.2.1.3. Etude de structures MOS avec substrat de type N de dopages différents .....	109
3.2.2. Caractérisation de structures MOS .....	112
3.2.2.1. MOS première série.....	112
3.2.2.1.1. Etude de structures MOS avec un substrat de type P.....	112
3.2.2.1.2. Etude de structures MOS avec un substrat de type N.....	116
3.2.2.2. MOS seconde série .....	119
3.2.2.2.1. Etude de la structure MOS à substrat de type N.....	119
3.2.2.2.2. Corrélation des résultats avec les MOS première série .....	123
3.2.3. Caractérisations de structures MOS irradiées.....	123
3.2.3.1. Résultats obtenus .....	124
3.2.3.2. Interprétations .....	128
3.2.3.3. Conclusion .....	130
3.2.4. Interprétations et modèles.....	131
3.2.4.1. Interprétation qualitative .....	131
3.2.4.2. Modèle théorique.....	132
3.2.5. Conclusion .....	141
<b>3.3. Perspectives.....</b>	<b>141</b>
3.3.1. Sonde à mercure .....	141
3.3.2. Couches ultra fines .....	144
3.3.3. Etude sur IGBT .....	145
<b>3.4. Conclusion.....</b>	<b>145</b>
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>146</b>

## Table des symboles

Symbole	Unité	Dénomination
$e$	C	Charge de l'électron
$k$	J.K <sup>-1</sup>	Constante de Boltzmann
$T$	K	Température
$h$	J.s	Constante de Planck
$\nu$	m	Longueur d'onde du rayonnement
$\omega$	rad.s <sup>-1</sup>	Pulsation
$c$	m.s <sup>-1</sup>	Vitesse de la lumière
$\epsilon_0$	F.m <sup>-1</sup>	Permittivité du vide
$\epsilon_{ox}$	1	Permittivité diélectrique de l'oxyde
$E_G$	eV	Energie de la bande interdite du semiconducteur ( <i>Gap</i> )
$E_C$	eV	Energie de la bande de conduction du semiconducteur
$E_V$	eV	Energie de la bande de valence du semiconducteur
$E_{Ci}$	eV	Energie de la bande de conduction de l'isolant
$E_{Vi}$	eV	Energie de la bande de valence de l'isolant
$E_F$	eV	Energie du niveau de Fermi
$E_{Fi}$	eV	Energie du niveau de Fermi intrinsèque
$E_{Fp}$	eV	Energie du niveau de Fermi du semiconducteur de type P
$E_{Fn}$	eV	Energie du niveau de Fermi du semiconducteur de type N
$E_{Fm}$	eV	Energie du niveau de Fermi du métal
$E_i$	eV	Energie qui sépare le niveau énergétique des dopants d'une bande permise
$E_T$	eV	Energie qui sépare le niveau énergétique d'un défaut d'une bande permise dans un oxyde
$N_a^-$	m <sup>-3</sup>	Densité des accepteurs dans un semiconducteur
$N_d^+$	m <sup>-3</sup>	Densité des donneurs dans un semiconducteur
$e\Phi_{Fi}$	eV	Différence entre le niveau de Fermi et le niveau de Fermi intrinsèque
$n$	m <sup>-3</sup>	Densité des électrons dans un semiconducteur
$p$	m <sup>-3</sup>	Densité des trous dans un semiconducteur
$e\Phi_m$	eV	Travail de sortie du métal
$e\Phi_{sc}$	eV	Travail de sortie du semiconducteur
$e\chi$	eV	Affinité électronique
$e\chi_i$	eV	Affinité électronique de l'isolant
$NV$	eV	Niveau du vide (énergie d'un électron dans le vide sans vitesse initiale)
$C_i$	F	Capacité électrique de l'isolant dans une structure MIM (Métal Isolant Métal)
$S$	m <sup>2</sup>	Surface de grille
$d$	m	Épaisseur de l'oxyde dans une structure MOS (Métal Oxyde Semiconducteur)
$C$	F	Capacité électrique de la structure MOS
$C_{ox}$	F	Capacité de l'oxyde
$C_{sc}$	F	Capacité de l'interface isolant-semiconducteur dans une structure MOS
$C_{inv}$	F	Capacité due aux porteurs minoritaires dans une structure MOS
$C_w$	F	Capacité due à la ZCE dans une structure MOS
$C_{FB}$	F	Capacité de bandes plates dans une structure MOS
$L_D$	m	Longueur de Debye
$W$	m	Épaisseur de la zone de charge d'espace (ZCE) à l'interface isolant-semiconducteur dans une structure MOS
$W_{max}$	m	Épaisseur maximale de la ZCE à l'interface isolant-semiconducteur dans une structure MOS
$Q_W$	C	Quantité de charge dans l'épaisseur de la ZCE dans une structure MOS
$Q_m$	C	Quantité de charge dans le métal dans une structure MOS
$Q_{inv}$	C	Quantité de charge dans le métal dans une structure MOS

<b>Symbole</b>	<b>Unité</b>	<b>Dénomination</b>
$Q_{sc}$	C	Quantité de charge issue des porteurs minoritaires à l'interface isolant-semiconducteur dans une structure MOS
$Q_f$	C	Quantité de charge fixe dans le volume d'oxyde
$Q_m$	C	Quantité de charge mobile dans le volume d'oxyde
$Q_{ot}$	C	Quantité de charge piégée dans le volume d'oxyde
$Q_i$	C	Quantité totale de charge dans le volume d'oxyde
$\rho(x)$	C	Distribution volumique de la charge dans un isolant
$Q_{ss}$	C	Quantité de charge d'interface piégée l'interface oxyde-semiconducteur
$Q_1$	C	Quantité de charge d'influence sur l'électrode_1
$Q_2$	C	Quantité de charge d'influence sur l'électrode_2
$V_g$	V	Potentiel de grille dans une structure MOS
$V_{ox}$	V	Différence de potentiels supportée par l'oxyde dans une structure MOS
$V_s$	V	Potentiel de surface à l'interface isolant-semiconducteur dans une structure MOS
$V_{FB}$	V	Différence des travaux de sortie dans une structure MOS
$V_{TH}$	V	Tension de seuil d'une structure MOS
$\Delta V_{FB}$	V	Décalage de la tension de bandes plates due à la charge d'oxyde
$\Delta V_{TH}$	V	Décalage de la tension de seuil
$\Delta V_{FB}^{irr}$	V	Décalage de la tension de bandes plates due à l'irradiation
$\Delta V_{TH}^{irr}$	V	Décalage de la tension de seuil due à l'irradiation
$\Phi_{ms}$	V	Différence des travaux de sortie dans une structure MOS
$V_b$	V	Différence des travaux de sortie dans une structure MIM
$I_d$	A	Courant drain-source dans un transistor MOS (TMOS)
$V_d$	V	Différence de potentiel entre le drain et la source dans un TMOS
$b$	Gy <sup>-1</sup>	Densité de paires électron-trou créées par un rayonnement
$D$	Gy	Dose
$D_0$	Gy.s <sup>-1</sup>	Débit de dose
$G$	Gy.cm <sup>-3</sup>	Densité volumique de paires électron-trou créées par un rayonnement
$g$	1	Taux de génération de paires électron-trou dans du SiO <sub>2</sub>
$\mu_n$	m <sup>2</sup> .v <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	Mobilité des électrons
$\mu_p$	m <sup>2</sup> .v <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	Mobilité des trous
$I(t)$	A	Courant d'onde thermique
$I_{Max}$	A	Amplitude du courant d'onde thermique pour $t=t_m$
$T_0$	K	Température ambiante
$\Delta T(x,t)$	K	Distribution spatiale et temporelle de la température
$\Delta T_0$	K	Echelon thermique
$E(x)$	V.m <sup>-1</sup>	Distribution du champ électrique
$\alpha$	K <sup>-1</sup>	Variation de la capacité de l'échantillon avec la température
$\alpha_d$	K <sup>-1</sup>	Variation de la de dilatation linéaire avec la température
$\alpha_\epsilon$	K <sup>-1</sup>	Variation de la permittivité avec la température
$\alpha_d$	K <sup>-1</sup>	Variation de la de dilatation linéaire du silicium avec la température
$\alpha_d$	K <sup>-1</sup>	Variation de la de dilatation linéaire di SiO <sub>2</sub> avec la température
$D$	m <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>	Diffusivité thermique
$\lambda$	W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	Conductibilité thermique
$C_a$	W.m.K	Chaleur massique
$\mu$	kg.m <sup>3</sup>	Masse volumique
$t_m$	s	Temps pour lequel le courant d'onde thermique est maximal

## Liste des figures

Figure 1-1 - Illustration de la loi de Moore pour les processeurs Intel.....	22
Figure 1-2 - Coupe d'un câble Haute Tension.....	23
Figure 1-3 - Diagramme de bandes d'énergie d'un conducteur, d'un isolant et d'un semiconducteur.....	26
Figure 1-4 - Diagramme de bandes d'énergie pour les deux types de semiconducteurs.....	28
Figure 1-5 - Evolution de la densité d'électrons dans un semiconducteur de type N avec la température.....	30
Figure 1-6 – Diagramme de bandes d'énergie des trois régimes de fonctionnement d'un semiconducteur de type N avec la température.....	30
Figure 1-7 - Représentation du phénomène d'absorption d'un photon.....	31
Figure 1-8 - Diagramme de bandes d'énergie du travail de sortie et de l'affinité électronique.....	32
Figure 1-9 - Schéma d'une structure Métal-Isolant-Métal.....	34
Figure 1-10 - Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MIM à électrodes de même nature.....	35
Figure 1-11 - Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MIM. isolée et en court-circuit pour $\Phi_{m1} \neq \Phi_{m2}$ .....	35
Figure 1-12 - Structure Métal-Oxyde-Semiconducteur.....	36
Figure 1-13 - Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MOS sur substrat de type N pour $e\Phi_{sc} < e\Phi_m$ .....	38
Figure 1-14 - Potentiels dans une structure MOS en déplétion.....	39
Figure 1-15 - Structures MOS idéales en régime d'accumulation.....	41
Figure 1-16 - Structures MOS idéales en régime de bandes plates.....	42
Figure 1-17 - Structures MOS idéales en régime de déplétion.....	43
Figure 1-18 - Logarithme de la densité des électrons et des trous à l'interface en fonction du potentiel de surface $V_s$ .....	45
Figure 1-19 - Structures MOS idéales en régime d'inversion.....	46
Figure 1-20 - Schéma équivalent de la structure MOS.....	47
Figure 1-21 - Evolution de la charge totale $Q_{sc}$ à la surface des deux types de semiconducteurs idéaux en fonction de $V_s$ et représentation de la chute de potentiel dans l'oxyde.....	48
Figure 1-22 - Potentiel de surface $V_s$ du semiconducteur en fonction de la tension de grille $V_g$ pour les deux types de structure MOS.....	49
Figure 1-23 - Schéma d'un Transistor MOS à canal N.....	50
Figure 1-24 - Deux états du Transistor MOS à canal N.....	51
Figure 1-25 - Image par microscopie électronique en transmission d'une interface Si/SiO <sub>2</sub> .....	52
Figure 1-26 - Motif de base de la silice.....	52
Figure 1-27 - Représentation plane du réseau atomique de la silice.....	53
Figure 1-28 - Illustration des différents mécanismes de piégeage.....	55
Figure 1-29 - Classification des charges dans l'oxyde.....	55
Figure 1-30 - Bande interdite avec pièges à électrons.....	56
Figure 1-31 - Structures de bandes présentant des pièges d'interfaces sur la structure MOS en régime d'inversion.....	57
Figure 1-32 - Diagramme de bandes dans le cas des différentes origines du courant dans l'oxyde d'une structure MOS sur substrat de type P, en régime d'inversion.....	58
Figure 1-33 - Représentation de l'effet du rayonnement ionisant dans l'oxyde d'une structure MOS sur substrat P, en régime d'inversion.....	63
Figure 1-34 - Evolution de la charge totale $Q_{sc}$ à la surface d'un semiconducteur de type P en fonction du potentiel de surface $V_s$ et représentation de la chute de potentiel due à la présence de charges dans l'oxyde.....	65
Figure 1-35 - Schéma équivalent d'une structure MOS.....	66
Figure 1-36 - Allure des courbes C(V) d'une capacité MOS pour les deux types de substrat.....	67

Figure 1-37 - Ecart de la courbe C(V) idéale (en traits pointillés) d'une MOS sur substrat de type N.....	68
Figure 1-38 - Réseau de caractéristiques du MOSFET sur substrat type P.....	69
Figure 1-39 - Représentation schématique du décalage de la tension de seuil due à la présence de charges créées par irradiation.....	69
Figure 1-40 - Principe de la Méthode de l'Onde Thermique.....	72
Figure 1-41 - Procédure de mesure de la Méthode de l'Onde Thermique.....	72
Figure 1-42 - Amortissement de l'échelon d'onde thermique suivant son sens de propagation.....	75
Figure 1-43 - Modèle à épaisseur équivalente.....	75
Figure 1-44 - Principe de la Méthode de l'Onde Thermique : technique du double condensateur.....	77
Figure 2-1 - Wafers à la sortie du four d'oxydation.....	82
Figure 2-2 - Modèle d'oxydation thermique.....	83
Figure 2-3 - Redistribution des dopants dans une couche de silicium en cours d'oxydation.....	84
Figure 2-4 - Description des échantillons MIM.....	86
Figure 2-5 - Description des échantillons MOS première série.....	86
Figure 2-6 - Description des échantillons MOS seconde série.....	88
Figure 2-7 - Schéma d'un Transistor MOS à canal P.....	89
Figure 2-8 - Description générale du banc de l'onde thermique.....	90
Figure 2-9 - Radiateur et pointe de contact sur échantillon MOS second modèle.....	91
Figure 2-10 - Schéma électronique du filtre passe-bas de l'amplificateur de courant.....	93
Figure 2-11 - Schéma électronique de l'amplificateur de courant avec une tension appliquée.....	93
Figure 3-1 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur une structure MIM.....	98
Figure 3-2 - Mesure de la capacité de la structure MIM SiO <sub>2</sub> PECVD pour plusieurs températures.....	99
Figure 3-3 - Courants d'onde thermique obtenus sur structure MIM SiO <sub>2</sub> PECVD pour  V <sub>g</sub>  >1V.....	100
Figure 3-4 - Courants d'onde thermique obtenus sur structure MIM SiO <sub>2</sub> PECVD pour  V <sub>g</sub>  <1V.....	100
Figure 3-5 - Mesure de la capacité sur structure MIM Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> PECVD pour plusieurs températures.....	101
Figure 3-6 - Courants d'onde thermique obtenus sur structure MIM SiO <sub>2</sub> PECVD pour plusieurs valeurs de la tension de polarisation.....	102
Figure 3-7 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur un MOS première série.....	104
Figure 3-8 - Courants d'onde thermique obtenus avec la MOT sur les deux types de MOS première série.....	106
Figure 3-9 - Mesure de la capacité de la structure en fonction de la tension de grille à 100 kHz sur MOS première série.....	107
Figure 3-10 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur un MOS première série avec un plot en aluminium.....	107
Figure 3-11 - Courants d'onde thermique obtenus sur des MOS première série avec un plot en aluminium.....	108
Figure 3-12 - Courants d'onde thermique et mesure de la capacité en fonction de V <sub>g</sub> obtenus sur des MOS première série à substrat de type N dopé à N <sub>d</sub> =10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup> .....	110
Figure 3-13 - Courants d'onde thermique et mesure de la capacité en fonction de V <sub>g</sub> obtenus sur des MOS première série à substrat de type N dopé à N <sub>d</sub> =10 <sup>13</sup> cm <sup>-3</sup> .....	111
Figure 3-14 - Courants d'onde thermique obtenus avec la MOT sur MOS première série à substrat de type P.....	113
Figure 3-15 - Mesure de la capacité en fonction de la tension de grille sur un MOS à substrat de type P.....	114
Figure 3-16 - Amplitude des courants d'onde thermique I <sub>max</sub> en fonction de la polarisation de grille V <sub>g</sub> sur MOS première série à substrat de type P.....	115
Figure 3-17 - Courants d'onde thermique obtenus avec la MOT sur MOS première série à substrat de type N.....	116
Figure 3-18 - Mesure de la capacité en fonction de la tension de grille sur un MOS première série à substrat de type N.....	117

---

Figure 3-19 - Amplitude des courants d'onde thermique $I_{\max}$ en fonction de la tension de grille $V_g$ sur MOS première série à substrat de type N.....	118
Figure 3-20 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur un MOS seconde série.....	119
Figure 3-21 - Courants d'onde thermique obtenus avec la MOT sur MOS seconde série à substrat de type N.....	120
Figure 3-22 - Amplitude des courants d'onde thermique $I_{\max}$ et capacité de la structure en fonction de la tension de grille $V_g$ sur MOS seconde série à substrat de type N.....	122
Figure 3-23 - Amplitude des courants d'onde thermique $I_{\max}$ et $C(V)$ sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 10 krad et 10 rad.s <sup>-1</sup> .....	124
Figure 3-24 - Amplitude des courants d'onde thermique $I_{\max}$ et $C(V_g)$ sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 10 krad et 0,2 rad.s <sup>-1</sup> .....	125
Figure 3-25 - Amplitude des courants d'onde thermique $I_{\max}$ et capacité de la structure sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 40 krad et 10 rad.s <sup>-1</sup> .....	126
Figure 3-26 - Amplitude des courants d'onde thermique $I_{\max}$ et capacité de la structure sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 40 krad et 0,2 rad.s <sup>-1</sup> .....	127
Figure 3-27 - Structure de bandes présentant des pièges d'interface sur la structure MOS à substrat de type N.....	129
Figure 3-28 - Aspect de $I_{\max}(V_g)$ sur MOS à substrat de type N et sur MOS à substrat de type P.....	131
Figure 3-29 - Schéma de principe de la MOT sur deux capacités en série. ....	133
Figure 3-30 - Répartition de la charge au niveau des deux capacités en série. ....	134
Figure 3-31 - Répartition de la charge dans deux capacités en série en court-circuit. ....	135
Figure 3-32 - Simulation de la variation de $I_{\max}(V_g)$ pour les deux types de structure. ....	136
Figure 3-33 - Simulation de la variation de la quantité $C_{n0}$ en fonction de $V_s$ sur les deux types de structure MOS.....	137
Figure 3-34 - Sonde à mercure.....	142
Figure 3-35 - Sonde à mercure, adaptation pour la MOT. ....	142
Figure 3-36 - Aspect de la sonde à mercure adaptée pour des mesures MOT. ....	143
Figure 3-37 - Courant d'onde thermique obtenus avec la sonde à mercure. ....	143
Figure 3-38 - Amplitude des courants d'onde thermique en fonction de $V_g$ obtenus avec la sonde à mercure. ....	144

---

## Liste des tableaux

Tableau 1-1 : Niveaux d'énergie des dopants par rapport aux bandes de conduction dans le silicium.....	28
Tableau 1-2 : Travail de sortie des métaux.....	33
Tableau 1-3 : Affinités électroniques et largeur de la bande interdite pour quelques semiconducteurs et isolants.....	33
Tableau 1-4 : Etat de l'interface isolant- semiconducteur dans une structure MOS en court-circuit.....	38
Tableau 1-5 : Valeurs des constantes qui permettent le calcul de la densité de paires électron trou créée par Gray dans le silicium et la silice.....	61
Tableau 2-1 : Permittivité relative de quelques isolants.....	82
Tableau 2-2 : Paramètres des structures MOS première série.....	87
Tableau 2-3 : Grandeurs physiques usuelles.....	87
Tableau 2-4 : Paramètres théoriques des structures MOS seconde série.....	88
Tableau 3-1 : Détermination de la permittivité du SiO <sub>2</sub> PECVD.....	99
Tableau 3-2 : Détermination de la permittivité du Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> PECVD.....	102
Tableau 3-3 : Estimation de la quantité de charge dans la structure MIM Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> .....	103
Tableau 3-4 : Valeur de la tension de grille qui annule le courant d'onde thermique, dans les structures MOS première série à substrat de type N.....	112
Tableau 3-5 : Estimation des tensions caractéristiques de la structure MOS à substrat de type P avec la C(V) et la MOT.....	115
Tableau 3-6 : Estimation des tensions caractéristiques de la structure MOS première série à substrat de type N avec la C(V) et la MOT.....	118
Tableau 3-7 : Tensions caractéristiques de la structure MOS seconde série.....	122
Tableau 3-8 : Estimations des décalages de la tension de bandes plates et de la tension de seuil pour plusieurs doses et plusieurs débits de dose avec la MOT et la C(V) sur la structure MOS première série à substrat de type N dopé à 10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup> .....	128
Tableau 3-9 : Bilan théorique du signe de la charge Q <sub>0</sub> vue par la MOT.....	138
Tableau 3-10 : Estimations de la charge totale d'interface Q <sub>0</sub> en régime de bandes plates dans la structure MOS première série à substrat de type N et à substrat de type P.....	140
Tableau 3-11 : Estimations de la charge totale d'interface Q <sub>0</sub> entre la déplétion et l'inversion dans la structure MOS première série à substrat de type N et à substrat de type P.....	140

## INTRODUCTION GENERALE

La qualité de l'isolant électrique est un facteur de fiabilité des composants utilisés en microélectronique et en électronique de puissance. La tendance actuelle est à la miniaturisation des composants et des contraintes électriques de plus en plus sévères sont imposées aux isolants utilisés en microélectronique (principalement le  $\text{SiO}_2$ ). De plus, les techniques de caractérisation actuelles semblent montrer leurs limites lorsque les épaisseurs d'isolants sont inférieures à 10nm. Le développement d'une nouvelle technique permettant de caractériser les isolants pour l'électronique apparaît ainsi d'un intérêt majeur. Les défauts inhérents à la fabrication de l'isolant et ceux qui apparaissent pendant l'utilisation se traduisent par la formation de zones de charges d'espace dans l'isolant. Actuellement, la Méthode de l'Onde Thermique (MOT) permet de mesurer la répartition de la charge électrique dans l'espace des couches diélectriques d'épaisseur supérieure à quelques micromètres. Son principe consiste à mesurer et analyser un courant capacitif engendré par la propagation d'une onde de température dans le matériau.

Cette méthode peut-elle s'appliquer sur des structures fines et plus particulièrement sur des structures MOS (Métal Oxyde Semiconducteur) et quels sont ces principaux atouts ?

Cette problématique fait l'objet de cette thèse qui sera abordée en trois étapes.

Un premier chapitre permettra de rappeler dans quel contexte se place l'isolant électrique dans les trois types de structures étudiées dans cette étude : la structure Métal-Isolant-Métal, la structure MOS et la structure du transistor MOS. Ce rappel nous permettra de décrire le comportement de la charge électrique dans la structure MOS en fonction de la tension appliquée sur le métal dans le cas idéal et dans le cas réel. Après avoir décrit les différentes méthodes de caractérisation habituellement utilisées sur ce type de structure, nous présenterons des techniques de mesures de charge dans les isolants.

Un second chapitre sera consacré aux aspects expérimentaux et à la description des méthodes utilisées. Nous présenterons dans le détail les composants qui constituent les échantillons étudiés dans ce travail et dont nous aurons décrit le mode de fabrication. Ensuite, nous détaillerons le protocole de mesure des méthodes de caractérisation utilisées et de leurs applicabilités.

Nous terminerons cette étude par un dernier chapitre qui sera consacré aux résultats expérimentaux obtenus.

Une première étude sur les structures MIM nous permettra essentiellement de démontrer l'applicabilité de la MOT sur des couches minces d'isolant.

La seconde étude consacrée aux MOS, validera l'applicabilité de cette méthode sur ce type de structures et nous montrerons la possibilité de caractériser la structure en fonction de la tension de grille. Nous analyserons et quantifierons les résultats obtenus, afin de proposer un modèle théorique permettant d'expliquer les caractéristiques obtenues avec la MOT sur les MOS.

Enfin, nous aborderons quelles sont les perspectives à donner à cette étude.

# **CHAPITRE 1**

## **LES ISOLANTS EN MICROELECTRONIQUE ET EN ELECTRONIQUE DE PUISSANCE**

## 1.1. Applications actuelles

### 1.1.1. Domaines d'applications

#### 1.1.1.1. La microélectronique : systèmes toujours plus performants

Le spectaculaire développement de la microélectronique pour les trois dernières décennies a été rendu possible par les avancées dans les procédés de traitement des matériaux semiconducteurs, notamment du silicium. Cette évolution, caractérisée par l'augmentation du nombre de composants à volume constant, conjugue une baisse des prix des systèmes avec l'augmentation régulière des performances. Ainsi, le microprocesseur, élément essentiel des ordinateurs, a vu ses capacités augmenter d'année en année grâce à l'intégration sur une surface de plus en plus petite de son composant principal, le transistor. En 2006, les industriels de la microélectronique intègrent plusieurs millions de composants élémentaires sur une surface de quelques millimètres carrés. Il est remarquable que la célèbre « loi de Moore » (a volume égal, le nombre de transistors double tous les trois ans) soit vérifiée depuis quarante ans. La Figure 1-1 rend compte du nombre de transistors intégrés en fonction de temps, pour les processeurs Intel, depuis 1970 [INTEL2006].

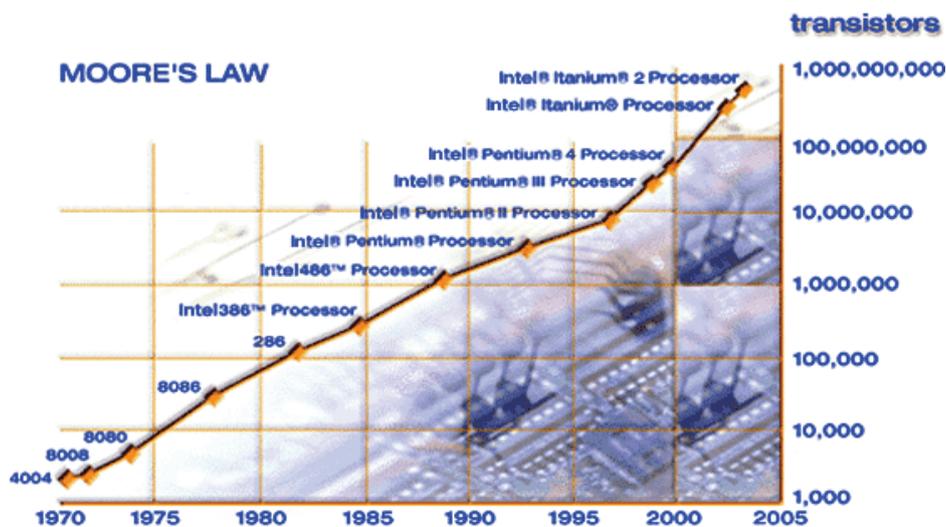


Figure 1-1 - Illustration de la loi de Moore pour les processeurs Intel.

L'histoire récente a démontré le bien fondé de cette prédiction, et nous pouvons supposer que cette loi continuera à être vérifiée pour une dizaine d'années encore.

En microélectronique, les isolants électriques sont très répandus et jouent un rôle essentiel dans les performances des composants soit en tant qu'isolant soit en tant que diélectrique.

Pour répondre au défi des nouvelles générations de composants et donc augmenter les performances des composants électroniques, l'étude des diélectriques est essentielle pour repousser les limites des matériaux isolants actuels ou pour en concevoir de nouveaux.

#### 1.1.1.2. L'électrotechnique

Les isolants électriques sont présents dans tous les domaines de l'électrotechnique. Tels les convertisseurs statiques d'électricité, dans lesquels sont compris les transformateurs électriques, les alimentations électriques ou encore les composants de l'électronique de puissance. L'électronique de puissance a pour objet de convertir la forme de l'énergie électrique les composants électroniques, eux, permettent d'effectuer cette transformation et doivent être dimensionnés en fonction de la puissance demandée.

Le transport de l'énergie passe par des câbles électriques qui sont la plupart du temps des lignes aériennes Haute Tension (HT) et Très Haute Tension (THT), les tensions appliquées pouvant atteindre 400kV. Cependant, l'extension des zones urbaines ainsi que l'enfouissement programmé des lignes HT font prévoir un accroissement de l'utilisation des câbles enterrés. Les câbles isolés, comme représenté sur la Figure 1-2, présentent de grand avantages du fait de leur enfouissement : élimination de la pollution hertzienne et atmosphérique due à l'ozone, élimination des risques potentiels pour la santé des populations, insensibilité aux intempéries et rendement plus élevé que les lignes aériennes.

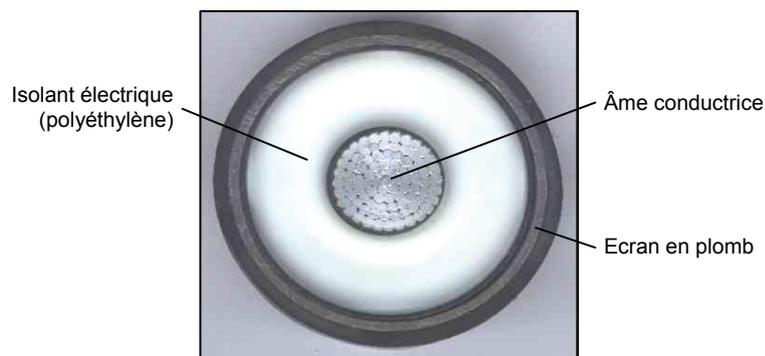


Figure 1-2 - Coupe d'un câble Haute Tension.

## 1.1.2. Limites observées

### 1.1.2.1. La miniaturisation en électronique

Depuis 1957, le dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) est utilisé comme isolant électrique dans les composants de l'industrie microélectronique, de façon quasi-incontournable. Dans ce contexte, le  $\text{SiO}_2$  possède des qualités remarquables [GREEN2001] :

- Confection naturelle à partir du silicium,
- Faible densité de défauts dans le volume ( $<10^{16} \text{cm}^{-3}$ ), ainsi qu'à l'interface Si/ $\text{SiO}_2$  ( $<10^{11} \text{cm}^{-3}$ ),
- Haute résistivité électrique ( $>10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ ),
- Large bande interdite (9 eV),
- Excellent champ de claquage diélectrique ( $>10^7 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ ),
- Point de liquéfaction élevé (1713°C).

Malgré ces propriétés, la diminution croissante de l'épaisseur de l'oxyde, due à l'entrée de la microélectronique dans l'ère des nanotechnologies a fait que les limites physiques de l'oxyde de grille sont sur le point d'être atteintes. L'édition 2005 de la feuille de route de l'*International Technology Roadmap for Semiconductors* [ITRS2005] vise un oxyde de grille inférieur à 1 nm d'épaisseur pour 2012. De tels objectifs imposent d'améliorer la qualité des isolants ou de changer de matériaux. L'amélioration du diélectrique de grille est ainsi devenu un des défis les plus urgents, difficile à surmonter pour poursuivre la course à la miniaturisation des composants pour la microélectronique.

### 1.1.2.2. Fiabilité, durée de vie

Dans les composants de l'électronique de puissance, les isolants électriques sont soumis à des contraintes électroniques, thermiques ou environnementales importantes. La fiabilité d'un composant dépend fortement de la qualité de l'isolant électrique, aussi bien pour le cas des composants de la microélectronique que celui des composants de puissance.

Les câbles d'énergie enfouis -par exemple- sont munis d'une isolation électrique qui subit sur une grande distance de forts champs électriques et de fortes contraintes mécaniques ou environnementales. L'isolant électrique choisi doit répondre aux contraintes et doit être

homogène sur toute la longueur du câble, car ces composants ont pour rôle de canaliser le flux d'énergie électrique et leurs caractéristiques limitent la gamme d'utilisation du composant.

### 1.1.3. Perspectives

Depuis quelques années est mené un important travail de recherche, centré sur le développement de nouveaux oxydes à forte permittivité diélectrique, l'objectif étant de revenir à des épaisseurs physiques plus grandes que les 1 nm prévues pour les futures générations de transistors, tout en maintenant une bonne fiabilité des dispositifs, et en contribuant au développement de nouveaux composants.

## 1.2. Structure des composants

### 1.2.1. Physique des semiconducteurs

#### 1.2.1.1. Diagramme de bandes d'énergie

Dans une structure cristalline, la répartition périodique des atomes permet la mise en commun des électrons périphériques, qui disposent alors d'un grand degré de liberté dans le réseau cristallin. Du fait de sa forte densité atomique, la population électronique occupe des niveaux énergétiques qui constituent les bandes d'énergie permises séparés par des bandes d'énergie interdite.

Lors du remplissage des bandes d'énergie par une population d'électrons, les cases quantiques de moindres énergies sont occupées en premier. Au zéro absolu, le niveau au delà duquel toutes les cases sont vides, et où en deçà toutes les cases sont occupées par deux électrons de spins opposés, est appelé *niveau de Fermi*  $E_F$ . Autrement dit, le niveau d'énergie le plus haut occupé par les électrons à 0 Kelvin  $K$  est le niveau de Fermi.

Au voisinage du niveau de Fermi, nous pouvons alors distinguer plusieurs bandes énergétiques :

- La *Bande de Conduction*, notée BC, où se situent les états d'énergie supérieurs délocalisés. Les électrons occupant cette bande sont appelés *électrons de conduction*, ou *électrons libres*. Le niveau énergétique minimum de la BC est noté  $E_C$ .

- La *Bande de Valence*, notée BV, est la bande d'énergie où se situent les électrons contribuant à la cohésion locale du cristal (entre atomes voisins). Le niveau énergétique maximum de la BV est noté  $E_V$ .
- La *Bande Interdite* dite de *Fermi* notée BI. La BI d'un isolant ou d'un semi-conducteur est la différence entre le haut de la Bande de Valence et le bas de la Bande de Conduction.

Nous définissons la largeur de la BI  $E_G$ , aussi appelé *Gap* par :

$$E_G = E_C - E_V \quad [1-1]$$

Ainsi, en fonction du degré d'occupation des bandes et de leurs différentes bandes d'énergie, on distingue les *conducteurs*, les *isolants* et les *semiconducteurs* (Figure 1-3).

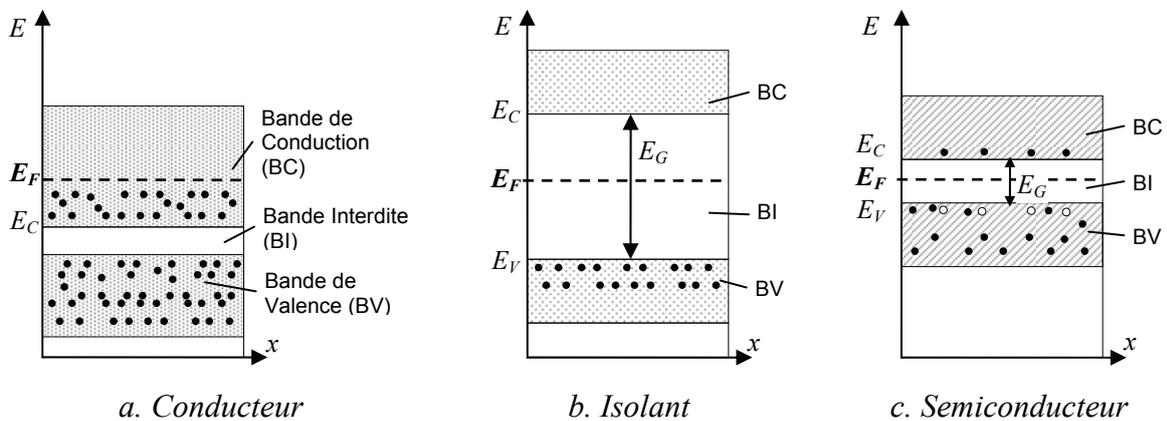


Figure 1-3 - Diagramme de bandes d'énergie d'un conducteur, d'un isolant et d'un semiconducteur.

#### 1.2.1.1.1. Conducteur

Dans un matériau, lorsque le niveau de Fermi se trouve approximativement au milieu d'une bande permise, le nombre d'états occupés par les électrons est sensiblement égal au nombre d'états vides. Ainsi, beaucoup d'électrons peuvent se déplacer dans la BC même à basse température (Figure 1-3-a).

#### 1.2.1.1.2. Isolant

L'isolant électrique idéal est un matériau dont le niveau de Fermi se situe au milieu d'une bande interdite, entre une bande permise vide et une bande permise pleine. L'énergie

d'agitation thermique ne suffit pas pour promouvoir suffisamment d'électrons de la BV pleine vers la BC vide (Figure 1-3-b).

### 1.2.1.1.3. Semiconducteur

Un semiconducteur est un matériau dont le niveau de Fermi se situe dans une bande interdite dont la largeur est faible (Tableau 1-3). A basse température, un semiconducteur est isolant, car il ne possède pas de porteurs libres permettant d'assurer la conduction électronique. En revanche, à température ambiante, des électrons peuvent, à l'aide du faible apport d'énergie amené par excitation thermique d'amplitude  $kT$ , passer de la BV vers la BC (Figure 1-3-c).

Dans le cas d'un semiconducteur, on définira le niveau de Fermi intrinsèque comme le milieu de la bande interdite :

$$E_{Fi} = \frac{E_G}{2} \quad [1-2]$$

#### a. Deux types de semiconducteurs

L'introduction de dopants dans un semiconducteur modifie sensiblement les propriétés électriques du semiconducteur. Or, le niveau de Fermi dépend du type d'impuretés (dopage) présent dans le réseau cristallin du semiconducteur.

Si on introduit une impureté de la colonne V dans le réseau cristallin d'un semiconducteur de la colonne IV, elle engendre un électron libre dans le cristal de silicium. Ces atomes de la cinquième colonne seront désignés comme *donneurs*, leurs densités sera notée  $N_d^+$  et le semiconducteur sera de type N (Figure 1-4-a).

A l'inverse, si les impuretés introduites dans le réseau cristallin d'un semiconducteur de la colonne IV sont des impuretés de la colonne III, l'énergie thermique est suffisante pour capturer un électron d'une liaison de valence à température ambiante et ainsi opérer une conduction par trous. Ces atomes de la troisièmes colonne seront désignés comme *accepteurs*, leurs densités sera notée  $N_a^-$  et le semiconducteur sera de type P (Figure 1-4-b).

On note alors  $E_{Fn}$  le niveau de Fermi du semiconducteur de type N et  $E_{Fp}$  le niveau de Fermi du semiconducteur de type P.

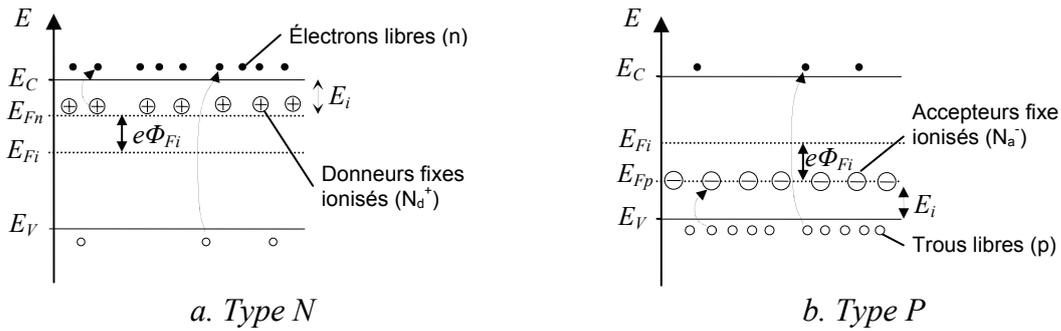


Figure 1-4 - Diagramme de bandes d'énergie pour les deux types de semiconducteurs.

Nous définissons alors la distance entre le niveau de Fermi et le niveau de Fermi intrinsèque par :

$$e\phi_{Fi} = E_F - E_{Fi} \quad [1-3]$$

Le niveau énergétique qui sépare le niveau énergétique des dopants d'une bande permise est noté  $E_i$ . Le Tableau 1-1 fournit l'énergie  $E_i$  des niveaux donneurs, donnée par rapport au bas de la BC et celle des niveaux accepteurs donnée par rapport au sommet de la BV [STÖCKER1999].

	Accepteurs				Donneurs			
Dopants	Al	Au	B	Cu	As	P	Sb	Li
$E_i$ (eV)	0,057	0,35	0,046	0,24	0,049	0,044	0,039	0,033

Tableau 1-1 : Niveaux d'énergie des dopants par rapport aux bandes de conduction dans le silicium.

Dans un semiconducteur, la conduction se fait alors soit par les électrons soit par les trous :

- Dans un semiconducteur de type N, les électrons sont les porteurs majoritaires (de densité notée  $n$ ), alors que les trous sont les porteurs minoritaires (de densité notée  $p$ ).
- De façon analogue, dans un semiconducteur de type P, les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons sont les porteurs minoritaires.

La densité de porteurs dans chaque type de semiconducteurs dopé s'écrit [MATHIEU2001] :

$$\begin{cases} n = N_C e^{-\frac{E_C - E_{Fn}}{kT}} \\ p = N_V e^{-\frac{E_V - E_{Fp}}{kT}} \end{cases} \quad [1-4]$$

La position des niveaux de Fermi pour les deux types de semiconducteurs s'écrit :

$$\begin{cases} E_{Fn} = E_C - kT \ln \left( \frac{N_C}{N_{d^+}} \right) \\ E_{Fp} = E_V + kT \ln \left( \frac{N_V}{N_{a^-}} \right) \end{cases} \quad [1-5]$$

avec,  $E_C$  et  $E_V$  les limites de la BI,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température absolue.  $N_C$  est la densité d'états dans la BC et  $N_V$  est la densité d'états dans la BV, qui quantifient le nombre d'états électroniques possédant une énergie donnée dans le matériau considéré.

Ainsi, plus un semiconducteur est de type N plus son niveau de Fermi se rapproche du minimum de la BC et, plus un semiconducteur est de type P plus son niveau de Fermi se rapproche du maximum de la BV.

#### b. Influence de la température sur la densité de porteurs

Nous avons vu dans l'équation [1-4] que la densité de porteurs dans un semiconducteur ( $n$  et  $p$ ) dépend de la température  $T$ . Traçons alors l'allure de la courbe de la variation de la densité d'électrons  $n$  dans un semiconducteur de type N en fonction de la température (Figure 1-5) [MATHIEU2001].

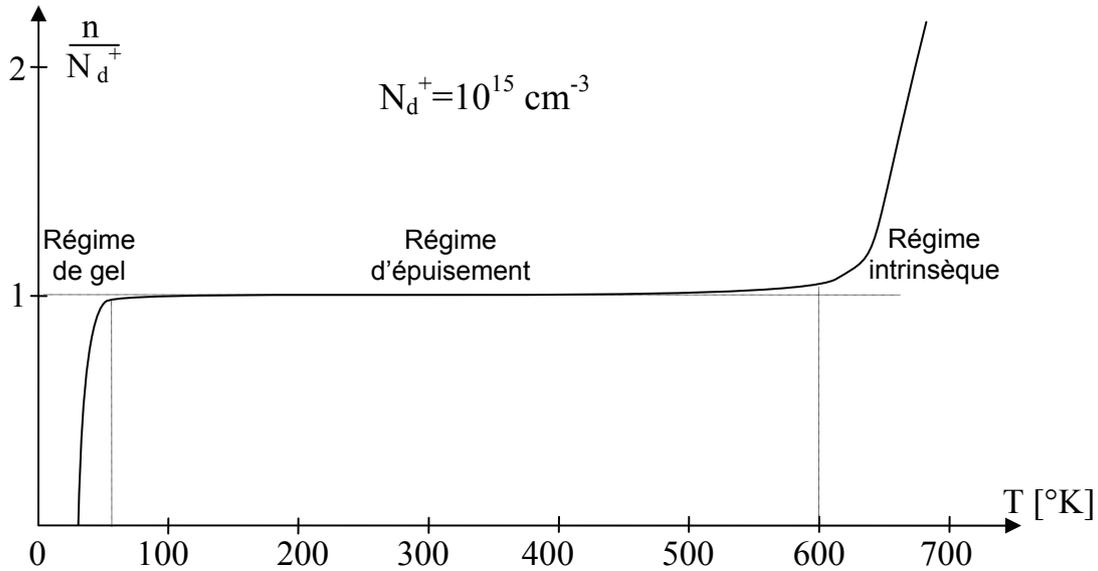


Figure 1-5 - Evolution de la densité d'électrons dans un semiconducteur de type N avec la température.

Plusieurs régimes de fonctionnement apparaissent :

- Pour les très basses températures, les dopants ne sont pas tous ionisés et la densité des électrons augmente très rapidement. C'est le *régime de gel* (Figure 1-6-a).
- Dans une large gamme de températures (dont à température ambiante), la densité des porteurs négatifs est égale à la densité des dopants. C'est le domaine de fonctionnement "normal" du semiconducteur, appelé *régime d'épuisement* (Figure 1-6-b).
- Pour les températures supérieures, l'agitation thermique engendre plus de paires électron-trou qu'il n'y a d'impuretés donneurs : c'est le *régime intrinsèque* (Figure 1-6-c).

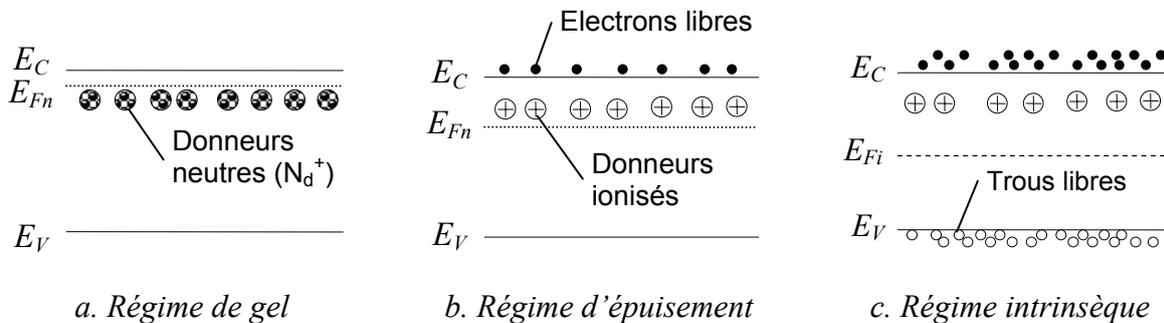


Figure 1-6 – Diagramme de bandes d'énergie des trois régimes de fonctionnement d'un semiconducteur de type N avec la température.

La température apparaît être un facteur important, qu'il faut vérifier lorsque le semiconducteur est soumis à des variations thermiques, car elle a une incidence directe sur la densité de porteurs et donc sur la conductivité du matériau semiconducteur.

c. Influence de la lumière sur la densité de porteurs

La lumière est un rayonnement qui interagit fortement avec les électrons d'un semiconducteur. La nature ondulatoire du rayonnement permet de bien comprendre les interactions rayonnement-matière. Einstein a suggéré que l'énergie d'un rayonnement n'est pas étalée dans tout l'espace, mais concentrée dans certaines régions et se propageant au moyen de particules élémentaires appelées *photons*.

L'énergie du photon est donnée par :

$$E = h\nu = \frac{h\omega}{2\pi} = \frac{hc}{\lambda} \quad [1-6]$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $\nu$  la longueur d'onde du rayonnement,  $\omega$  sa pulsation et  $c$  la célérité.

On distingue trois interactions entre le rayonnement et un semiconducteur : l'absorption du rayonnement par le matériau, l'émission d'un rayonnement par le matériau et l'émission induite. Dans notre travail on s'intéressera uniquement au phénomène d'absorption, qui crée une paire électron-trou, en transférant un électron d'un état occupé de la BV vers un état libre de la BC. Ce phénomène est représenté schématiquement sur la Figure 1-7.

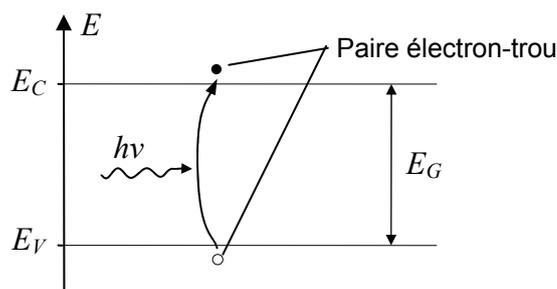


Figure 1-7 - Représentation du phénomène d'absorption d'un photon.

Si on exprime l'énergie en électronVolt  $eV$  et la longueur d'onde du rayonnement en micromètre  $\mu m$ , dans un semiconducteur, l'énergie minimale issue d'un rayonnement pour créer une paire électron-trou doit vérifier la relation [1-6] :

$$E_G [eV] < \frac{1,24}{\lambda [\mu m]} \quad [1-7]$$

Ainsi, tout rayonnement dont l'énergie est supérieure au gap du semiconducteur ( $h\nu > E_G$ ) est susceptible de créer une paire électron-trou et ainsi d'augmenter la conductivité du matériau. Ainsi, pour tout photon dont la longueur d'onde  $\lambda$  (exprimée en  $\mu\text{m}$ ) qui interagira avec un semiconducteur de gap  $E_G$  (exprimée en  $eV$ ) et qui satisfera la relation [1-7], sera susceptible de créer des paires électron-trou dans le semiconducteur.

#### 1.2.1.1.4. Travail de sortie et affinité électronique

Pour respecter la neutralité électronique d'un matériau, les charges positives (noyaux), à l'intérieur de celui-ci, sont statistiquement en équilibre avec les négatives (électrons liés et quasi-libres). Cependant, il n'en va pas de même au voisinage des surfaces. Les quelques électrons libres, ayant une certaine énergie cinétique, se dirigent vers la surface et sortent du matériau.

Si on choisit comme origine des potentiels le vide assez loin de la surface, il existe sur la surface du cristal une barrière de potentiel qui empêche les électrons de quitter le matériau. On peut tracer le diagramme énergétique des électrons dans le système *métal-vide* (Figure 1-8-a).

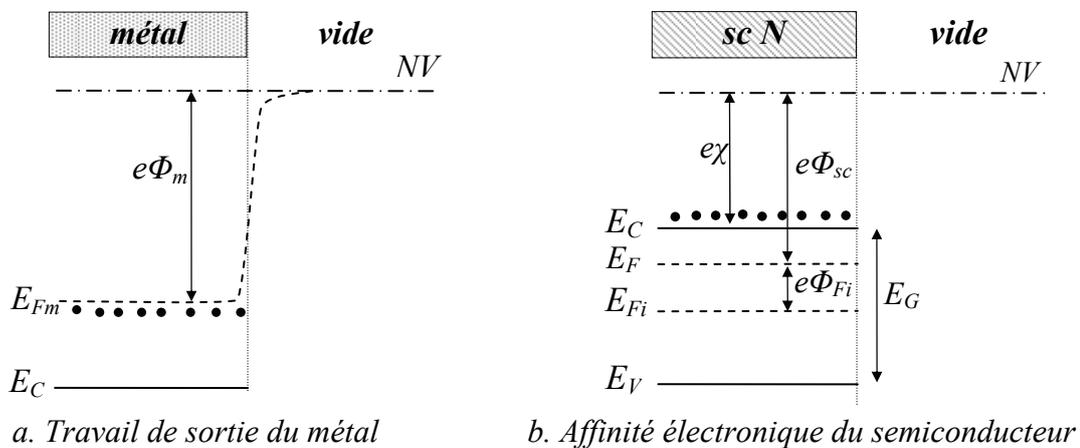


Figure 1-8 - Diagramme de bandes d'énergie du travail de sortie et de l'affinité électronique.

L'énergie minimum que doit fournir un électron pour sortir d'un métal dans le vide est appelée *Travail de sortie*, noté  $e\phi_m$ . L'énergie d'un électron dans le vide sans vitesse initiale, est appelée le niveau du vide  $NV$ . Le travail de sortie d'un métal est donc la différence entre le niveau énergétique du vide  $NV$  et le niveau le plus élevé rempli à 0K du métal  $E_{Fm}$ . Cette barrière de potentiel est spécifiquement un phénomène de surface, ce qui revient à dire que la moindre impureté superficielle (ou pollution) va modifier localement le  $NV$ .

Pour un métal, le travail de sortie  $e\phi_m$  s'écrit :

$$e\phi_m = NV - E_{Fm} \quad [1-8]$$

où  $e$  est la valeur de la charge élémentaire ( $e = -1,6.10^{-19}C$ ) et  $E_{Fm}$  le niveau de Fermi du métal.

Le travail de sortie du métal est une caractéristique du matériau, le Tableau 1-2 fournit le travail de sortie des principaux métaux usuels [STÖCKER1999].

Métal	Li	K	Rb	Cs	Cr	Fe	Al	Cu	Ag	Au	Pt
Travail de sortie $e\Phi_m$ (eV)	2,18	2,30	2,16	1,14	4,5	4,5	4,28	4,65	4,26	5,1	5,65

Tableau 1-2 : Travail de sortie des métaux.

Le même raisonnement est valable pour le système *semiconducteur-vide*. Pour un semiconducteur le travail de sortie  $e\phi_{sc}$  s'écrit alors :

$$e\phi_{sc} = NV - E_F \quad [1-9]$$

Or, le niveau énergétique le plus élevé où il y a des électrons dans un semiconducteur correspond au niveau énergétique de la bande de conduction  $E_C$  (Figure 1-8-b). On définit alors l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé en bas de la BC pour s'extraire et se retrouver dans le vide par l'*affinité électronique*, notée  $e\chi$  :

$$e\chi = NV - E_C \quad [1-10]$$

L'affinité électronique d'un semiconducteur est aussi une constante physique du semiconducteur (Tableau 1-3).

	Semiconducteurs					Isolants	
	Si	Ge	GaP	GaAs	GaSb	SiO <sub>2</sub>	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub>
Affinité électronique $e\chi$ (eV)	4,01	4,13	4,3	4,07	4,06	<b>1,1</b>	<b>4,07</b>
Largeur de la Bande Interdite $E_G$ (eV)	1,12	0,66	2,25	1,43	0,68	<b>9</b>	<b>~5</b>

Tableau 1-3 : Affinités électroniques et largeur de la bande interdite pour quelques semiconducteurs et isolants.

## 1.2.2. Modèle idéal : structures sans défaut - différentes structures

Afin de simplifier l'étude des différentes structures par la théorie des bandes, les modèles suivants ne prennent pas en compte la charge électrique contenue dans l'isolant électrique des structures.

### 1.2.2.1. La structure Métal-Isolant-Métal

#### 1.2.2.1.1. Composition

La structure Métal-Isolant-Métal (MIM) est équivalente à un condensateur plan dont la capacité électrique est  $C_i$ , et se présente comme une succession de couches (Figure 1-9). Ce type de structure peut être fabriquée sur un support tel qu'un substrat de silicium. On considère la densité de charge comme étant homogène dans un plan parallèle aux électrodes et on exprime alors, la charge électrique en Coulomb par unité de surface ( $C.m^{-2}$ ). La capacité  $C$  sera exprimée en Farad par unité de surface ( $F.m^{-2}$ ).

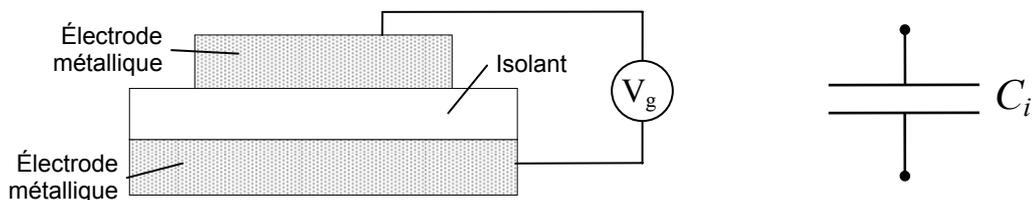
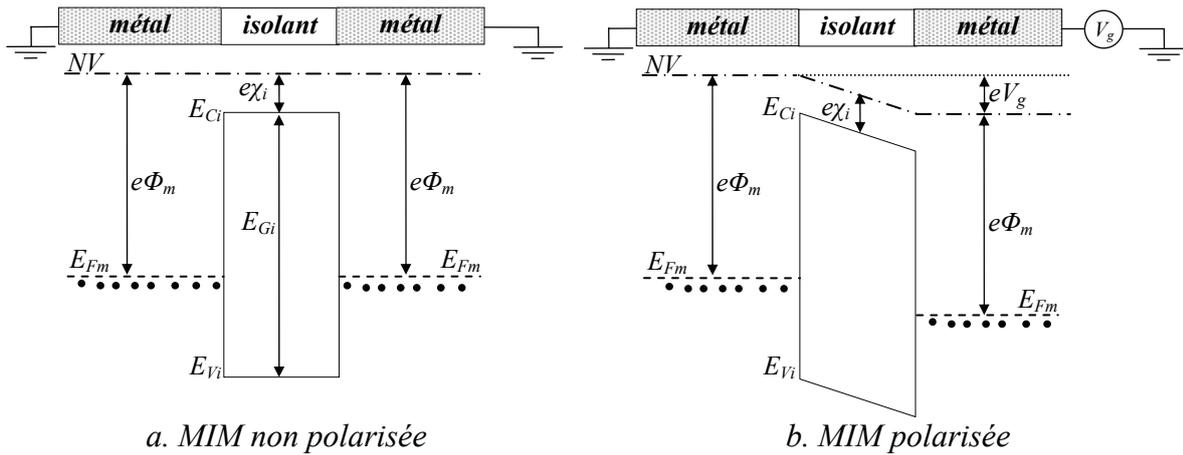


Figure 1-9 - Schéma d'une structure Métal-Isolant-Métal.

Nous noterons  $V_g$  la différence de potentiels électriques appliquée entre les deux électrodes métalliques.

#### 1.2.2.1.2. Diagramme de bandes d'énergie

La Figure 1-10 présente le diagramme de bandes d'énergie d'une structure MIM pourvue de deux électrodes de même nature, en court-circuit (Figure 1-10-a) et polarisée (Figure 1-10-b).



a. MIM non polarisée  
 b. MIM polarisée  
 Figure 1-10 - Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MIM à électrodes de même nature.

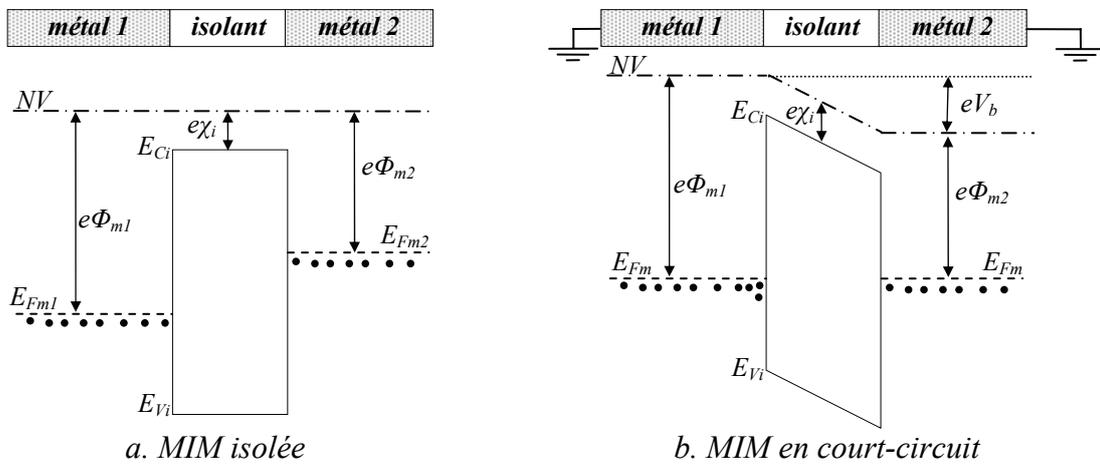
Lorsque la structure n'est pas polarisée, l'isolant impose aux électrons présents dans les électrodes une barrière énergétique de valeur :

$$E_{Ci} - E_{Fm} = e\phi_m - e\chi_i \quad [1-11]$$

avec  $E_{Ci}$  le niveau énergétique minimum de la BC de l'isolant,  $E_{Fm}$  le niveau de Fermi du métal,  $e\Phi_m$  le travail de sortie du métal et  $e\chi_i$  l'affinité électronique de l'isolant.

1.2.2.1.3. Influence des travaux de sortie

Si les deux métaux de la structure MIM sont différents, alors leurs travaux de sortie sont différents (Figure 1-11-a). Lorsque les deux métaux sont au même potentiel, les niveaux de Fermi s'alignent, et il y a un transfert de charges d'un matériau vers l'autre par le circuit extérieur (Figure 1-11-b).



a. MIM isolée  
 b. MIM en court-circuit  
 Figure 1-11 - Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MIM. isolée et en court-circuit pour  $\Phi_{m1} \neq \Phi_{m2}$

En court-circuit, les électrons passent du métal 2 vers le métal 1 pour aligner les niveaux de Fermi au même niveau de Fermi  $E_{Fm}$ . Le niveau de Fermi du métal 1  $E_{Fm1}$  diminue, car il perd des électrons, alors que le niveau de Fermi du métal 2  $E_{Fm2}$  augmente, car il gagne des électrons.

Il est important de remarquer que, en court-circuit, si les travaux de sortie des métaux sont différents, l'isolant subit une chute de potentiel  $V_b$  tel que :

$$eV_b = e\phi_{m1} - e\phi_{m2} \quad [1-12]$$

avec  $e\phi_{m1}$  le travail de sortie du métal 1 et  $e\phi_{m2}$  le travail de sortie du métal 2.

### 1.2.2.2. La structure Métal-Oxyde-Semiconducteur

#### 1.2.2.2.1. Structure

La structure Métal-Oxyde-Semiconducteur (MOS) est une structure très répandue en microélectronique et en électronique de puissance car elle constitue une partie fondamentale du transistor. La structure présentée dans la Figure 1-12 se compose d'un semiconducteur surmonté d'un isolant (le plus souvent un oxyde) et d'une électrode métallique dénommée *grille*. L'épaisseur des oxydes de ce type de structure peut varier de quelques centaines de nanomètres jusqu'à quelques nanomètres.

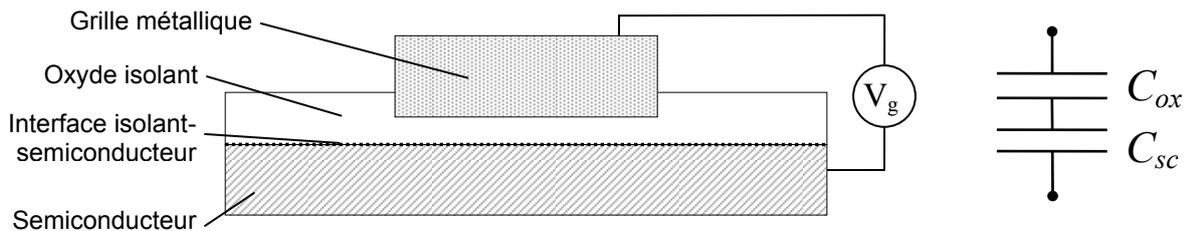


Figure 1-12 - Structure Métal-Oxyde-Semiconducteur.

La capacité électrique équivalente de la structure correspond à la capacité de l'oxyde  $C_{ox}$  en série avec la capacité créée à l'interface isolant-semiconducteur  $C_{sc}$ . Elle s'écrit :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}} \quad [1-13]$$

#### 1.2.2.2.2. Diagramme de bandes d'énergie

Comme toute structure hétérogène, le diagramme de bande de la structure MOS doit prendre en compte les niveaux de Fermi de chaque matériau, ainsi que l'effet du champ électrique sur les porteurs dans le semiconducteur. En effet, comme dans un condensateur plan, la charge développée dans le métal est égale et de signe opposé à la charge totale développée dans le semiconducteur ; or, ces charges sont superficielles dans le métal et s'étendent davantage dans le semiconducteur. Nous verrons que la charge dans le semiconducteur dépend de la densité de porteurs libres, qui est associée à la variation du niveau de Fermi dans la bande interdite, lui-même associé au potentiel de surface du semiconducteur  $V_s$ .

Dans un condensateur, la quantité de charge dans le métal  $Q_m$  est égale à la quantité de charge dans le semiconducteur  $Q_{sc}$ , nous pouvons donc écrire :

$$Q_m = -Q_{sc} \quad [1-14]$$

#### 1.2.2.2.3. Influence des travaux de sortie

Si le métal et le semiconducteur sont reliés électriquement, ils constituent un seul système thermodynamique, leurs niveaux de Fermi s'alignent et une différence de potentiels apparaît, créée par les différences de travaux de sortie. En raison du grand nombre de porteurs libres contenus dans le métal, le niveau de Fermi varie très peu suite au transfert de charge qui s'oppose à partir du semiconducteur lorsque la structure est mise en court-circuit. On considère donc que le niveau de Fermi du semiconducteur s'aligne sur celui du métal.

Considérons une structure MOS avec un semiconducteur de type N, dont le travail de sortie  $e\Phi_{sc}$  est inférieur à celui du métal  $e\Phi_m$  (Figure 1-13-a).

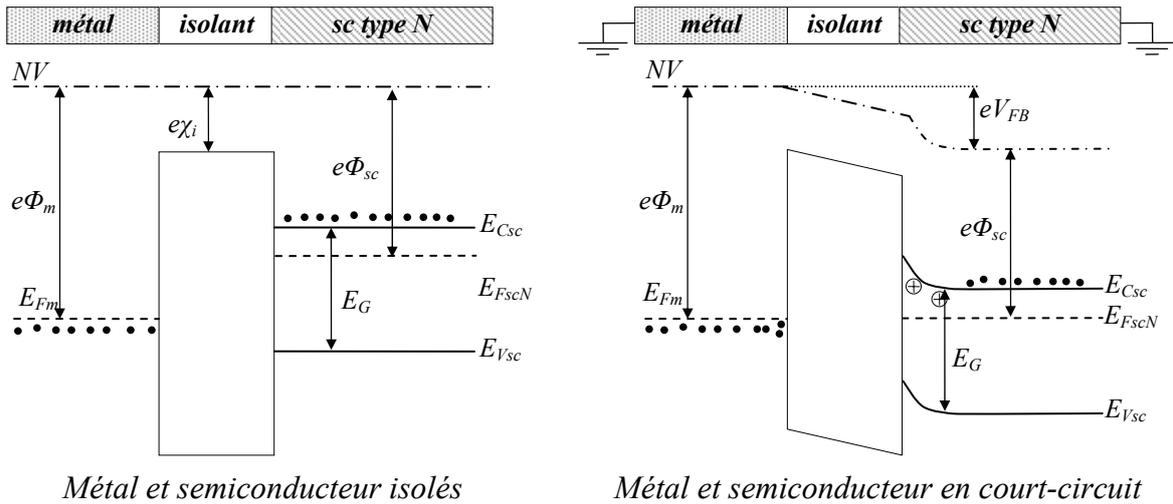


Figure 1-13 - Diagramme de bandes d'énergie d'une structure MOS sur substrat de type N pour  $e\Phi_{sc} < e\Phi_m$ .

Le diagramme de bande montre que, en court circuit (Figure 1-13-b), la densité de charge à l'interface isolant-semiconducteur a évolué. En effet, pour  $e\Phi_{sc} < e\Phi_m$ , il y a une déplétion des électrons à l'interface isolant- semiconducteur de type N en court-circuit. Inversement, si  $e\Phi_{sc} > e\Phi_m$  il y a une accumulation d'électrons à l'interface isolant-semiconducteur de type N. Le même raisonnement peut être tenu sur une structure MOS avec un semiconducteur de type P. Une synthèse de l'état de la densité des porteurs à l'interface isolant-semiconducteur pour les deux types de semiconducteur et pour chaque cas est présentée dans le Tableau 1-4.

	MOS sur substrat N	MOS sur substrat P
$e\Phi_{sc} < e\Phi_m$	Déplétion d'électrons ( $Q_{sc} > 0$ )	Accumulation de trous ( $Q_{sc} > 0$ )
$e\Phi_{sc} > e\Phi_m$	Accumulation d'électrons ( $Q_{sc} < 0$ )	Déplétion de trous ( $Q_{sc} < 0$ )

Tableau 1-4 : Etat de l'interface isolant- semiconducteur dans une structure MOS en court-circuit.

On définit alors la *tension de bandes plates*  $V_{FB}$  comme étant la tension de grille  $V_g$  à appliquer à la structure pour que les bandes d'énergie soient plates. Lorsque les bandes d'énergies sont plates cela signifie qu'il n'y a pas de chute de potentiel entre l'interface et le volume du semiconducteur, donc que le potentiel de surface  $V_s$  est nul. Si l'isolant est parfait, la tension de bandes plates correspond alors à la différence des travaux de sortie :

$$V_{FB} = \phi_{ms} = \phi_m - \phi_{sc} \quad [1-15]$$

avec le travail de sortie pour chaque semiconducteur [1-9] [1-10] donné par :

$$\begin{cases} \phi_{scN} = \chi + \frac{E_g}{2e} - \phi_{Fi} \\ \phi_{scP} = \chi + \frac{E_g}{2e} + \phi_{Fi} \end{cases} \quad [1-16]$$

Le potentiel  $\phi_{Fi}$  [1-3] est défini par :

$$\phi_{Fi} = \frac{E_F - E_{Fi}}{e} \quad [1-17]$$

#### 1.2.2.2.4. Régimes de fonctionnement

Quand une différence de potentiels  $V_g$  est appliquée entre la grille et le substrat d'une structure MOS, il apparaît quatre régimes de fonctionnement : *l'accumulation*, *la déplétion*, *l'inversion* et *la forte inversion*.

Le potentiel de grille  $V_g$  se décompose alors en une somme de différences de potentiels (Figure 1-14) :

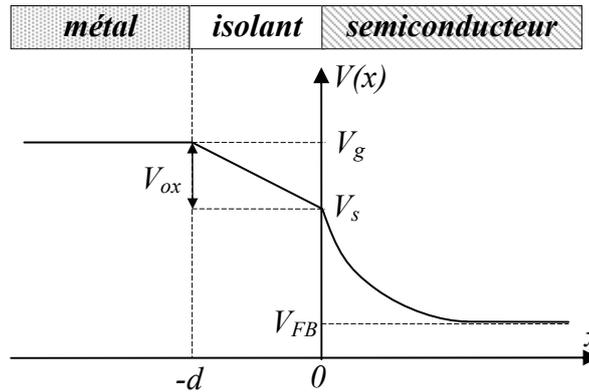


Figure 1-14 - Potentiels dans une structure MOS en déplétion.

Le potentiel de grille dans une structure MOS est donc la somme des potentiels :

$$V_g = V_{ox} + V_s + V_{FB} \quad [1-18]$$

où  $V_{ox} = V_g - V_s$  est la différence de potentiels supportée par l'oxyde d'épaisseur  $d$ ,  $V_s$  est le potentiel de surface (différence de potentiels entre le substrat et l'interface isolant-semiconducteur) et la tension de bandes plates  $V_{FB}$ .

a. Régime d'accumulation

Par influence, les porteurs majoritaires sont attirés vers l'interface isolant-semiconducteur : une accumulation de porteurs majoritaires se forme à l'interface isolant-semiconducteur. C'est le régime d'accumulation.

Pour les semiconducteurs dont les porteurs majoritaires sont les électrons (semiconducteur de type N), le régime d'accumulation apparaît pour  $V_g > V_{FB}$ . De même, pour les semiconducteurs dont les porteurs majoritaires sont les trous (semiconducteur de type P), le régime d'accumulation apparaît pour  $V_g < V_{FB}$ .

La Figure 1-15 montre les diagrammes de bandes d'énergie, la répartition de la charge et du champ électrique dans une structure MOS sur substrat de type N et dans une structure MOS sur substrat de type P en régime d'accumulation.

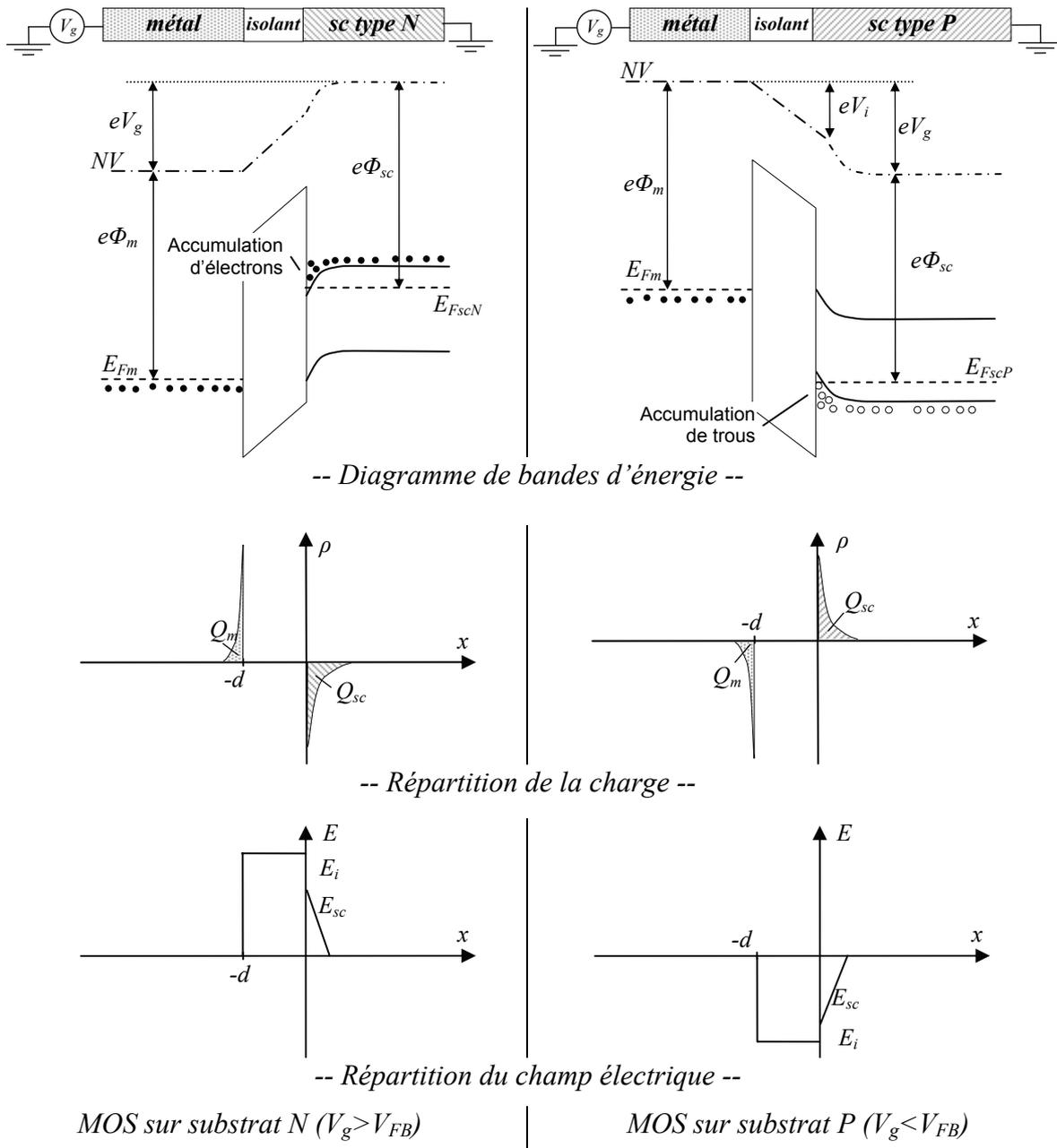


Figure 1-15 - Structures MOS idéales en régime d'accumulation.

Comme dans un condensateur, la charge accumulée dans le substrat est égale à la charge accumulée sur la grille :

$$Q_m = -Q_{sc} = \frac{\epsilon_{ox}}{d} V_g [C.m^{-2}] \quad [1-19]$$

avec  $\epsilon_{ox}$  la permittivité diélectrique de l'oxyde et  $d$  l'épaisseur de l'oxyde.

Etant donné que les porteurs sont accumulés à l'interface isolant-semiconducteur, dans une première approximation, la capacité de l'interface peut être négligeable et la capacité équivalente de la structure s'écrit alors [1-13] :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} \quad [1-20]$$

### b. Régime de bandes plates

Lorsque le potentiel de surface à l'interface isolant-semiconducteur est nul ( $V_s=0$ ), c'est le régime de *bandes plates*.

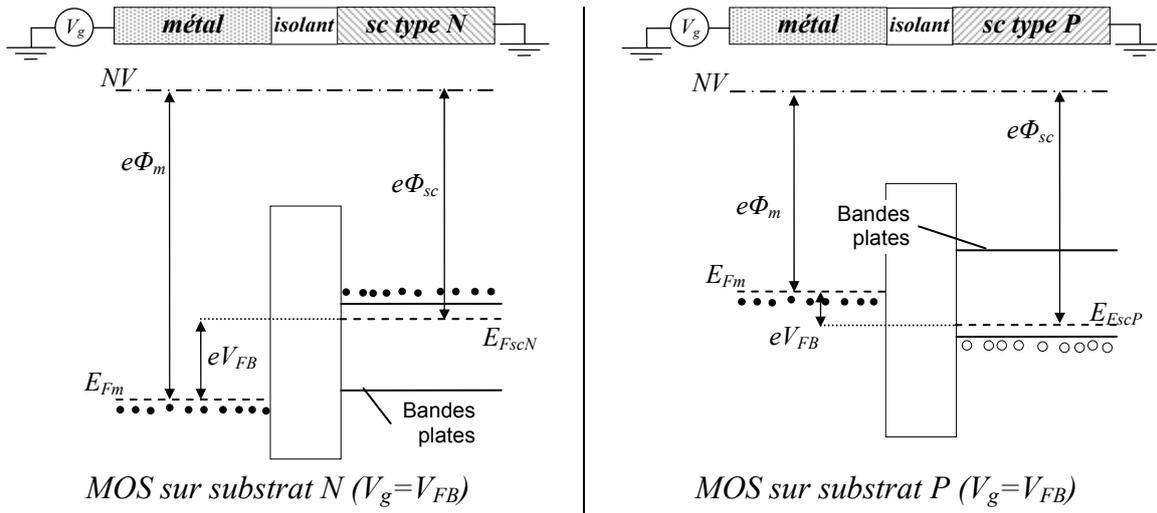


Figure 1-16 - Structures MOS idéales en régime de bandes plates.

Dans le modèle idéal, il n'y a pas de charges dans l'isolant donc la chute de potentiel est nulle dans l'isolant ( $V_i=0$ ). La tension de grille définie à l'équation [1-18] correspond donc à la tension de bandes plates [1-15]:

$$|V_g| = |V_{FB}| = |\phi_{ms}| = |\phi_m - \phi_{sc}| \quad [1-21]$$

Cependant on peut définir la capacité de bandes plates par :

$$\frac{1}{C_{FB}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{L_D}{\epsilon_{sc} S} \quad [1-22]$$

avec  $S$  la surface de grille,  $\epsilon_{sc}$  la permittivité diélectrique du semiconducteur et  $L_D$  la longueur de Debye, correspondant à la longueur de diffusion des porteurs due la discontinuité causé par l'interface [MATHIEU2001] :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_{sc} kT}{e^2 N}} \quad [1-23]$$

c. Régime de déplétion

En polarisant au-delà de  $V_{FB}$ , les porteurs majoritaires sont repoussés de l'interface isolant-semiconducteur par influence. Il apparaît alors une zone de charge d'espace (ZCE) d'épaisseur  $W$  dans le semiconducteur. Il y a une déplétion des porteurs majoritaires à l'interface isolant-semiconducteur, c'est le régime de *déplétion*. La Figure 1-17 présente le diagramme de bandes d'énergie, la répartition de la charge et la répartition du champ électrique dans une structure MOS idéale sur substrat de type N et dans une structure MOS idéale sur substrat de type P en régime de déplétion.

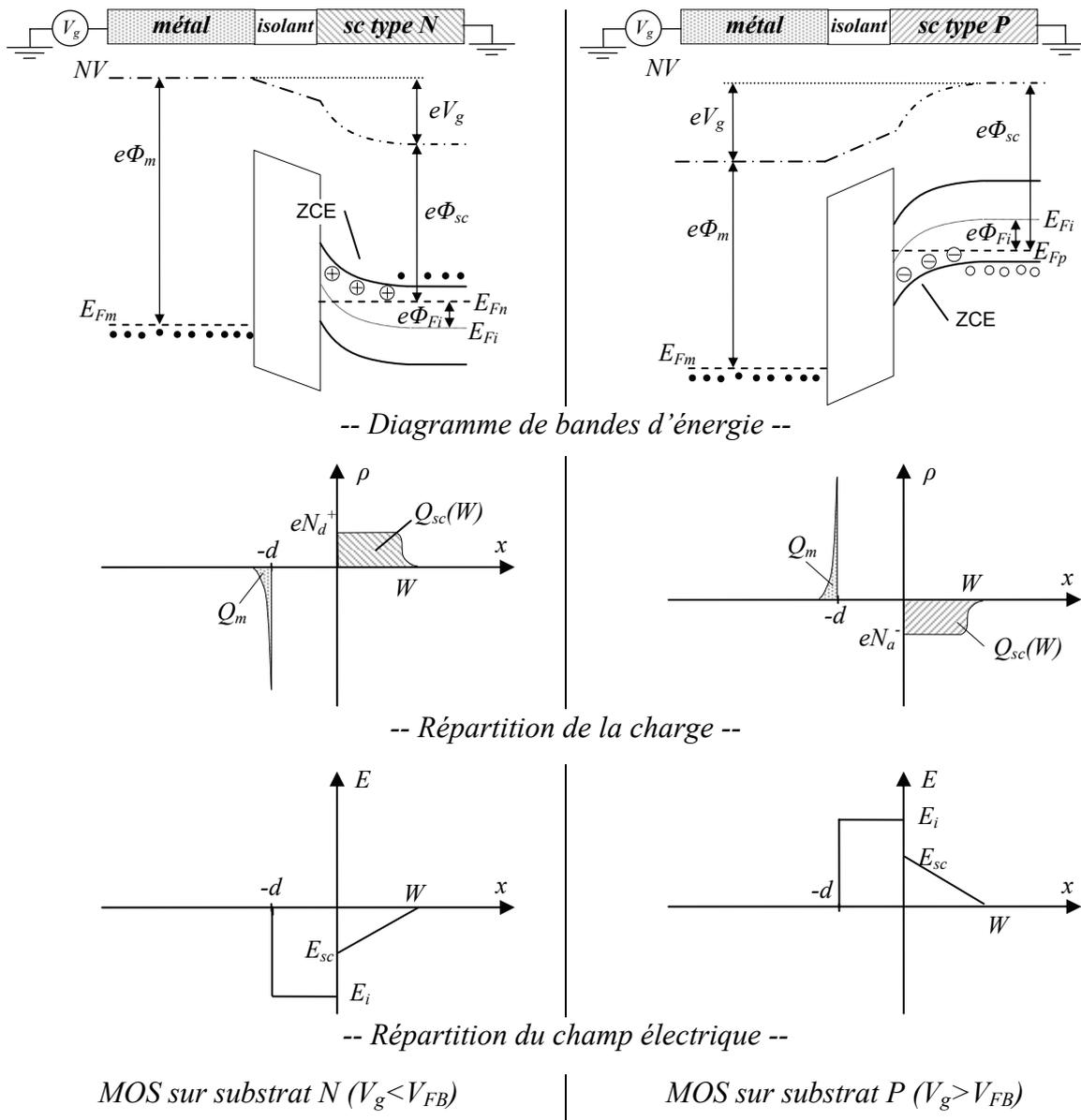


Figure 1-17 - Structures MOS idéales en régime de déplétion.

La ZCE créée à l'interface comprend une charge  $Q_{sc}$  qui provient des dopants du semiconducteur. La répartition des dopants étant considérée comme homogène, la répartition

de la charge dans la ZCE est considérée constante dans tout le semiconducteur. La quantité de charge dans le semiconducteur en régime de déplétion est donnée par :

$$Q_{sc}(W) = -eN W \quad [1-24]$$

avec  $N$  la concentration des dopants dans le semiconducteur et  $W$  l'épaisseur de la ZCE.

En régime de déplétion, la ZCE est assimilable à une capacité à l'interface isolant-semiconducteur, qui varie en fonction de  $W$ ,  $C_{sc}(W)$ . La capacité équivalente de la structure [1-13] s'écrit alors :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}(W)} \quad [1-25]$$

La charge totale de la zone désertée devient donc maximale lorsque la ZCE est maximum. La valeur maximale de la ZCE vaut alors [MATHIEU2001] :

$$W_{max} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{sc}}{eN} 2\phi_{Fi}} \quad [1-26]$$

avec  $\varepsilon_{sc}$  la permittivité diélectrique du semiconducteur et  $\phi_{Fi}$  donné par l'équation [1-17].

Nous définirons alors la quantité de charge maximale dans la ZCE due aux dopants du semiconducteur par [1-24]:

$$Q_W = -eN W_{max} \quad [1-27]$$

#### d. Régime d'inversion et de forte inversion

En continuant la polarisation, les porteurs majoritaires sont de plus en plus repoussés de l'interface isolant-semiconducteur, l'épaisseur de la ZCE est alors maximum  $W=W_{max}$  [1-26]. La courbure des bandes d'énergie s'accroît, et pour une certaine tension, le niveau de Fermi intrinsèque  $E_{Fi}$  passe sous le niveau de Fermi  $E_{Fsc}$  du semiconducteur dopé.

Le potentiel de surface  $V_s$  atteint un seuil pour lequel la densité de porteurs majoritaires à l'interface est égale à la densité de porteurs minoritaires dans le semiconducteur (Figure 1-18). Le seuil correspondant à la transition entre le régime de déplétion et le régime d'inversion est défini par [1-17] :

$$V_s = |\phi_{Fi}| \quad [1-28]$$

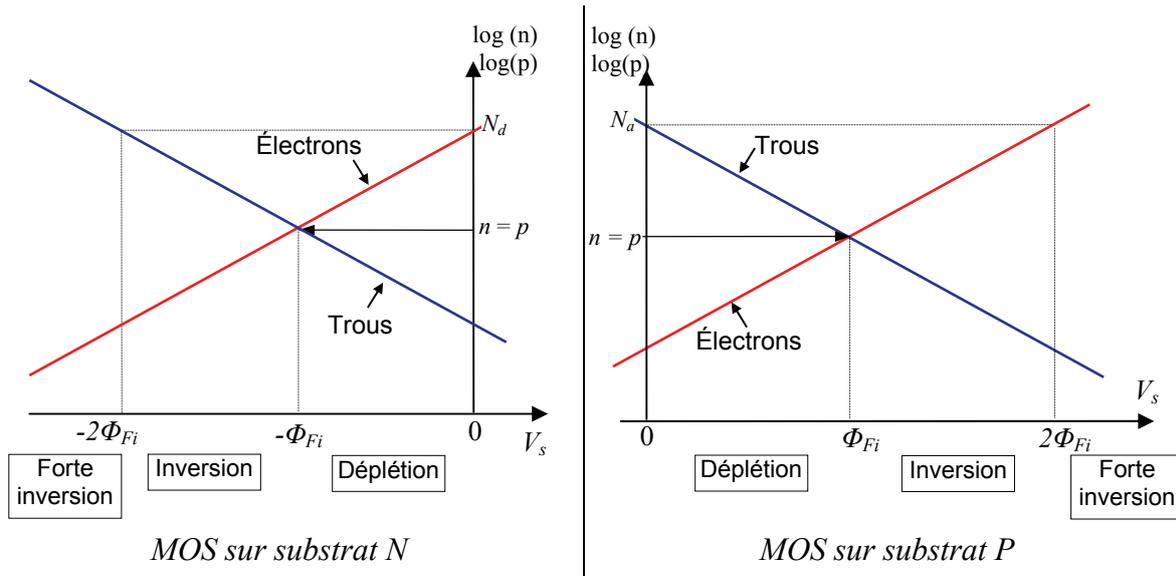


Figure 1-18 - Logarithme de la densité des électrons et des trous à l'interface en fonction du potentiel de surface  $V_s$ .

En régime d'inversion, la charge à l'interface est conditionnée par les charges de déplétion car les porteurs minoritaires sont en quantité négligeable devant la densité des dopants.

Au contraire, en régime de forte inversion, la charge à l'interface est conditionnée par les porteurs minoritaires dont la densité, en surface, est beaucoup plus grande que la densité des dopants. Le seuil de  $V_s$ , pour lequel la densité de porteurs minoritaires est équivalente à la densité des dopants ( $p=N_d$  pour le type N ou  $n=N_a$  pour le type P), est défini par [1-28] :

$$V_s = 2|\phi_{Fi}| \quad [1-29]$$

La tension de grille correspondant à cette condition est appelée *tension de seuil*  $V_{TH}$  (seuil : *threshold* en anglais) [MATHIEU2001] :

$$V_{TH} = 2|\phi_{Fi}| + \frac{\sqrt{4\varepsilon_{sc}eN|\phi_{Fi}|}}{C_{ox}} \quad [1-30]$$

avec  $C_{ox}$  la capacité surfacique de l'oxyde exprimée en  $F.m^{-2}$ .

La Figure 1-19 présente le diagramme de bandes d'énergie, la répartition de la charge et la répartition du champ électrique dans une structure MOS idéale sur substrat de type N et dans une structure MOS idéale sur substrat de type P en régime d'inversion.

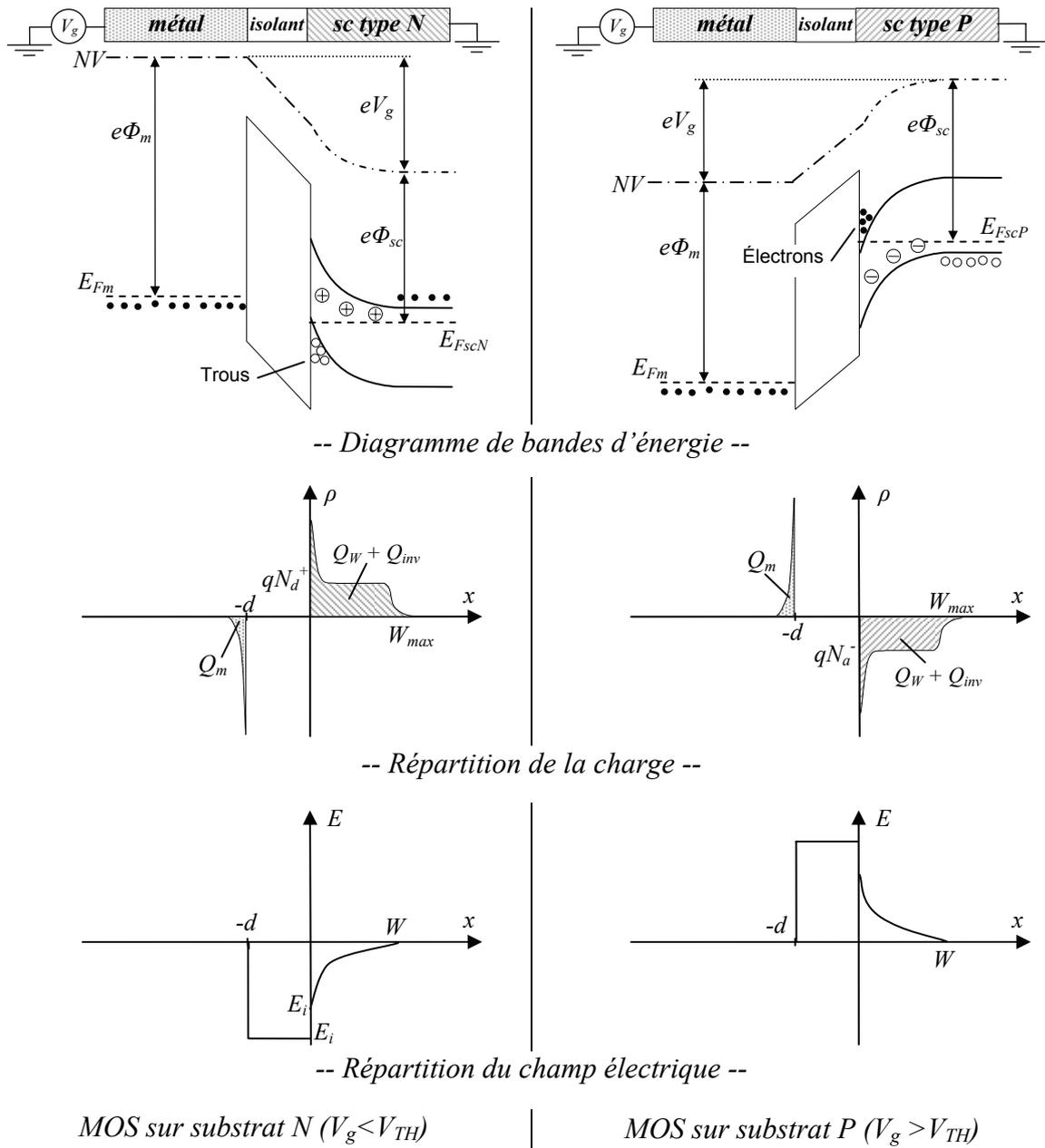


Figure 1-19 - Structures MOS idéales en régime d'inversion.

La charge totale dans le substrat est la somme des charges issues des dopants du semiconducteur  $Q_W$  [1-27] dans la ZCE et des porteurs minoritaires accumulés à l'interface isolant-semiconducteur  $Q_{inv}$ . En régime d'inversion, la charge dans le semiconducteur s'écrit :

$$Q_{sc} = Q_W + Q_{inv} \quad [1-31]$$

On a

$$C_{sc} = -\frac{dQ_{sc}}{dV_s} = -\frac{dQ_W}{dV_s} - \frac{dQ_{inv}}{dV_s} \quad [1-32]$$

avec

$$\begin{cases} Q_W = -eN W \\ C_W = -\frac{dQ_W}{dV_s} \end{cases} \quad [1-33]$$

La capacité de l'interface  $C_{sc}$  est maximale en régime d'inversion, car la ZCE est maximale ( $W=W_{max}$  [1-26]). La capacité totale de la structure [1-13] s'écrit alors

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_W + C_{inv}} \quad [1-34]$$

avec  $C_{ox}$  la capacité de l'oxyde,  $C_W$  capacité due la ZCE et  $C_{inv}$  capacité due aux porteurs minoritaires accumulés à l'interface isolant-semiconducteur (Figure 1-21).

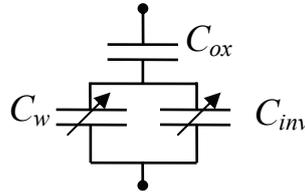


Figure 1-20 - Schéma équivalent de la structure MOS.

e. Evolution de la charge à l'interface isolant-semiconducteur avec la polarisation de la grille

Dans un premier temps, étudions la charge à l'interface isolant-semiconducteur dans les différents régimes de fonctionnement des structures MOS idéales en fonction du potentiel de surface  $V_s$ , et non en fonction du potentiel de grille  $V_g$ . L'effet de l'isolant ou des éventuelles charges dans l'isolant n'ont dans ce cas pas d'influence sur la charge dans le semiconducteur.

Nous pouvons écrire la quantité de charge à la surface d'un semiconducteur  $Q_{sc}$  en fonction de son potentiel de surface  $V_s$ . Ainsi, nous avons respectivement pour un semiconducteur de type N et un semiconducteur de type P [VINCENT2005] :

$$\text{Type N: } Q_{sc} = -\text{Sign}(V_s) \left\{ 2\varepsilon_{sc} e N_d^+ \left[ \underbrace{\frac{kT}{e} (e^{+eV_s/kT} - 1)}_{\text{électrons}} - \underbrace{V_s}_{N_d^+} + \underbrace{\frac{kT}{e} e^{e(-V_s + 2\phi_{Fi})/kT}}_{\text{trous}} \right] \right\}^{1/2} \quad [1-35]$$

$$\text{Type P: } Q_{sc} = -\text{Sign}(V_s) \left\{ 2\varepsilon_{sc} e N_a^- \left[ \underbrace{\frac{kT}{e} (e^{-eV_s/kT} - 1)}_{\text{trous}} + \underbrace{V_s}_{N_a^-} + \underbrace{\frac{kT}{e} e^{e(V_s - 2\phi_{Fi})/kT}}_{\text{électrons}} \right] \right\}^{1/2} \quad [1-36]$$

Les courbes représentant la variation de la charge dans le semiconducteur  $Q_{sc}$  en fonction du potentiel de surface  $V_s$  est représentée dans la Figure 1-21 dans le cas d'un semiconducteur

de type N et d'un semiconducteur de type P. On observe les différents régimes de fonctionnement (l'accumulation, la déplétion et l'inversion), ainsi que la tension de bandes plates et la tension de seuil.

L'étude de  $Q_{sc}=f(V_s)$  ne fait appel ni au métal ni à l'oxyde. Prenons maintenant en compte les caractéristiques de l'oxyde ainsi que le potentiel de grille  $V_g$ .

En l'absence de charges dans l'isolant et en considérant la tension de bandes plates  $V_{FB}$  nulle, la chute de potentiels dans l'isolant  $V_i$  peut s'écrire à partir de [1-18],

$$V_i = V_g - V_s = E_{ox} d = \frac{Q_m}{\epsilon_{ox}} d \quad [1-37]$$

avec,  $E_{ox}$  le champ électrique dans l'oxyde,  $d$  l'épaisseur de l'isolant et  $\epsilon_{ox}$  la permittivité diélectrique de l'oxyde. Comme la charge accumulée dans le métal est la même que la charge accumulée dans le semiconducteur [1-14], en l'absence de charges dans l'isolant l'équation [1-37] s'écrit :

$$Q_{sc} = \frac{\epsilon_{ox}}{d} (V_s - V_g) \quad [1-38]$$

Si on trace la droite  $Q_{sc}=f(V_s)$  de l'équation [1-38], dont la pente matérialise  $\frac{\epsilon_{ox}}{d}$ , sur le même graphique que  $Q_{sc}=f(V_s)$  (obtenu à partir des équations [1-35] et [1-36]), on visualise sur un même graphique l'état de la structure MOS (Figure 1-21). On peut remarquer qu'une même valeur de  $V_g$  conduit à des régimes différents pour les deux types de semiconducteurs.

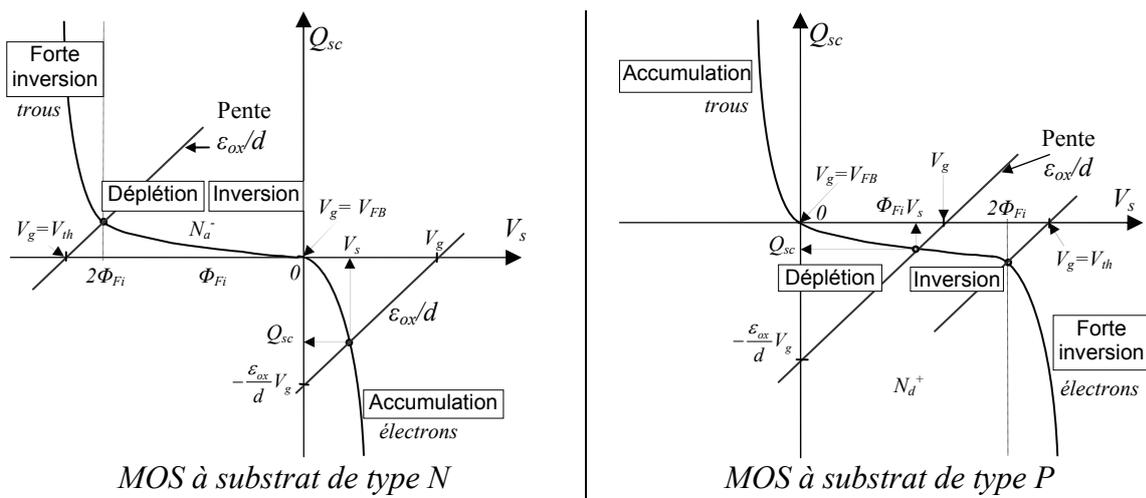


Figure 1-21 - Evolution de la charge totale  $Q_{sc}$  à la surface des deux types de semiconducteurs idéaux en fonction de  $V_s$  et représentation de la chute de potentiel dans l'oxyde.

Pour une même tension  $V_g$ , les deux types de structure sont dans des régimes de fonctionnement différents : la structure MOS idéale sur substrat de type N est en régime d'accumulation, alors que la structure MOS idéale sur substrat de type P est en régime de déplétion.

f. Expression du potentiel de surface  $V_s$  avec la tension de grille  $V_g$

L'expression quantitative du potentiel de surface  $V_s$  du semiconducteur en fonction de la tension de polarisation de grille  $V_g$  de la structure s'obtient en reprenant l'équation [1-38] et en exprimant  $Q_{sc}$  par les équations [1-35][1-36], on obtient :

$$\text{Type N : } V_g = V_s + \text{Sign}(V_s) \left\{ 2\varepsilon_{sc} e N_d^+ \left[ \underbrace{\frac{kT}{e} (e^{+eV_s/kT} - 1)}_{\text{électrons}} - \underbrace{V_s}_{N_d^+} + \underbrace{\frac{kT}{e} e^{e(-V_s + 2\phi_{Fi})/kT}}_{\text{trous}} \right] \right\}^{1/2} \quad [1-39]$$

$$\text{Type P : } V_g = V_s + \text{Sign}(V_s) \left\{ 2\varepsilon_{sc} e N_a^- \left[ \underbrace{\frac{kT}{e} (e^{-eV_s/kT} - 1)}_{\text{trous}} + \underbrace{V_s}_{N_a^-} + \underbrace{\frac{kT}{e} e^{e(V_s - 2\phi_{Fi})/kT}}_{\text{électrons}} \right] \right\}^{1/2} \quad [1-40]$$

Si l'on représente  $V_s$  en fonction de  $V_g$  pour les deux types de structures (Figure 1-22) on observe une variation sensiblement linéaire de  $V_s$  en régime de déplétion et une quasi-saturation dans les régimes d'accumulation et d'inversion.

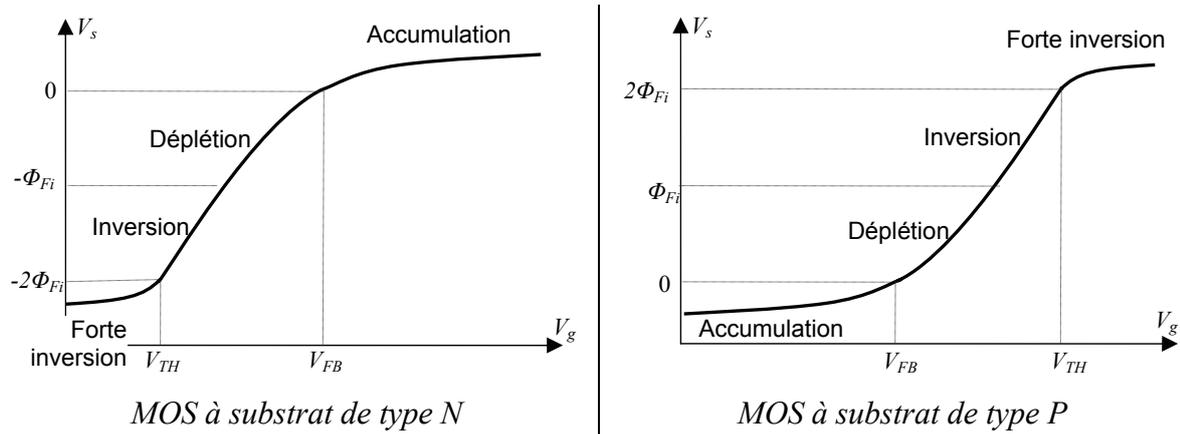


Figure 1-22 - Potentiel de surface  $V_s$  du semiconducteur en fonction de la tension de grille  $V_g$  pour les deux types de structure MOS.

### 1.2.2.3. Le Transistor MOS

#### 1.2.2.3.1. Structure

Aussi appelé *transistor à effet de champ*, le TMOS est essentiellement une structure MOS (cf. page 36) sur laquelle deux contacts latéraux, appelés *source* et *drain*, ont été intégrés (Figure 1-23). D'un dopage opposé à celui du substrat, les contacts sont constitués de semiconducteurs fortement dopés, assurant ainsi un bon contact ohmique avec la source et le drain. L'interface isolant-semiconducteur entre les deux contacts fortement dopés constitue le *canal* dans lequel circule un courant dénommé *courant drain-source*  $I_d$ .

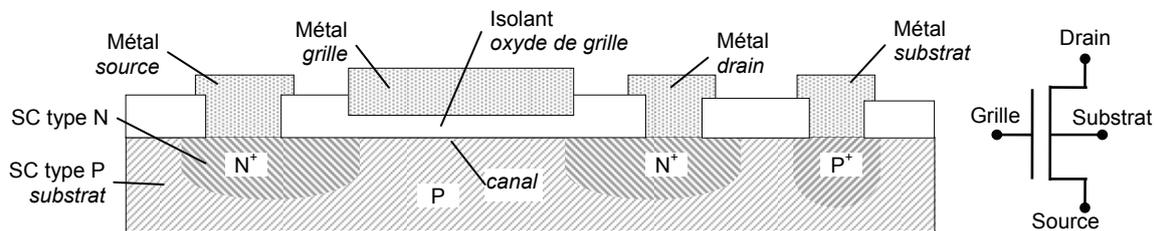


Figure 1-23 - Schéma d'un Transistor MOS à canal N.

#### 1.2.2.3.2. Principe de fonctionnement

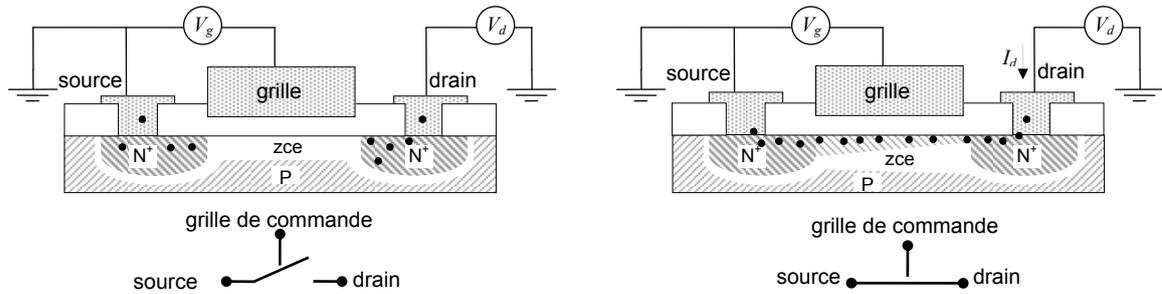
L'effet transistor consiste à contrôler le courant drain-source par la tension appliquée sur la grille. La Figure 1-23 montre la structure d'un TMOS à canal N (ce sont les électrons qui assurent la circulation du courant drain-source quand le transistor est dans l'état passant). C'est le type de porteurs qui circulent dans le canal qui définit la dénomination du canal et qui désigne donc le type de transistor. Le TMOS à canal N s'appelle alors transistor *nMOS* car ce sont les électrons qui assurent la circulation du courant drain-source.

##### a. Etat bloqué

En l'absence de tension de grille, la diode source-substrat est non polarisée, donc aucun courant ne la traverse, et le courant inverse de la diode drain-substrat est très faible. La structure MOS est en régime de déplétion (Figure 1-17) ou d'accumulation (Figure 1-15), il n'y a donc pas de porteurs minoritaires et le canal n'est pas conducteur. Le transistor est bloqué (Figure 1-24.a).

### b. Etat passant

Comme nous l'avons vu à la page 44 dans l'étude de la structure MOS en régime d'inversion, une tension de grille  $V_g$ , au-delà de la tension de seuil, peuple de porteurs minoritaires l'interface isolant-semiconducteur (Figure 1-19). Les deux zones peuplées d'électrons, la source et le drain sont reliées par un canal rempli de porteurs minoritaires : le courant de drain  $I_d$  circule et le transistor est passant (Figure 1-24.b).



a. Etat bloqué

b. Etat passant

Figure 1-24 - Deux états du Transistor MOS à canal N.

### 1.2.3. Modèle réel : défauts de structure, pièges, niveaux localisés

Jusqu'ici, nous avons étudié des structures idéales dont l'oxyde est supposé être dépourvu de charges. Or, quelque soit le soin apporté à l'élaboration de l'oxyde, la présence de défauts est inévitable. Ces défauts peuvent être dus à des impuretés (on parle alors de défauts extrinsèques) ou à une imperfection due à la nature même du matériau (on parle alors de défauts intrinsèques). La qualité de l'interface oxyde-semiconducteur est très importante, car la présence de défauts dans cette zone perturbe les porteurs dans le semiconducteur. La Figure 1-25 montre l'aspect d'une interface Si/SiO<sub>2</sub> à l'aide d'un microscope électronique en transmission [GOODNICK1985]. Il y apparaît clairement que la rupture entre la structure cristalline du silicium et la structure amorphe de l'oxyde ne se fait pas de façon nette.

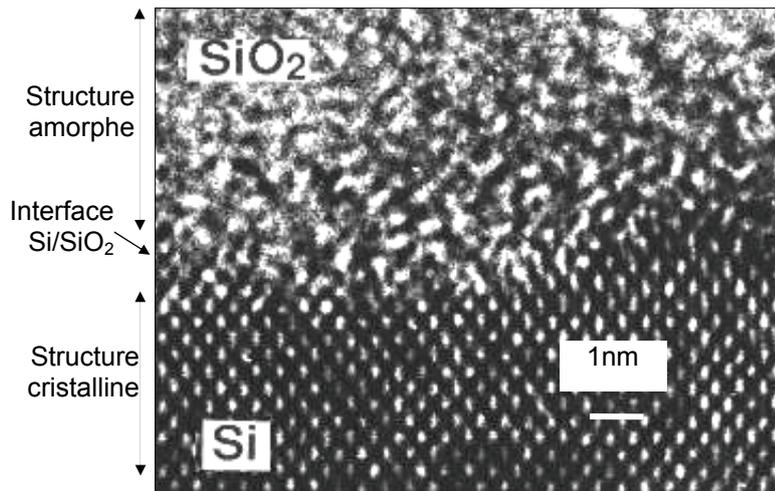


Figure 1-25 - Image par microscopie électronique en transmission d'une interface Si/SiO<sub>2</sub>.

### 1.2.3.1. Structure du SiO<sub>2</sub>

La silice peut se trouver sous deux formes allotropiques (même composition chimique, mais arrangements atomiques différents) : cristalline (ordre cristallographique à longue distance) et amorphe (ordre à courte distance) (Figure 1-27). La structure obtenue par oxydation thermique est la silice amorphe. L'unité structurale de base de la silice est un atome de silicium entouré de quatre atomes d'oxygène constituant les sommets d'un tétraèdre (Figure 1-26).

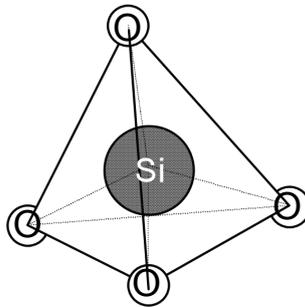


Figure 1-26 - Motif de base de la silice.

La silice est donc constituée d'un arrangement de tétraèdres SiO<sub>4</sub> reliés entre eux par l'intermédiaire de sommets oxygènes. Ces tétraèdres sont caractérisés par la distance atomique Si-O (de 1,6 à 1,63 Å), et par la valeur de l'angle  $\theta$  entre les liaisons O-Si-O ( $\theta$  varie de 110° à 180°, avec une valeur moyenne de 144° pour la silice amorphe [MOZZI1969]).

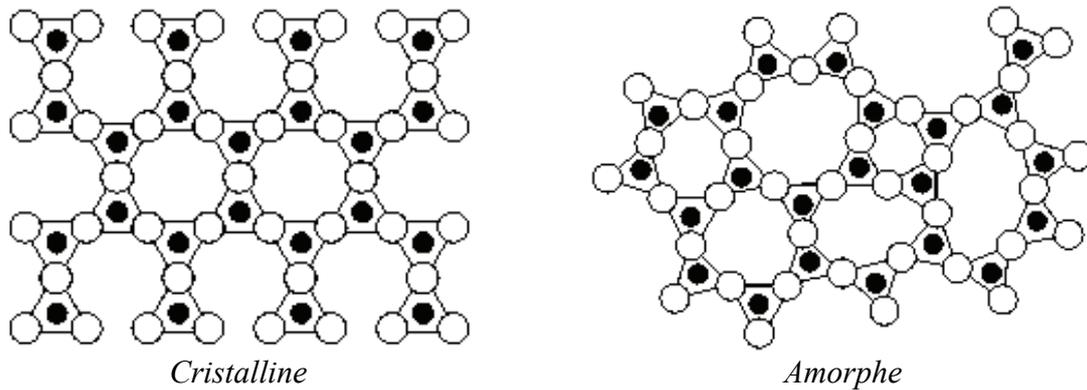


Figure 1-27 - Représentation plane du réseau atomique de la silice.

### 1.2.3.2. Défauts dans le $\text{SiO}_2$

#### 1.2.3.2.1. Défauts intrinsèques

Ils sont liés à l'arrangement des atomes de silicium et d'oxygène entre eux : si la structure est telle que localement les distances et les angles  $\theta$  entre les atomes varient, mais pas suffisamment pour qu'il y ait rupture de liaisons entre atomes, alors on parle de micro-hétérogénéités (réseau continu mais orienté de façon aléatoire). Sinon, peuvent apparaître des défauts ponctuels (imperfections qui perturbent la périodicité du réseau sur un ou deux sites atomiques), qui, combinés entre eux, conduisent à la formation de défauts complexes. Ponctuels ou complexes, ces défauts sont dus à des interstitiels (substitution d'un atome du réseau par un autre) ou à des lacunes (d'oxygène ou de silicium) associés à des liaisons contractées, cassées ou pendantes.

#### 1.2.3.2.2. Défauts extrinsèques

Ils sont liés à la présence dans l'oxyde d'atomes étrangers qui se combinent avec le réseau de nombreuses manières, selon la valeur de leur rayon atomique, selon qu'ils sont ionisés ou non ou selon les conditions thermodynamiques de leur introduction. Un atome de silicium peut, par exemple, être remplacé par un atome de type accepteur (groupe III) ou de type donneur (groupe V), tandis qu'un atome d'oxygène peut être remplacé par un autre anion. De façon analogue aux défauts intrinsèques, on parlera de défauts ponctuels ou complexes. Les impuretés peuvent pénétrer à l'intérieur de l'oxyde à différents moments du processus technologique :

- au cours de l'oxydation thermique, si les impuretés sont déjà présentes dans le substrat de silicium (cas des atomes dopants comme l'arsenic As, le bore B ou le phosphore P par exemple) ou si elles ont été introduites, volontairement ou non, dans le gaz oxydant (cas de l'eau et des composés chlorés (Cf. 2.1.1.2.2.a page 82));
- au cours de la croissance de la silice, si elles sont présentes dans l'ambiance : cas des ions alcalins tels que les ions calcium  $\text{Ca}^{2+}$ , les ions potassium  $\text{K}^+$  ou les ions sodium  $\text{Na}^+$  ;
- au cours des étapes qui suivent la croissance ou la déposition de l'oxyde, lors de la métallisation, de l'implantation ionique ou des traitements haute température (cas des composés tels que l'argon Ar, le dihydrogène  $\text{H}_2$  ou le diazote  $\text{N}_2$ ).

#### 1.2.3.2.3. Introduction de nouveaux niveaux d'énergie

Les défauts entraînant une perte locale de la périodicité du réseau, ils introduisent des niveaux d'énergie supplémentaires, qui peuvent se situer à l'intérieur de la bande interdite du  $\text{SiO}_2$  [BALLAND1989]. Si le porteur (électron ou trou) est faiblement lié au défaut, alors le niveau d'énergie associé  $E_T$  (habituellement de quelques  $eV$ ) est proche de  $E_C$  dans le cas d'un électron, ou de  $E_V$  dans le cas d'un trou (Figure 1-28). Ce défaut est qualifié de *peu profond* ou d'état de *queues de bandes*. Si, au contraire, le porteur se retrouve fortement lié au défaut, alors le niveau  $E_T$  est situé loin de  $E_C$  et de  $E_V$ , c'est-à-dire relativement proche du milieu de la bande interdite. On qualifie ce défaut de *profond*.

#### 1.2.3.2.4. Notion de piège

Les défauts qui introduisent des niveaux d'énergie à l'intérieur de la bande interdite sont assimilables à des puits de potentiel capables de capturer des porteurs. Un défaut peut se comporter comme un lieu de piégeage s'il capture un porteur de la bande de conduction (ou de valence) et le réémet ensuite vers cette même bande, ou comme un lieu de recombinaison s'il peut échanger des porteurs avec les bandes de conduction et de valence. Les différents mécanismes de piégeage possibles sont illustrés sur la Figure 1-28.

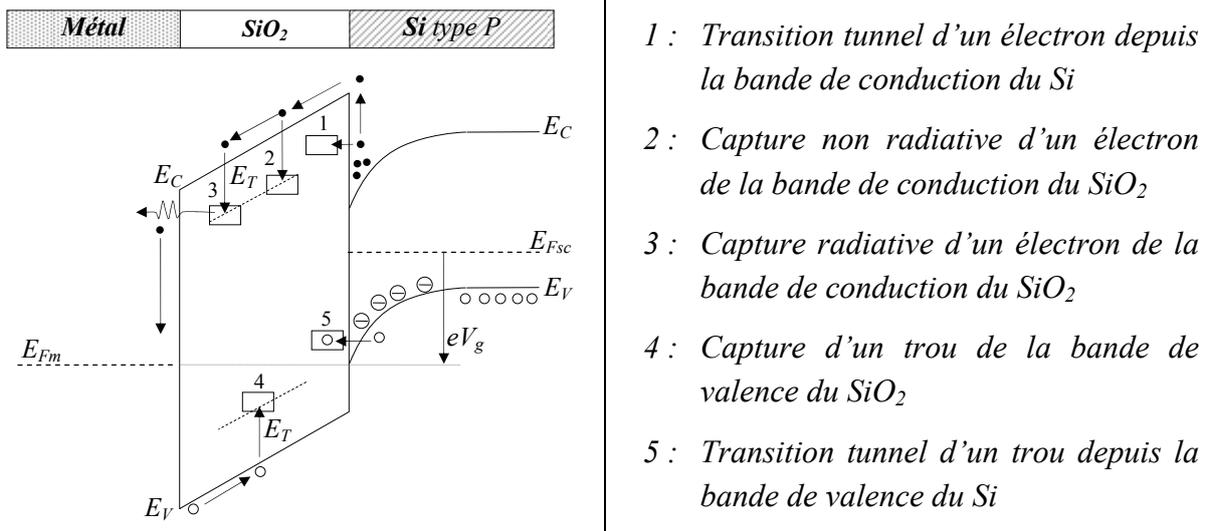


Figure 1-28 - Illustration des différents mécanismes de piégeage.

Selon l'état de sa charge, un piège peut être accepteur ou donneur. Dans le premier cas il est chargé négativement s'il est occupé par un électron et neutre s'il est vide. Dans le second cas il est neutre s'il est occupé par un électron et chargé positivement s'il est vide.

### 1.2.3.2.5. Les différents types de charges dans le SiO<sub>2</sub>

Pour mieux interpréter les phénomènes physiques mis en jeu, une classification des charges dans l'oxyde a été proposée en 1980 [DEAL1980], on distingue quatre types de charges dans l'oxyde (Figure 1-29).

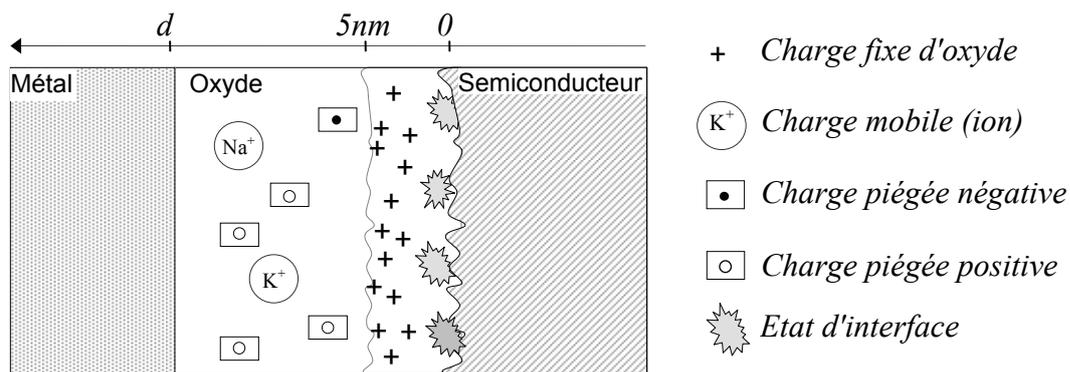


Figure 1-29 - Classification des charges dans l'oxyde.

#### a. Les charges fixes d'oxyde $Q_f$

Chargées positivement et situées à environ 3 nm de l'interface oxyde-semiconducteur, ces charges apparaissent juste après la phase de fabrication de l'oxyde. Elles seraient dues à des

atomes de silicium ionisés. Elles sont considérées fixes par le fait que les porteurs piégés qui les constituent ne peuvent pas communiquer avec le semiconducteur.

#### b. Les charges mobiles $Q_m$

Ce sont des charges dues à la contamination de l'oxyde par des impuretés ioniques (métaux alcalins :  $K^+$ ,  $Li^+$ ,  $Na^+$ ,...). Ces impuretés, localisées à l'interface  $Si-SiO_2$ , peuvent migrer d'une interface à une autre sous l'effet d'un champ électrique ou de la température élevée.

#### c. Les charges piégées dans l'oxyde $Q_{ot}$

De signe positif ou négatif, les charges piégées sont dues aux piégeages des trous et des électrons dans le volume de l'oxyde. Ce type de piégeages est dû à une modification interne de la structure de l'oxyde sous l'effet d'un stress ou d'un stimulus extérieur. Si une paire électron-trou est créée ou injectée dans l'oxyde, les électrons et les trous peuvent être piégés par des puits de potentiels [NING1975] (Figure 1-30). La répartition spatiale de la charge piégée dépend des conditions d'élaboration de l'oxyde. Comme pour les charges fixes d'oxyde, il ne peut y avoir d'échange avec le semiconducteur.

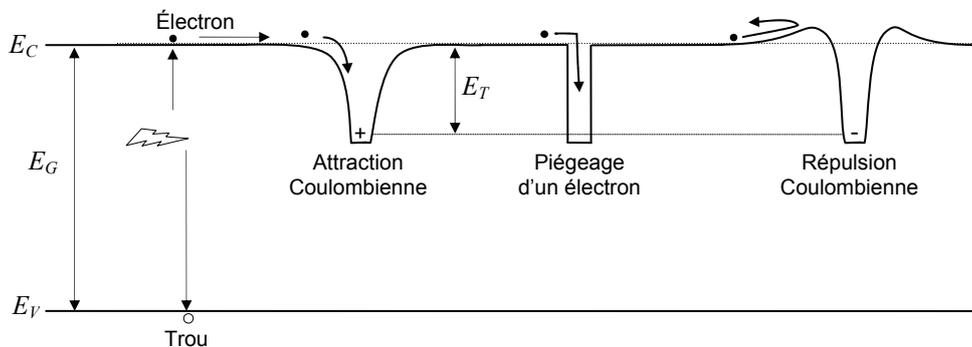


Figure 1-30 - Bande interdite avec pièges à électrons.

#### d. Les charges d'interface piégées $Q_{ss}$

Aussi appelée *états d'interface*, la charge d'interface peut être positive ou négative. Localisés à l'interface isolant-semiconducteur, les défauts d'interface (pièges) jouent un rôle primordial dans le fonctionnement du transistor MOS ; contrairement aux défauts de volume de l'oxyde, ils sont en contact électrique direct avec le semiconducteur. Ils sont causés par le passage du réseau cristallin du semiconducteur à la structure amorphe de l'oxyde. Un stress extérieur comme une irradiation ou une forte polarisation pourra également générer des états d'interface. Ces états permettent l'échange de charges avec les bandes de valence et de

conduction du silicium. Ils sont de deux types : accepteurs (négatifs si chargés) dans la moitié supérieure du gap et donneurs (positifs si chargés) dans la moitié inférieure (Figure 1-31) [MA1975]. Leur charge dépend uniquement de la position du niveau de Fermi à l'interface, c'est-à-dire de la valeur du potentiel de surface  $V_s$ .

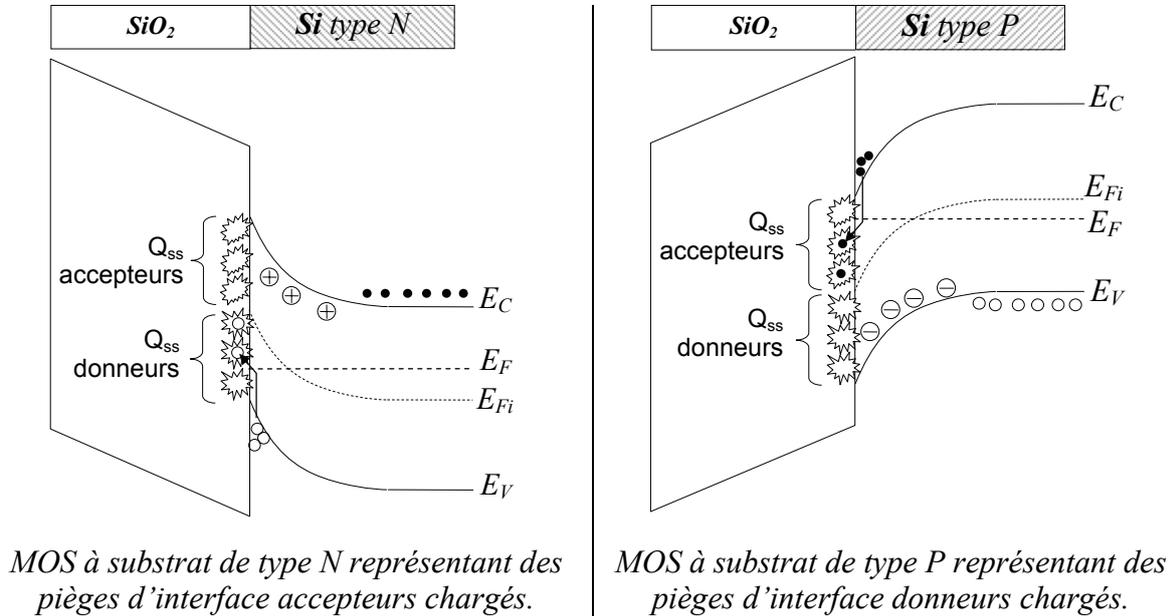


Figure 1-31 - Structures de bandes présentant des pièges d'interfaces sur la structure MOS en régime d'inversion.

Pour un MOS sur substrat de type N polarisé sous une tension négative, les pièges d'interface se chargent positivement et viennent s'ajouter aux charges positives déjà piégées dans le volume de l'oxyde. Pour un MOS sur substrat de type P polarisé sous une tension positive, les états d'interface se chargent négativement et compensent les charges positives déjà piégées dans le volume de l'oxyde. Les processus liés à la nature des pièges d'interface, leur création et leur neutralisation sont toujours un sujet d'actualité de part la complexité des problèmes mis en jeu.

#### e. Bilan de la charge totale $Q_{ox}$

La quantité totale de charges dans l'oxyde sera donc la somme de tous les types de charges présents dans l'oxyde.

$$Q_{ox} = Q_{ss} + Q_f + Q_m + Q_{ot} \quad [1-41]$$

Cependant, nous distinguerons les charges d'interface des autres charges du volume d'oxyde. Ainsi, nous écrirons :

$$Q_{ox} = Q_{ss} + Q_i = Q_{ss} + \int_0^d \rho(x) dx \quad [1-42]$$

avec  $Q_i$  la charges dans le volume d'oxyde et  $\rho(x)$  la distribution quelconque de la charge dans le volume de l'oxyde.

### 1.2.3.3. Différentes origines du courant à travers l'oxyde

Bien que l'oxyde soit un très bon isolant, l'injection et le transport de porteurs à partir des interfaces restent possibles pendant le fonctionnement du dispositif. Ceci est d'autant plus vrai que l'épaisseur des oxydes diminuant, une même tension de grille y crée un champ plus important.

Les différentes origines du courant à travers l'oxyde rencontré lors de l'injection de porteurs dans l'oxyde sont représentées dans la Figure 1-32, dans le cas d'électrons provenant de la bande de conduction du semiconducteur [HESTO1986].

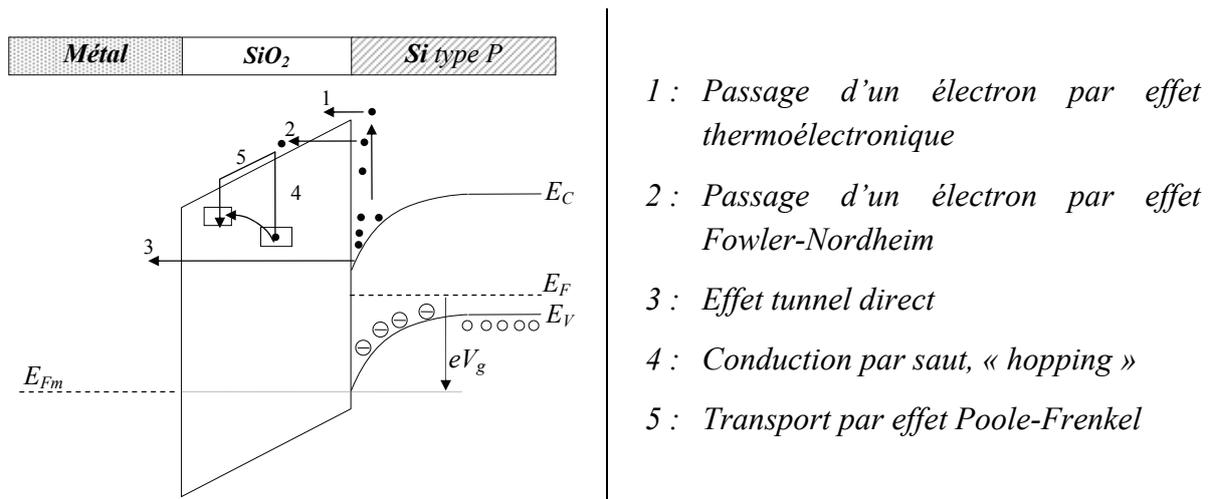


Figure 1-32 - Diagramme de bandes dans le cas des différentes origines du courant dans l'oxyde d'une structure MOS sur substrat de type P, en régime d'inversion.

1 : L'émission par effet thermoélectronique ou *effet Schottky*, a lieu lorsque l'énergie de l'électron (l'énergie thermique  $kT$ ) est supérieure à la hauteur de la barrière isolant-semiconducteur. Dans ce cas, le porteur pénètre dans l'oxyde en surmontant la barrière énergétique de l'isolant.

2 : L'émission tunnel par effet *Fowler-Nordheim* est obtenue lorsque le champ électrique appliqué est fort ( $>100\text{kV/mm}$ ). Dans ce cas, l'électron traverse la barrière énergétique semiconducteur-isolant sans avoir une énergie supérieure à celle-ci. L'effet *Fowler-Nordheim*

est en principe indépendant de la température, raison pour laquelle il est appelé loi d'émission froide.

3 : Si l'épaisseur de l'isolant est petite (inférieure à 5 nm), l'électron peut passer directement de la bande de conduction de la cathode à celle de l'anode par effet tunnel. Ce phénomène est appelé *effet tunnel direct*.

4 : Lorsque l'électron passe d'un piège à l'autre, on parle de *conduction par saut*. Le passage d'un site à l'autre peut se faire par excitation thermoélectrique ou par effet tunnel.

5 : Enfin, l'effet *Poole-Frenkel*, analogue à l'effet Schottky dans le volume, se produit lorsque l'énergie de l'électron est supérieure à la profondeur du piège ( $E_T$  de la Figure 1-30), diminuée en raison de la présence du champ électrique appliqué.

#### 1.2.3.4. Environnements radiatifs et composants

Les composants de l'électronique sont soumis à des sources de rayonnements nuisibles d'origines naturelles (provenant essentiellement du milieu spatial) ou d'origines humains (radioactivité civile ou militaire) [BOUDENOT1999]. Le rayonnement issu des sources galactiques et extragalactiques est reçu sur terre sous forme d'un flux de particules hautement énergétiques. Ce flux, constitué essentiellement de protons (85%), d'hélium (10%), d'électrons (2%), et d'ions ionisés (1%), peut générer des charges par collision dans tout le composant électronique.

L'interaction rayonnement matières dépend des caractéristiques du rayonnement incident (nature, masse, charge et énergie de la particule) et de la matière cible (masse, charge et densité). On peut classer en quatre groupes les divers types de rayonnement : les particules chargées (protons et électrons), les neutrons, les ions lourds et les photons.

Les effets du rayonnement sur les composants électroniques peuvent être classés en trois grandes catégories.

##### 1.2.3.4.1. Les effets de déplacements

Les effets de déplacements correspondent à un déplacement atomique au sein d'un réseau cristallin (semiconducteur) soumis à un bombardement de particules. Ces effets sont dus à des collisions (élastique ou inélastique) entre la particule incidente et un atome du réseau cristallin.

Ce déplacement est d'autant plus marqué que les particules (ions, protons ou neutrons) sont lourdes et que leur énergie est importante.

Les *défauts de déplacements* créés provoquent une modification des propriétés de conduction des matériaux semiconducteurs et ainsi peuvent induire :

- une diminution de la mobilité des porteurs ;
- une diminution de la durée de vie des porteurs ;
- des courants de fuites dans le composants ;
- une modification locale du dopage.

#### 1.2.3.4.2. Les effets singuliers

On désigne par *effets singuliers*, les dysfonctionnements provoqués dans un composant électronique par une seule particule énergétique (proton, ion,...). Ces effets sont transitoires (de quelques picosecondes) et peuvent perturber le fonctionnement ou provoquer la destruction du composant.

Le phénomène physique responsable des effets singuliers est la création, le long de la trajectoire (trace) d'un ion énergétique, d'une colonne de paires électron-trou (ionisation localisée). L'effet singulier est la manifestation des perturbations électriques que la présence de ces porteurs excédentaires engendre (chemins conducteurs, courants induits).

#### 1.2.3.4.3. Effet de dose

Lors de l'irradiation d'un matériau, l'énergie de la particule ou du photon incident est transférée pour l'essentiel aux électrons lors d'une succession de collisions. Une partie de cette énergie entraîne la création de paires, issues de la libération de charges fixes fortement liées.

La densité de paires électron-trou, générées par seconde, par un rayonnement ionisant peut être considérée comme proportionnelle à l'énergie déposée. Ainsi à chaque instant  $t$ , il existe une proportionnalité entre la dose et la quantité de charge générée qui se vérifie expérimentalement dans une large gamme de dose et dans presque tous les types de matériaux. Cette relation de proportionnalité, qui donne le nombre de paires électron-trou  $G$  créées par

seconde et par  $\text{cm}^{-3}$  en fonction du débit de dose  $D'_0 = \frac{dD_0}{dt}$  exprimé en Gray par seconde, est reportée dans l'équation [1-43].

$$G = b \frac{dD_0}{dt} \quad [1-43]$$

La constante  $b$  représente un coefficient multiplicateur qui exprime le nombre de paires électron-trou créées par Gy et par  $\text{cm}^{-3}$ . Dans le Tableau 1-5 [SAIGNE1998], nous avons reporté quelques caractéristiques du silicium (Si) et de la silice ( $\text{SiO}_2$ ) qui permettent, en particulier, de calculer les densités de porteurs générées par une irradiation à température ambiante.

Matériau	Mobilité $\mu$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )	Densité ( $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ )	Bande interdite $E_G$ (eV)	Energie de création de paire $E_{e/h}$ (eV)	$b$ Densité de paires par Gy	Densité de paires par Gy. $\text{cm}^{-3}$
Si	Dépend du dopage	2,33	1,12	3,6	$3,76 \cdot 10^{15}$	$1,7 \cdot 10^{15}$
$\text{SiO}_2$	20 (électrons) $1 \cdot 10^{-8}$ (trous)	2,27	9	18	$7,63 \cdot 10^{14}$	$3,4 \cdot 10^{14}$

*Tableau 1-5 : Valeurs des constantes qui permettent le calcul de la densité de paires électron trou créée par Gray dans le silicium et la silice.*

Un Gray (1 Joule/kg) correspondant à 100 rad (*Radiation Absorbed Dose*, ancienne unité que nous utiliserons dans ce manuscrit), représente une énergie cédée de  $6 \cdot 10^{15}$  eV/g, ce qui correspond à la création d'environ  $2 \cdot 10^{15}$  paires électron-trou par  $\text{cm}^3$  dans le silicium et cinq à dix fois moins dans un oxyde.

La dose totale déposée lors d'une mission spatiale en géostationnaire ne dépasse pas 1 kGy/an. Elle correspond environ à un total de  $10^{18}$  créations de paires de charges par  $\text{cm}^3$  et par an. Ces densités sont à comparer avec celles naturellement présentes dans les matériaux cibles : le métal, le semiconducteur et l'isolant.

- La densité de charges dans un métal, supérieure à  $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ , est trop importante pour que ce dernier soit perturbé.
- Pour les semiconducteurs, compte tenu des débits de dose et des densités de porteurs libres (entre  $10^{14}$  et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ), toute charge piégée qui n'est pas libérée thermiquement reviendra à l'équilibre par recombinaison. De ce fait, nous pouvons considérer que l'équilibre est toujours réalisé dans les

semiconducteurs dans des temps relativement courts (inférieurs à la picoseconde). Ceci explique l'insensibilité des métaux et des semi-conducteurs à l'effet de dose.

- Pour les isolants, les paires électron-trou créés ne peuvent se recombiner, sous l'effet de la température comme dans le semiconducteur. De cette manière les pièges présents dans l'isolant se remplissent suite à l'irradiation.

#### 1.2.3.4.4. Effet du débit de dose

La dégradation des oxydes dépend fortement de la quantité de charges générée dans les oxydes mais également de la vitesse à laquelle cette énergie est déposée dans le matériau. La dégradation à une dose donnée dépend donc du débit auquel la dose est déposée. Cet effet se traduit par une dégradation plus importante à faible débit de dose qu'à fort débit de dose [FLEETWOOD2003].

L'effet du débit de dose a été observé pour la première fois par Enlow en 1991 [ENLOW1991] et sa mise en évidence est donc relativement récente. Le lecteur pourra approfondir le sujet dans la Thèse de Ducret [DUCRET2005].

#### 1.2.3.4.5. Les effets sur les oxydes

Le rayonnement ionisant crée dans l'oxyde des paires électron-trou (Cf. 1.2.3.4.3) en quelques picosecondes. Les électrons qui ont une mobilité beaucoup plus importante que les trous ( $\mu_n=10^9 \mu_p$ ), seront évacués vers les électrodes en quelques millisecondes. Les trous piégés transitent ensuite vers l'interface et dans le même temps, il y a piégeage de charges à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> (Figure 1-33).

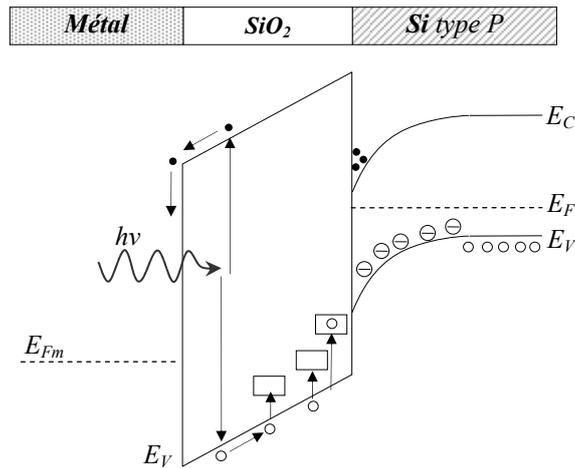


Figure 1-33 - Représentation de l'effet du rayonnement ionisant dans l'oxyde d'une structure MOS sur substrat P, en régime d'inversion.

Le lecteur désirent approfondir les phénomènes physiques qui interviennent dans les oxydes exposés à des radiations ionisantes pourra se reporter à la bibliographie suivante : [MA1989], [OLDHAM1999] et [DEVINE2000].

#### 1.2.3.5. Vieillessement-Claquage

Si les pièges présents dans l'oxyde ont une extension orbitale inférieure à la distance des premiers atomes voisins, les charges vont pouvoir s'y piéger entraînant autour une déformation locale du réseau. Le phénomène de piégeage dans les isolants implique donc nécessairement une localisation d'énergie, attachée à cette déformation, qui conduit à la formation d'un état métastable local qui fragilise le matériau. C'est donc très vraisemblablement ce piégeage des charges, via la création de champs électriques intenses et/ou l'accroissement de l'énergie interne, qui participe au vieillissement du matériau et favorise le déclenchement prématuré des phénomènes catastrophiques tel que le *claquage diélectrique*.

Le claquage est l'aboutissement d'une série de processus complexes et interactifs. Assez souvent, l'un des mécanismes est prédominant. On distingue le claquage intrinsèque du matériau qui est lié à des phénomènes électroniques, thermiques ou mécaniques et le claquage pratique qui survient au voisinage d'un défaut ou par suite d'une dégradation progressive du matériau. Les valeurs de rigidité diélectrique des matériaux isolants peuvent atteindre plusieurs centaines de kilovolts par millimètre, voire 1 MV/mm. Pour les épaisseurs utilisées en pratique, la rigidité diélectrique des isolants solides est souvent limitée à quelques dizaines de kV/mm.

### 1.2.3.6. Influences des défauts sur le fonctionnement MOS

Nous l'avons vu, l'oxyde de la structure MOS supporte pratiquement tout le champ électrique. La présence de charges à l'intérieur de l'oxyde a une incidence directe sur le potentiel de surface  $V_s$ . Les charges situées près de l'interface isolant-semiconducteur jouent un rôle particulièrement important. Pour prendre en compte la présence de charges dans l'oxyde il faut remplacer, dans toutes les équations précédentes,  $V_g$  par  $V_g - V_{FB}$ .

Les charges d'interface et les charges présentes dans l'oxyde provoquent un décalage de la tension de bandes plates que l'on notera  $\Delta V_{FB}$  :

$$\Delta V_{FB} = \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} = \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} + \int_0^d \frac{\rho(x)x}{\epsilon_{ox}} dx \quad [1-44]$$

avec  $\rho(x)$  la distribution continue quelconque de la charge dans le volume de l'oxyde,  $C_{ox}$  la capacité de la structure MOS en accumulation [1-20],  $Q_{ox}$  la charge totale présente dans l'oxyde [1-42] et  $Q_{ss}$  les charges d'interface (Cf. 1.2.3.2.5.d page 56).

Dans le cas où l'oxyde est soumis à un rayonnement, on peut écrire la dérive de la tension de bandes plates maximale  $\Delta V_{FB}^{irr}$  en fonction de la dose  $D_0$  reçue [BOUDENOT1999] :

$$\Delta V_{FB}^{irr} = -1,6.10^{-19} \frac{gD_0 d^2}{\epsilon_{ox}} \quad [1-45]$$

où  $g$  est le taux de génération de paires électron-trou. Sachant que pour le  $\text{SiO}_2$  nous avons  $\epsilon_r=4$ ,  $g=7,63.10^{14} \text{cm}^{-3} \cdot \text{Gy}^{-1}$ , la tension  $\Delta V_{FB}^{irr}$  [1-45] peut s'écrire :

$$\Delta V_{FB}^{irr} = 3,6D_0 d^2 \quad [1-46]$$

Après irradiation la tension de bandes plates [1-21] [1-44], s'écrit :

$$V_{FB} = \phi_{ms} + \Delta V_{FB} + \Delta V_{FB}^{irr} \quad [1-47]$$

En conséquence, la tension de seuil [1-30] de la structure MOS réelle s'écrira :

$$\begin{aligned} V_{TH} - V_{FB} &= 2\phi_{Fi} + \frac{\sqrt{4N \epsilon_{sc} \phi_{Fi}}}{C_{ox}} \\ \Leftrightarrow \\ V_{TH} &= 2\phi_{Fi} + \frac{\sqrt{4N \epsilon_{sc} \phi_{Fi}}}{C_{ox}} + \phi_{ms} + \Delta V_{FB}^{av} + \Delta V_{FB}^{irr} \end{aligned} \quad [1-48]$$

La présence de charges dans l'oxyde a donc une grande incidence sur les paramètres clés de la structure. Si on représente la quantité de charges dans la Figure 1-34 (équations [1-35] et [1-36]), on constate que la structure possède un point de fonctionnement différent suivant la présence ou l'absence de charges dans l'oxyde. En effet, ici la structure évolue du régime de déplétion au régime d'inversion sous l'effet des charges dans l'oxyde.

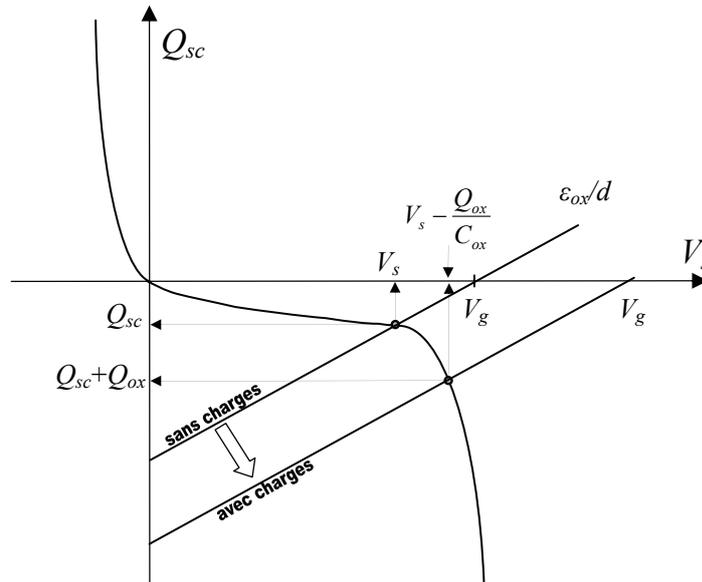


Figure 1-34 - Evolution de la charge totale  $Q_{sc}$  à la surface d'un semiconducteur de type P en fonction du potentiel de surface  $V_s$  et représentation de la chute de potentiel due à la présence de charges dans l'oxyde.

#### 1.2.4. Conclusion

Les composants énumérés ici, voient leurs fonctionnements dépendre de la quantité de charges présente dans l'isolant électrique. Ainsi, il apparaît important de quantifier la charge présente dans l'isolant d'un composant électronique pour prévoir son fonctionnement immédiat ou anticiper l'impact des charges sur le vieillissement de la structure. Une analyse des charges dans les matériaux isolant est aussi indispensable pour améliorer les procédés de fabrications de ces derniers.

## 1.3. Méthodes de caractérisation

### 1.3.1. Techniques de caractérisation de structures

#### 1.3.1.1. Méthode C(V)

##### 1.3.1.1.1. Principe

La méthode capacité-tension C(V) est la méthode de caractérisation électrique la plus utilisée pour évaluer la quantité de charges dans l'isolant d'une structure MOS. La mesure de la capacité de la structure s'effectue avec un impédancemètre en appliquant une tension alternative de quelques millivolts superposée à une tension continue. La capacité de la structure MOS varie avec la composante continue appliquée  $V_g$  : ainsi, la structure est étudiée pour les différents régimes de fonctionnement (cf.0).

Le schéma électrique équivalent d'une structure MOS parfaite (sans états d'interface) est représenté dans la Figure 1-12. La structure MOS est modélisée par l'association en série de deux capacités : la capacité de l'oxyde  $C_{ox}$  et celle du semiconducteur  $C_{sc}$  (Figure 1-35-a). La contribution des états d'interface complique légèrement ce schéma, avec la mise en parallèle de  $C_{sc}$ , d'une capacité  $C_{ss}$  en série avec une résistance  $R_{ss}$  (Figure 1-35-b) [NICOLLIAN1982]. Cette méthode est surtout intéressante lorsque la contribution de la charge piégée dans l'oxyde reste prépondérante par rapport à celle de l'interface.

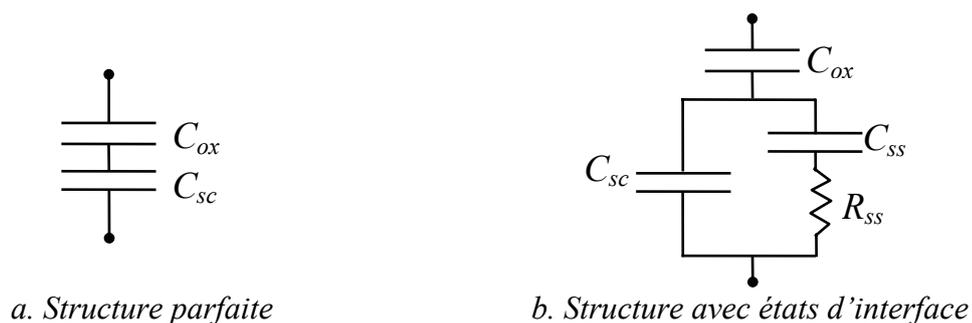


Figure 1-35 - Schéma équivalent d'une structure MOS.

L'évolution de la valeur de la capacité de la structure MOS à substrat P et à substrat N en fonction du potentiel de grille  $V_g$  est représentée à haute et basse fréquence dans la Figure 1-36.

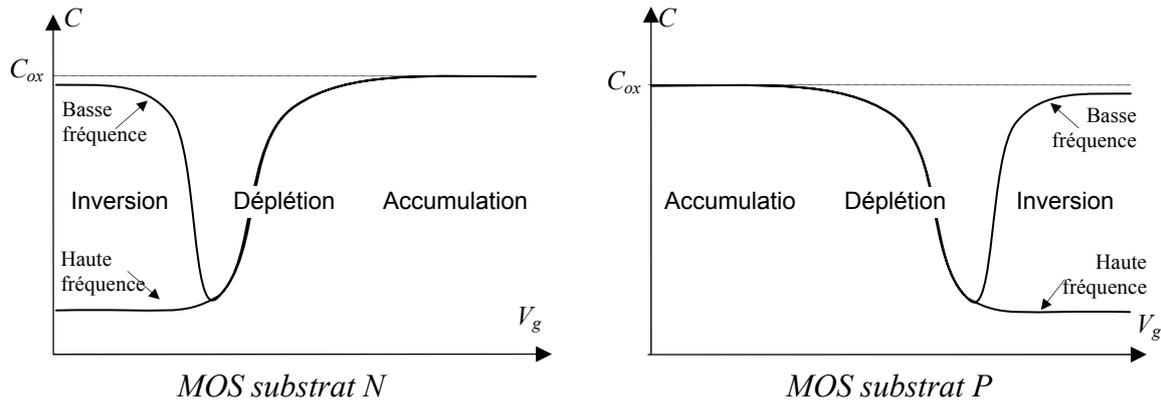


Figure 1-36 - Allure des courbes  $C(V)$  d'une capacité MOS pour les deux types de substrat.

La mesure  $C(V)$  permet de déterminer l'épaisseur de l'oxyde  $d$  par la relation :

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} S}{d} \quad [1-49]$$

avec  $C_{ox}$  la capacité de la structure en régime d'accumulation mesurée en Farad,  $S$  la surface de l'électrode de la capacité,  $\epsilon_{ox}$  la permittivité diélectrique de l'oxyde et  $d$  l'épaisseur de l'oxyde.

Les trois régimes de fonctionnement des structures MOS apparaissent clairement sur les courbes  $C(V)$  (cf. 0. page 38). La caractéristique  $C(V)$  de la structure MOS réelle peut présenter différents écarts par rapport à la courbe idéale. Ces écarts sont liés entre autre aux défauts présents dans l'isolant ou à l'interface. En effet, une courbe expérimentale peut être caractérisée par les différents points suivants, illustrés dans la Figure 1-37:

- Le décalage de la courbe  $C(V)$ , décalage de la tension de bandes plates [1-47] (cf. 1.2.3.6 page 64) indique la présence de charges dans l'isolant et à l'interface isolant-semiconducteur (Figure 1-37-a).
- Un cycle d'hystérésis. Suivant le sens de l'hystérésis, on peut savoir s'il s'agit de charges mobiles ou bien de pièges lents situés proches de l'interface [Nicollian1982]. La présence de charges mobiles n'est facilement détectable que vers des températures élevées généralement supérieures à 200°C (Figure 1-37b).
- Un élargissement de la zone de désertion. Cet élargissement est dû aux charges d'interface  $Q_{ss}$  (Cf. 1.2.3.2.5.d. page 56, Figure 1-37-c).
- Une dispersion en fréquence de la capacité d'accumulation, lorsque l'on fait varier la fréquence de mesure. Cette dispersion est généralement attribuée à

un effet de résistance série [Nicollian1982] dû au mauvais contact en face arrière du semiconducteur (contact non ohmique) (Figure 1-37-d).

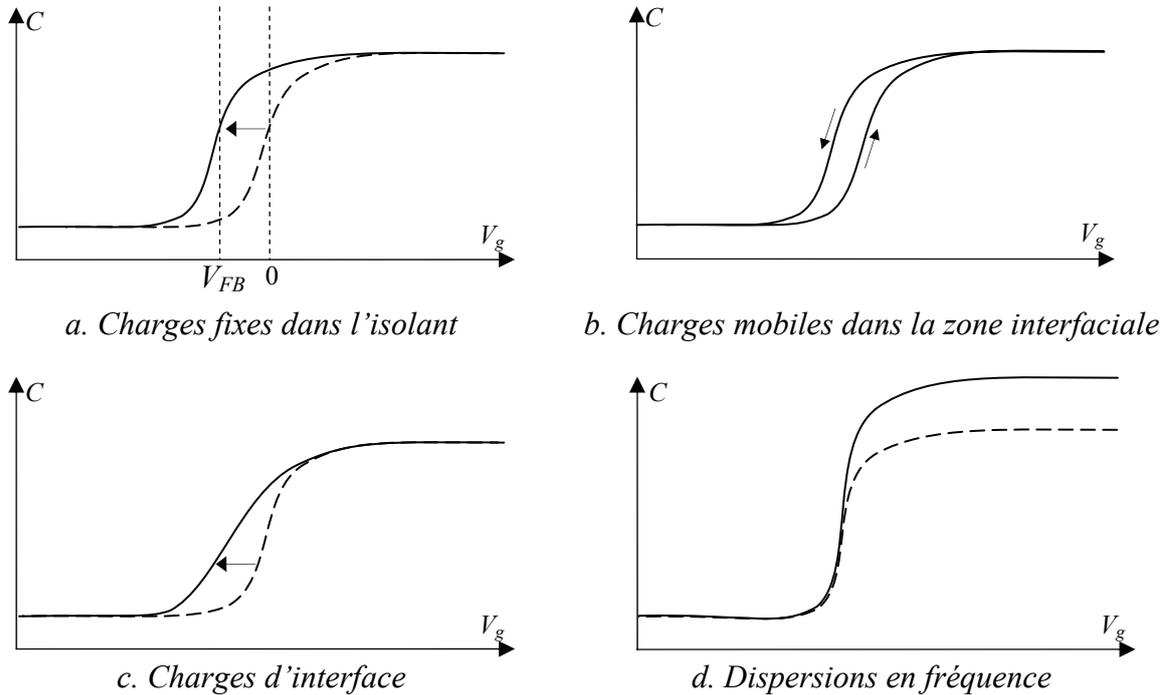


Figure 1-37 - Ecart de la courbe  $C(V)$  idéale (en traits pointillés) d'une MOS sur substrat de type N.

La mesure  $C(V)$  s'effectue à l'aide d'un impédancemètre et permet de remonter aux paramètres de la structure MOS de façon indirecte. Les méthodes pour déterminer les valeurs de la tension de seuil  $V_{TH}$  et de la tension de bandes plates  $V_{FB}$  à partir de la  $C(V)$  sont décrites dans de nombreuses publications et ouvrages, tels que [NICOLLIAN1982] ou [SCHRODER1998].

#### 1.3.1.1.2. Limites

La méthode  $C(V)$  reste la méthode la plus répandue pour caractériser rapidement les structures MOS, cependant les paramètres de mesures restent délicats à déterminer et dépendent grandement de la structure étudiée. L'épaisseur de l'oxyde et la qualité du contact métal-semiconducteur influent sur l'impédance mesurée : ainsi, un mauvais choix de la fréquence de la mesure provoque des dispersions. Des modèles existent pour corriger ces phénomènes, mais restent délicats à utiliser. La méthode  $C(V)$  atteint ses limites face à des épaisseurs d'oxydes actuellement étudiés de l'ordre de 1 nm. Sur de telles épaisseurs, l'effet tunnel étant très important la mesure de la capacité s'avère très délicate (cf. 1.2.3.3 page 58).

### 1.3.1.2. Méthode I(V)

#### 1.3.1.2.1. Principe

La méthode courant-tension I(V) consiste à mesurer le courant de drain  $I_d$  (courant circulant dans le canal) en fonction de la tension drain-source  $V_d$ , ou bien en fonction de la tension de grille  $V_g$  (Figure 1-24). Le courant de drain varie d'abord proportionnellement à la tension drain-source  $V_{ds}$  : c'est le *régime linéaire*. Après une certaine valeur de  $V_{ds}$  le courant sature : c'est le *régime de saturation* (Figure 1-38-a) [MATHIEU2001]. Le *réseau de caractéristiques* ainsi obtenu permet d'établir directement la valeur de la tension de seuil  $V_{TH}$  (Figure 1-38-b).

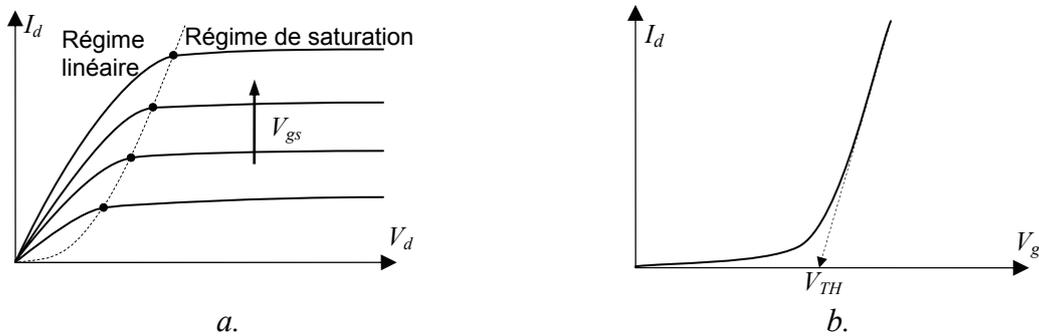
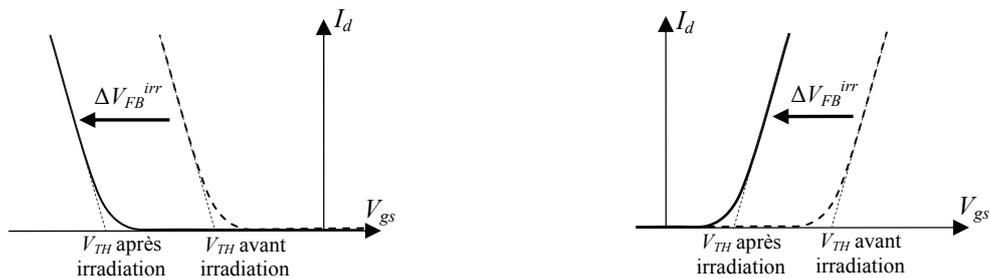


Figure 1-38 - Réseau de caractéristiques du MOSFET sur substrat type P.

La mesure courant-tension permet de visualiser le décalage de  $\Delta V_{FB}^{irr}$  [1-45] dû à la quantité de charges déposée par irradiation (Cf.1.2.3.4.5 page 62). La Figure 1-39 illustre ce décalage pour les deux types de MOSFET.



MOSFET à canal P sur substrat type N

MOSFET à canal N sur substrat type P

Figure 1-39 - Représentation schématique du décalage de la tension de seuil due à la présence de charges créées par irradiation.

#### 1.3.1.2.2. Limites

Ce type de mesure permet de déterminer avec une grande précision la tension de seuil  $V_{TH}$  d'une structure MOS (Figure 1-12), mais requiert l'existence d'un drain et d'une source (Figure 1-23) qui demande des étapes de fabrications coûteuses lorsqu'il s'agit de caractériser le matériau seul.

### 1.3.2. Techniques de mesures des charges d'espace

#### 1.3.2.1. La méthode des Courants Thermo-Stimulés

##### 1.3.2.1.1. Principe

Surtout utilisée sur des isolants macroscopiques, la méthode des Courants Thermo-Stimulés (CTS) permet de déterminer la nature des charges, leurs mobilités et les niveaux énergétiques de pièges [REBER1992]. Elaborée par FREI et GROTZINGER en 1936 [FREI1936] et développée par BUCCI et FIESCHI en 1964 [BUCCI1964], cette technique est basée sur une décharge ou une dépolarisation du matériau isolant par activation thermique.

Son principe consiste à chauffer un échantillon avec une rampe de température tout en mesurant le courant dû à la désorientation des dipôles ou au dépiégeage des charges. Ce courant se caractérise par un spectre décomposable en un ou plusieurs pics, représentatifs des différents phénomènes de décharge ou de dépolarisation.

##### 1.3.2.1.2. Limites

La méthode CTS est une méthode destructive, puisqu'elle modifie l'état électrique interne pendant la mesure. De plus, elle ne permet pas une localisation spatiale des charges ni une quantification précise.

Une étude des limites de la méthode CTS appliquée au MOS est à consulter dans [ODIOT2000].

### 1.3.2.2. La Méthode de l'Onde Thermique

#### 1.3.2.2.1. Présentation de la Méthode de l'Onde Thermique

La Méthode de l'Onde Thermique (MOT) permet d'établir la distribution de la charge dans un isolant électrique [TOUREILLE1987], [TOUREILLE1994]. Jusqu'à présent, réservée aux isolants épais supérieurs à  $10\mu\text{m}$ , la MOT semblait inappropriée pour étudier des isolants plus minces utilisés en microélectronique. Or en 2000, ODIOT a montré l'applicabilité de la MOT sur des épaisseurs fines d'oxyde de quelques centaines de nanomètres dans des structures MOS [ODIOT2000]. Comme l'établissement de la distribution des charges électriques dans les isolants fins utilisés en microélectronique est un enjeu majeur pour améliorer la caractérisation des isolant fins, les résultats encourageants obtenus sur les structures MOS ont poussé les chercheurs à explorer quelles étaient les limites de l'application de la MOT sur des couches minces.

La spécificité de la MOT tient au fait que c'est une méthode non destructive de mesure de charges d'espace, et que la mesure peut être effectuée un grand nombre de fois de façon reproductible. Très flexible et peut coûteuse, la MOT est très utilisée pour caractériser des isolants macroscopiques et a fait ses preuves aussi bien sur des isolants plans que sur des structures cylindriques comme les câbles [NOTINGHER2000], [MATALLANA2001].

#### 1.3.2.2.2. Principe

Le principe de la MOT est de déterminer la répartition de la charge dans une structure isolante en faisant varier les *charges d'influence* aux électrodes à l'aide d'un *stimulus de température*.

Considérons une structure isolante d'épaisseur constante  $d$  placée entre deux électrodes planes parallèles de surface  $S$  reliées entre elles par un court-circuit. Soit une charge  $Q_i$  à la distance  $x_i$  d'une électrode, cette charge induit aux électrodes des charges d'influence  $Q_1$  et  $Q_2$  qui dépendent de la position de  $Q_i$  par rapport aux électrodes (Figure 1-40-a).

L'application d'un changement de température sur une face de l'isolant crée une *onde thermique* qui provoque un léger déplacement de la charge piégée  $Q_i$  dans le diélectrique par rapport aux électrodes. Ce déséquilibre provoque une redistribution des charges d'influence  $Q_1$  et  $Q_2$  qui génère un échange de charges entre les électrodes se traduisant par un courant

transitoire dans le circuit extérieur. Ce courant, appelé *courant d'onde thermique*  $I(t)$ , dépend de la position de la charge piégée dans l'isolant (Figure 1-40-b).

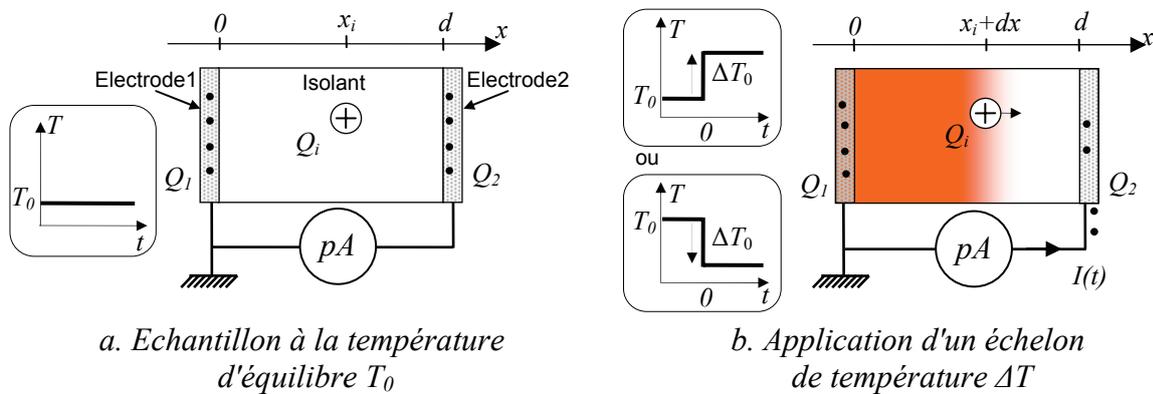


Figure 1-40 - Principe de la Méthode de l'Onde Thermique.

Le courant d'onde thermique est mesuré grâce à un amplificateur de courant et est collecté par un micro-ordinateur muni d'une carte d'acquisition. Expérimentalement, l'onde thermique est produite à l'aide d'un radiateur dans lequel circule un fluide caloporteur, l'échantillon à analyser étant muni d'électrodes et placé sur le contact thermique du radiateur (Figure 1-41).

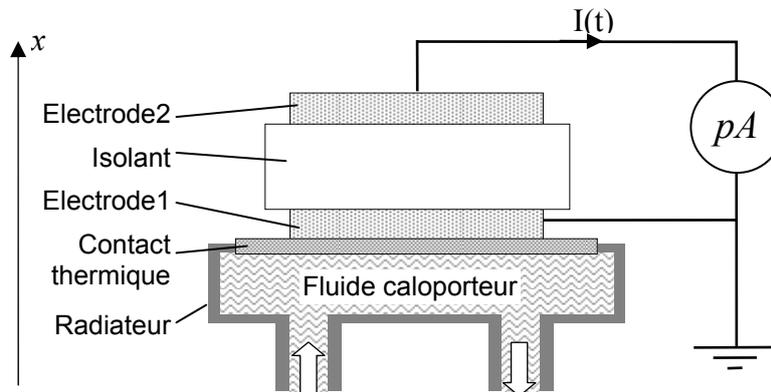


Figure 1-41 - Procédure de mesure de la Méthode de l'Onde Thermique.

Le courant d'onde thermique dans le circuit externe s'écrit :

$$I(t) = -\frac{dQ_2(t)}{dt} \quad [1-50]$$

Si on connaît à chaque instant  $t$ , la valeur du courant expérimental et la distribution spatiale et temporelle de la température dans le matériau  $\Delta T(x,t)$ , on peut par traitement mathématique, à partir de l'expression du courant, remonter à la valeur de la charge  $Q_i$  et à sa position. On peut donc déterminer la distribution du champ électrique  $E(x)$ , et par la suite

obtenir, grâce à l'équation de Poisson [1-51] la distribution volumique de la charge d'espace  $\rho(x)$ .

$$\rho(x) = \varepsilon \frac{\partial E(x)}{\partial x} \quad [1-51]$$

Ainsi, il a été démontré que le courant de l'onde thermique pouvait s'écrire [TOUREILLE1991] :

$$I(t) = -\alpha C \int_0^d E(x) \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} dx \quad [1-52]$$

avec  $d$  l'épaisseur de l'échantillon,  $\alpha$  le coefficient qui définit la variation de la capacité de l'échantillon avec la température,  $C$  la capacité de l'échantillon,  $E(x)$  la distribution du champ électrique dans la structure et  $\Delta T(x,t)$  la distribution relative de la température.

$\alpha$  est le coefficient de variation de la capacité avec la température, il est défini par :

$$\alpha = \alpha_d - \alpha_\varepsilon = -\frac{dC}{CdT} \quad [1-53]$$

Avec,  $\alpha_d$  le coefficient de dilatation linéaire et  $\alpha_\varepsilon$  le coefficient de variation de la permittivité  $\varepsilon$  avec la température  $T$ , tels que :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_d = \frac{1}{x} \frac{\partial x}{\partial T} \\ \alpha_\varepsilon = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \end{array} \right. \quad [1-54]$$

### 1.3.2.2.3. Répartition de la température dans le temps et l'espace

L'échelon thermique  $\Delta T_0$  appliqué sur une face de l'échantillon peut être soit positif (soumettre l'échantillon à une température plus élevée), soit négatif (soumettre l'échantillon à une température plus faible).

$$\Delta T_0 = T_1 - T_0 \quad [1-55]$$

Avec  $T_0$  la température initiale de l'échantillon et  $T_1$  la température qui apparaît à l'électrode 1.

La diffusion de la température dans le matériau se traduit par un amortissement en fonction du temps et de l'espace. Il est possible de modéliser l'allure de la distribution spatio-

temporelle de la température par l'équation de la chaleur de la loi de FOURIER donnée sous sa forme unidimensionnelle [SACADURA1993] :

$$\frac{\partial^2 \Delta T(x,t)}{\partial x^2} = \frac{1}{D} \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \quad [1-56]$$

Avec la température à l'abscisse  $x$  et à l'instant  $t$  définie par :

$$\Delta T(x,t) = T(x,t) - T_0 \quad [1-57]$$

Où  $T(x,t)$  est la température à l'abscisse  $x$  et au temps  $t$  et  $D$  la diffusivité thermique de l'isolant qui traduit l'aptitude d'un matériau à s'adapter rapidement à une situation thermique nouvelle. Elle est définie par :

$$D = \frac{\lambda}{\mu C_a} \quad [1-58]$$

Où  $\mu$  est la masse volumique,  $C_a$  la chaleur massique et  $\lambda$  la conductibilité thermique du matériau.

Pour résoudre d'une manière explicite l'équation [1-56], il faut lui associer la condition initiale qui donne la répartition de la température dans tout le matériau à l'instant  $t=0$  et les conditions aux limites qui précisent l'évolution de la température aux bornes du matériau (à  $x=0$  et  $x=d$ ).

La température ne varie pas instantanément au niveau de l'électrode\_1. En effet, l'échelon thermique produit dans le radiateur (considéré parfait) subit un amortissement dû aux différentes interfaces entre l'échelon thermique parfait et l'élévation de température vue par l'électrode1 (Figure 1-41 et Figure 1-42).

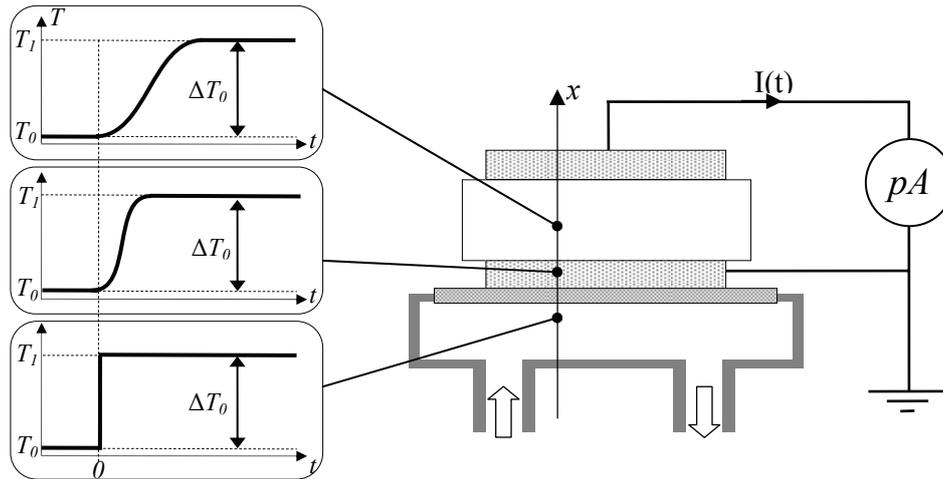


Figure 1-42 - Amortissement de l'échelon d'onde thermique suivant son sens de propagation.

L'échelon de température franchit la couche limite entre le liquide caloporteur et le contact-thermique, l'interface contact-thermique/électrode\_1 et l'interface électrode\_1/isolant avant de pénétrer dans l'isolant (Figure 1-43).

On considère alors que l'épaisseur totale de toutes les interfaces que parcourt l'échelon thermique se ramène à la distance  $x_e$ . La diffusivité thermique de chaque couche est différente cependant on peut considérer une épaisseur équivalente  $x_e$  qui provoquerait le même amortissement que la succession de couches parcourue par l'onde thermique dans un matériau de même diffusivité thermique  $D$  que celle de l'isolant.

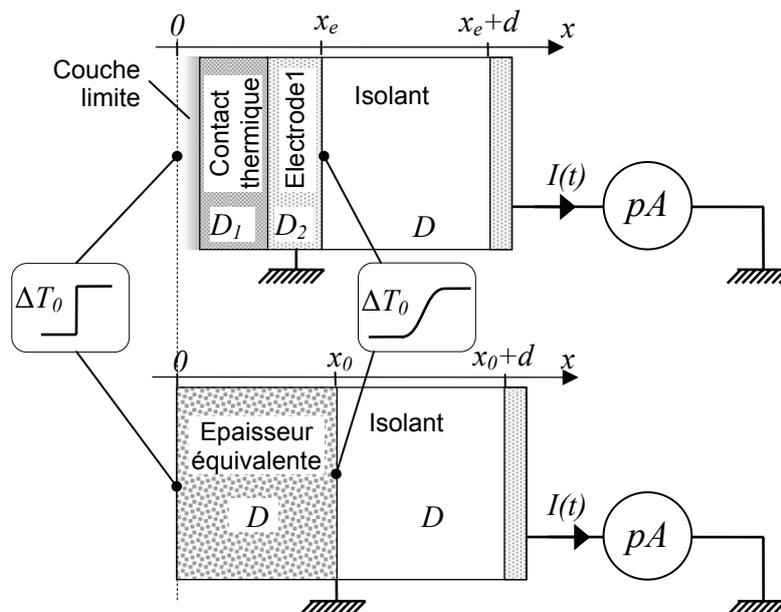


Figure 1-43 - Modèle à épaisseur équivalente.

On établit ainsi l'hypothèse du *modèle à épaisseur équivalente* en écrivant la conservation de temps de traversée de l'échelon :

$$\sum_{i=1}^n \left( \frac{x_i^2}{D_i} \right) = \frac{x_e^2}{D} \quad [1-59]$$

Où  $x_i$  est l'épaisseur réelle de toutes les couches que parcourt l'onde thermique avant d'arriver dans l'isolant,  $D$  est la diffusivité thermique de l'isolant et  $D_i$  les diffusivités thermiques des différentes couches.

La résolution de l'équation de la chaleur [1-56] dans un milieu de type semi-plan infini est :

$$\frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} = \Delta T_0 \frac{x}{\sqrt{4D\pi t^3}} e^{-x^2/4Dt} \quad [1-60]$$

Dans le cas où l'épaisseur de l'isolant électrique est très petite devant l'épaisseur équivalente  $d \ll x_e$  (cas des isolants minces) :

On peut considérer que dans la capacité  $x \approx x_e$ , donc [1-56] devient :

$$\frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} = \Delta T_0 \sqrt{\frac{\tau}{\pi t^3}} e^{-\tau/t} \quad [1-61]$$

Avec,

$$\tau = \frac{x_e^2}{4D} \quad [1-62]$$

La variation de la température dans l'épaisseur concernée se fait donc uniquement en fonction du temps.

Le maximum de la fonction de la distribution température en fonction du temps [1-61], correspond au temps pour lequel le courant d'onde thermique est maximal  $t_m$ . Or, si on cherche le temps  $t_m$  où la dérivée de l'équation [1-61] s'annule, on obtient :

$$\tau = \frac{2}{3} t_m \quad [1-63]$$

La quantité  $\left[ \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \right]_{Max}$  sera alors la vitesse maximale de l'avancé de l'onde thermique, exprimée en degrés par secondes.

### 1.3.2.2.4. Double condensateur

Un développement récent de la MOT permet de réaliser des mesures sous champ électrique appliqué [AGNEL2000] [NOTINGHER2001]. La technique consiste à mettre en série deux échantillons identiques, l'un étant effectivement mesuré, l'autre servant d'*échantillon de compensation*.

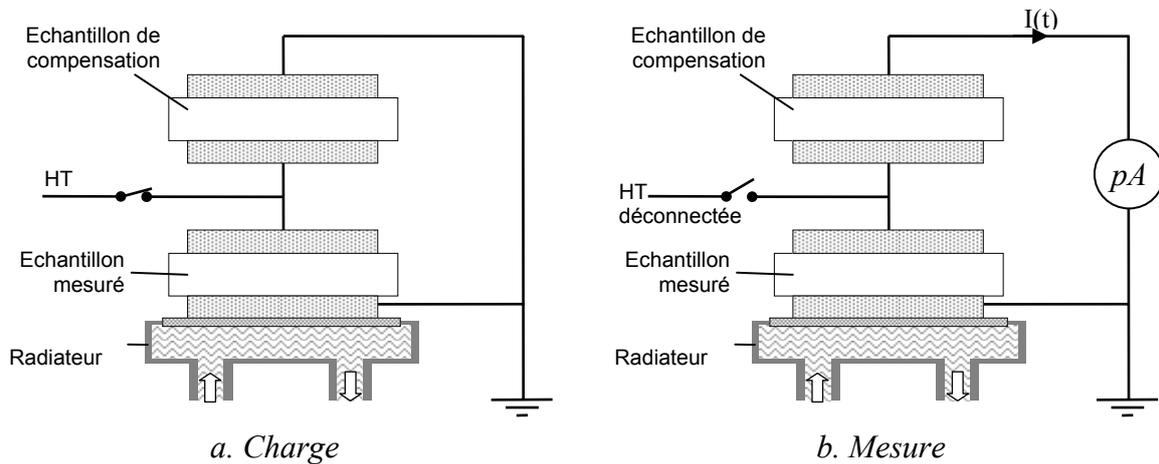


Figure 1-44 - Principe de la Méthode de l'Onde Thermique : technique du double condensateur.

Dans une première phase, on charge les condensateurs des deux échantillons par l'électrode centrale (Figure 1-44-a). Dans la phase suivante, on déconnecte la haute tension et on applique l'onde thermique tout en relevant le courant d'onde thermique sur l'électrode de l'échantillon de compensation (Figure 1-44-b).

Le courant d'onde thermique s'exprime alors [1-64] :

$$I(t) = -\alpha \frac{C}{2} \int_0^d E(x) \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} dx \quad [1-64]$$

Cette technique permet d'étudier l'effet du champ électrique sur la distribution de la charge dans des isolants utilisés en électrotechnique tels que les câbles de transport de l'énergie [DIDON2004].

### 1.3.2.3. Autres méthodes de caractérisations

Il existe beaucoup d'autres méthodes de caractérisations de localisation de la charge d'espace dans les isolants. On peut citer :

- La méthode de l'impulsion thermique : même principe que la MOT sauf que l'impulsion de chaleur est produite par un faisceau laser sur l'une des électrodes [HAAS1997] [LANG1986].
- La méthode de l'onde de pression : elle repose sur le principe d'une onde de pression produite par un faisceau laser sur une des électrodes.
- La méthode L IMM (*Laser Intensity Modulation Method*) : basée sur la mesure d'un courant pyroélectrique produit par un faisceau laser modulé en fréquence [LANG1986].
- La méthode de l'onde électroacoustique : cette méthode se diffère de la méthode L IMM par le fait que l'impulsion est causé par un champ électrique très raide.
- La méthode miroir : cette méthode utilise la technologie du Microscope Electronique à Balayage (MEB) et consiste à mesurer les équipotentielles créées par une charge dans le diélectrique [WINTLE1999].

Ces techniques sont basées sur une variation de charges images se trouvant sur les deux électrodes situées de part et d'autre de l'isolant.

## 1.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé dans quel contexte se placent les isolants électriques dans les composants électroniques. Nous avons étudié le comportement électrique de trois types de structure : la structure MIM, la structure MOS et le transistor MOS.

Nous avons vu que les défauts présents dans les isolants électriques ont une grande influence sur le fonctionnement des composants électroniques. Nous percevons qu'il est essentiel d'identifier, la nature et l'origine de ces défauts, afin de prévoir le fonctionnement des structures et d'améliorer les procédés de fabrications.

## **CHAPITRE 2**

# **ASPECTS EXPERIMENTAUX ET METHODES DE CARACTERISATION UTILISEES**

## 2.1. Descriptions des composants utilisés

### 2.1.1. Aspects technologies

Nous aborderons dans cette section la description et le mode de fabrication des matériaux utilisés au cours de cette étude.

#### 2.1.1.1. Semiconducteur

##### 2.1.1.1.1. Fabrication

Les structures étudiées utilisent comme semiconducteur le silicium cristallin, noté *Si*. Le silicium est le matériau semiconducteur le plus utilisé dans les composants électroniques, aussi il a fait l'objet de nombreuses études depuis son utilisation en électronique.

Il y a principalement trois modes de fabrication du silicium pour l'électronique :

- La méthode de Czochralski ou tirage CZ. Cette méthode consiste à obtenir un cylindre de silicium cristallin à partir de silicium fondu. Les lingots de Si sont ensuite découpés en plaquettes (wafers) de 1 à 2 mm d'épaisseur (en moyenne 300 plaquettes par lingot). Les circuits intégrés utilisent à 95 % le silicium CZ.
- La technique de la zone fondue flottante (silicium FZ, concerne environ 20 % de la production) permet d'obtenir des cristaux de très haute pureté qui, faiblement dopés, donnent des résistivités plus élevées et sont plutôt utilisés pour les composants discrets. L'avantage de cette technique, plus longue et plus chère à mettre en œuvre, est d'éviter la contamination du silicium par un creuset.
- Le silicium monocristallin est également préparé, en couches minces (moins de 10 mm d'épaisseur), par croissance épitaxiale, couche par couche. Les *épicouches* sont conçues soit par décomposition de  $\text{SiH}_4$  soit par la technique de l'*épitaxie par jet moléculaire* ou MBE en anglais (*Molecular Beam Epitaxy*).

Les composants utilisés dans cette étude ont tous été fabriqués sur des wafers en silicium CZ.

#### 2.1.1.1.2. Dopage

Le dopage d'un semiconducteur doit être le plus homogène possible. Pour ce faire, les éléments dopants sont introduits dans le bain de fusion lors de la fabrication du silicium cristallin par tirage CZ.

Le type de dopant détermine le type de semiconducteur (type N ou type P) (cf. 1.2.1.1.3.a page 27). Deux types de dopants ont été choisis pour les composants conçus pour cette étude : le bore et le phosphore.

L'introduction dans du silicium d'une impureté de la colonne III du tableau de Mendeleïev comme le bore, atome trivalent ne possédant que trois électrons périphériques, engendre un porteur positif (trou) dans le cristal de silicium en capturant un électron d'une liaison de valence. Le semiconducteur sera donc de type P.

De façon analogue, l'introduction dans du silicium d'une impureté de la colonne V comme le phosphore, dont le cinquième électron se retrouve avec une énergie de liaison très faible de 5 à 25 meV, produit un électron libre dans le cristal de silicium. Le semiconducteur sera donc de type N.

La concentration en dopants fournit la concentration de porteurs dans le semiconducteur, à température ambiante. Les concentrations de dopants couramment utilisés pour des structures MOS ou TMOS étudiées ici sont de l'ordre de  $10^{15}$  atomes de dopants par  $\text{cm}^3$ , noté  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

#### 2.1.1.2. Isolants

##### 2.1.1.2.1. Permittivité diélectrique

Un diélectrique est caractérisé par sa permittivité relative  $\epsilon_r$ . Dans le cas d'un diélectrique parfait,  $\epsilon_r$  est le quotient de la capacité  $C_x$  entre deux électrodes, supposées noyées dans ce diélectrique, par la capacité  $C_v$  de la même configuration d'électrodes dans le vide :

$$\epsilon_r = \frac{C_x}{C_v} \quad [2-1]$$

La permittivité absolue d'un diélectrique  $\varepsilon$  se définit, par le produit de sa permittivité relative  $\varepsilon_r$  multipliée par la permittivité du vide  $\varepsilon_0$  par :

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad [2-2]$$

avec la permittivité du vide  $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} 10^{-9} \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$ .

Le Tableau 2-1 donne la valeur approchée de la permittivité relative de quelques matériaux isolants [SCHWARTZ1992] [STÖCKER1999].

Matériaux	Permittivité relative $\varepsilon_r$
Vide (définition)	1
Air	1,0005
Dioxyde de silicium $\text{SiO}_2$ (oxyde thermique)	3,9
Dioxyde de silicium $\text{SiO}_2$ (PECVD)	5
Nitride de silicium $\text{Si}_3\text{N}_4$ (PECVD)	6 à 8

Tableau 2-1 : Permittivité relative de quelques isolants.

#### 2.1.1.2.2. Fabrication des isolants électriques en microélectronique

##### a. Oxydation thermique

Le dioxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) est un matériau qui peut être fabriqué à partir du substrat de silicium sur lequel il va croître. En injectant du dioxygène ( $\text{O}_2$ ) dans un four d'oxydation contenant des wafers de silicium et en contrôlant des paramètres tels que la température et le durée d'oxydation, il est possible de contrôler la fabrication d'une couche de  $\text{SiO}_2$  avec une grande précision (Figure 2-1).



Figure 2-1 - Wafers à la sortie du four d'oxydation.

Les oxydes thermiques peuvent être utilisés en tant que diélectrique dans les composants de type MOS et TMOS (entre 1 et 500 nm d'épaisseur). Les oxydes peuvent également servir à l'isolation entre les composants (oxydes de passivation). Dans ce cas, ils ont une épaisseur comprise entre 300 nm et 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. L'oxyde thermique sert aussi de masque de dopants lors des étapes de fabrication des composants.

Dans le four d'oxydation, l'oxygène réagit avec la surface du substrat de silicium suivant la formule chimique :



L'oxygène oxyde la surface et croît en volume sur le substrat de silicium suivant le modèle [RICHARD1995]. Si on considère l'épaisseur totale d'oxyde  $e_t$  obtenue à la fin de l'oxydation, l'interface Si-SiO<sub>2</sub> se situera à  $0,44 \cdot e_t$  de la surface avant oxydation (Figure 2-2).

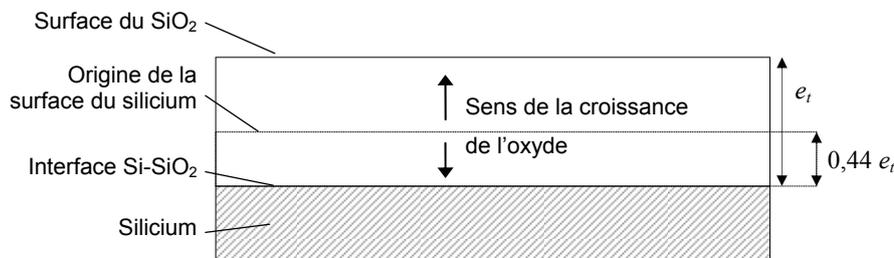


Figure 2-2 - Modèle d'oxydation thermique.

La qualité de l'oxyde obtenu, et surtout de l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, dépend des procédés de fabrications (type d'oxydation, température,...) et de la contamination extérieure (four, gaz, hotte, nettoyage des wafers,...).

Lorsque l'oxyde est créé à partir de silicium dopé, l'oxydation s'effectuant à haute température, les dopants se redistribuent dans le substrat. Etant donné la consommation de silicium lors de l'oxydation, une partie des atomes dopants se retrouve dans l'oxyde. Mais les coefficients de diffusion des atomes dopants, à une température donnée, dans le silicium et dans l'oxyde sont en général différents. Il se crée alors une discontinuité de concentration de dopant à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> (Figure 2-3) [GROVE1964].

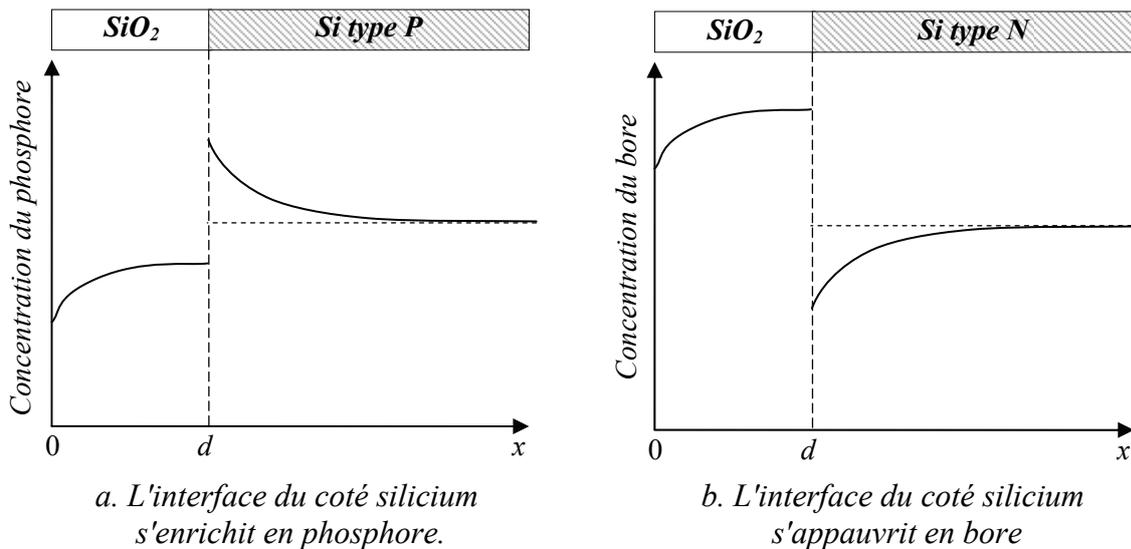


Figure 2-3 - Redistribition des dopants dans une couche de silicium en cours d'oxydation.

Le phosphore étant moins mobile dans le  $\text{SiO}_2$ , il y a accumulation de phosphore dans le silicium près de l'interface. Par contre, la concentration dans l'oxyde est plus faible (Figure 2-3-a). C'est le phénomène inverse pour le bore. Il y a appauvrissement en bore du substrat de silicium près de l'interface, et la concentration dans l'oxyde est supérieure (Figure 2-3-b).

#### b. PECVD

Le PECVD (*Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*) ou DCVAP (*Dépôt Chimique en phase Vapeur Assisté par Plasma*) est une méthode de dépôt de films minces par dépôt chimique en phase vapeur (ou CVD pour l'anglais *Chemical Vapor Deposition*), à partir de précurseurs gazeux. Le principe de la méthode consiste à faire réagir chimiquement à basse température (de  $20^\circ\text{C}$  à  $400^\circ\text{C}$ ) des composés chimiques initiant au contact de la surface du substrat des réactions de dissociation ou de combinaison. La technologie PECVD fait appel aux plasmas fortement ionisés, fabriqués par décharges radiofréquences capacitives et par décharges micro-ondes, afin d'obtenir des espèces très réactives.

Très utilisée en microélectronique, cette technique permet de déposer des couches isolantes en surface des composants jouant le rôle d'isolant de passivation. Au cours de cette étude, deux types d'isolants PECVD ont été étudiés : le  $\text{SiO}_2$  et le  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Les propriétés physiques du  $\text{SiO}_2$  obtenu par la technique PECVD sont légèrement différentes du  $\text{SiO}_2$  obtenu par oxydation thermique, d'où des permittivités relatives mesurées différentes (Cf. 2.1.1.2.1).

### 2.1.1.3. Métaux

Pour relier un composant à un circuit extérieur, il faut réaliser des contacts électriques à base de métaux. Les contacts électriques doivent être d'une épaisseur suffisante (environ 1µm) pour éviter de détériorer le composant avec les pointes de contacts sur les bancs de mesures.

Des dépôts métalliques sont réalisés par pulvérisation cathodique sous vide. Nous avons utilisé de l'aluminium comme métal de contact.

## 2.1.2. Structures étudiées

Les structures étudiées au cours de ce travail ont pour objectif de caractériser des diélectriques utilisés en microélectronique par la MOT, mais aussi d'étudier les possibilités de la méthode sur des composants courants.

Tous les composants ont été fabriqués à la Centrale Technologique du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) à Toulouse.

Nous détaillerons les structures Métal-Isolant-Métal MIM, les structures Métal-Oxyde-Semiconducteur MOS et la structure du transistor TMOS, fabriquées spécifiquement pour cette étude.

### 2.1.2.1. Les structures Métal-Isolant-Métal

Un des objectifs de ce travail a été d'utiliser la MOT afin d'estimer le plus précisément possible la valeur et la distribution de la charge dans la couche d'oxyde diélectrique des composant électroniques. Une structure simple, composée exclusivement d'une couche mince de diélectrique homogène placée entre deux dépôts métalliques, a été imaginée dans cette étude.

Comme nous l'avons vu plus haut (Cf. 1.2.2.1 page 34), la structure MIM est une capacité électrique. Deux types de structures ont été conçus pour deux types d'isolants : le SiO<sub>2</sub> PECVD et le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD. Fabriqué sur un support en silicium (wafer) de 500µm, le matériau isolant est déposé sur une électrode d'aluminium (Al) par PECVD sur une épaisseur de 500 nm. Une électrode métallique en aluminium de surface 0,19 cm<sup>2</sup> est ensuite déposée sur l'isolant (Figure 2-4).

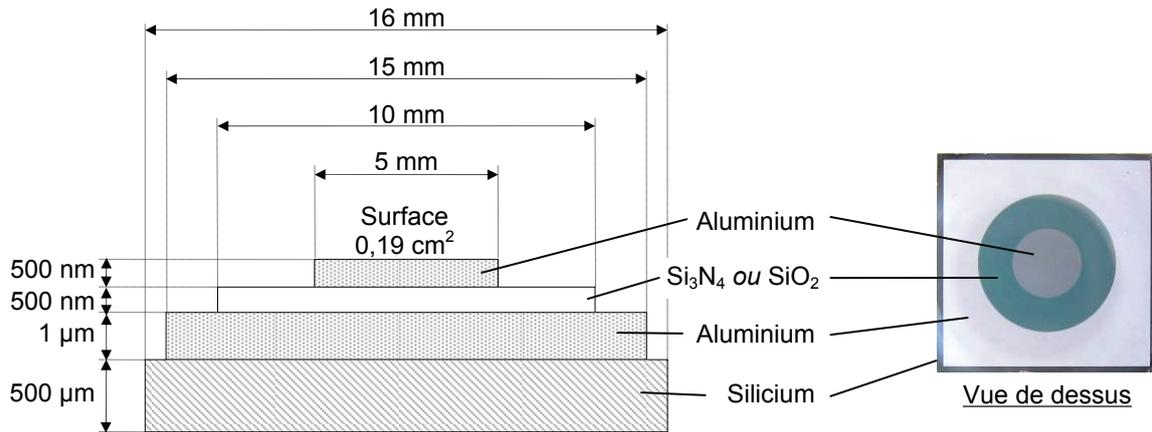


Figure 2-4 - Description des échantillons MIM.

Dans ce type de structure, le silicium sert uniquement de support physique au composant MIM et n'a donc aucun rôle électrique. La capacité électrique de la structure s'établit entre les deux électrodes d'aluminium.

#### 2.1.2.2. Les capacités Métal-Oxyde-Semiconducteur

Les composants MOS (Cf. 1.2.2.2 page 36) étudiés sont des structures dont le diélectrique est du  $\text{SiO}_2$  obtenu par oxydation thermique sur un substrat de silicium dopé (Cf. 2.1.1.2.2.a page 82).

##### 2.1.2.2.1. MOS première série

Une première série a été conçue avec deux types de substrats différents : des MOS à substrat de type N (dopés au phosphore) et des MOS à substrats de type P (dopés au bore). Plusieurs dopages ont été réalisés ( $10^{13}\text{cm}^{-3}$ ,  $10^{15}\text{cm}^{-3}$  et  $10^{18}\text{cm}^{-3}$ ) (Figure 2-5).

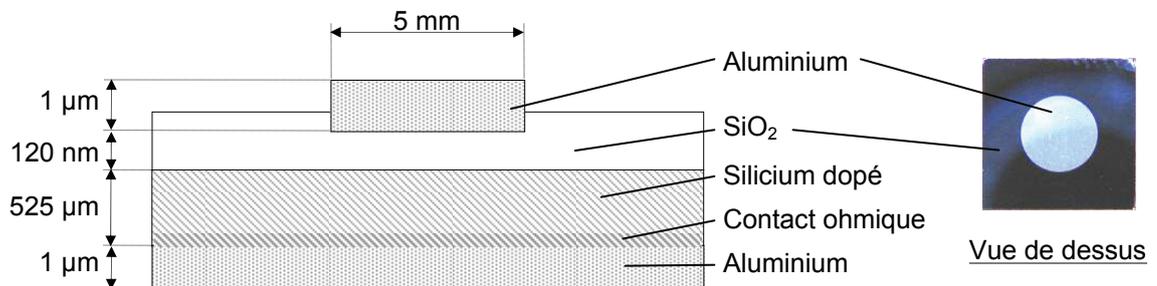


Figure 2-5 - Description des échantillons MOS première série.

La structure MOS s'établit entre les deux électrodes en aluminium (contact de grille et contact face-arrière).

Les paramètres de la structure MOS sont répertoriés dans le Tableau 2-2, avec  $d$  l'épaisseur de l'oxyde,  $C_{ox}$  la capacité théorique aux bornes de l'oxyde,  $C_{FB}$  la capacité de bandes plates,  $\phi_{ms}$  la différence des travaux de sortie entre l'aluminium et le silicium,  $N$  le dopage du silicium,  $V_{TH}$  la tension de seuil de la structure,  $W_{max}$  l'épaisseur maximale de la zone de charge d'espace dans le silicium (zone de déplétion) et  $L_D$  la longueur de Debye.

MOS	type N			type P
$S$	0,19 cm <sup>2</sup>			
$d$	120 nm			
$C_{ox}$ [1-49]	5,5 nF			
$N$	10 <sup>13</sup> cm <sup>-3</sup>	10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup>	10 <sup>18</sup> cm <sup>-3</sup>	10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup>
$\Phi_{ms}$ [1-15]	-0.09 V	0.03 V	0.21 V	-0.59 V
$V_{TH}$ [1-30]	-0,42 V	-1,12 V	-21 V	+1,12 V
$W_{max}$ [1-26]	7 μm	900 nm	3,6 μm	900 nm
$L_D$ [1-23]	1,3 μm	130 nm	4 nm	130 nm
$C_{FB}$ [1-22]	1,2 nF	4 nF	5,4 nF	4 nF

Tableau 2-2 : Paramètres des structures MOS première série.

Les valeurs du Tableau 2-2 sont données à titre indicatif en considérant les grandeurs du Tableau 2-3. Les valeurs calculées sont tirées des équations référencées entre crochets.

Permittivité relative du SiO <sub>2</sub> thermique	$\epsilon_{ox}$	3,9
Permittivité du vide	$\epsilon_0$	8,854.10 <sup>-12</sup> F.m <sup>-1</sup>
Gap du silicium	$E_g$	1,12 eV
Travail de sortie de l'aluminium	$\Phi_m$	4,28 eV
Charge élémentaire	$e$	1,602.10 <sup>-19</sup> C
Constante de Boltzmann	$k$	1,381.10 <sup>-23</sup> J.K <sup>-1</sup>
Température	$T$	300°K

Tableau 2-3 : Grandeurs physiques usuelles.

#### 2.1.2.2.2. MOS seconde série

Une seconde série de structures MOS est venue compléter la première série de MOS, munies d'un oxyde plus fin (SiO<sub>2</sub> thermique de 50 nm environ), mais avec une même surface de grille que la première série ( $S=0,19$  cm<sup>2</sup>). Un seul type de dopage a été retenu. Ces MOS sont de type N dopé à 10<sup>15</sup>cm<sup>-3</sup> à l'arsenic. Ils ont été conçus pour que le contact avec le substrat soit en face-avant (à la surface du composant) (Figure 2-6).

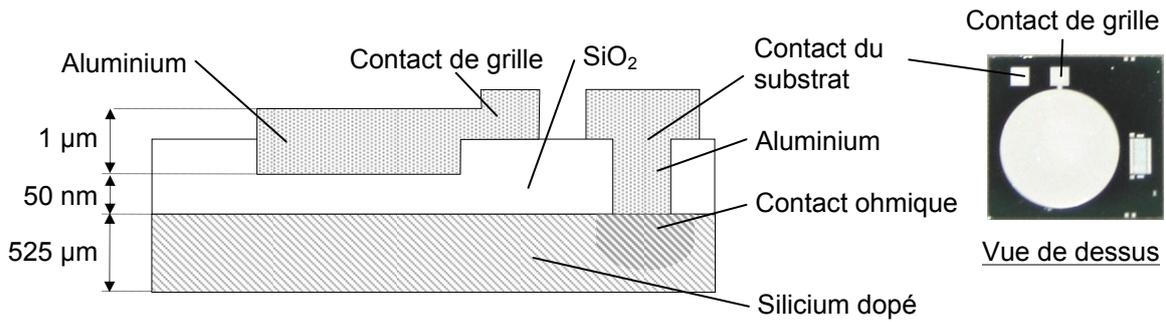


Figure 2-6 - Description des échantillons MOS seconde série.

Les paramètres de la structure sont répertoriés dans le Tableau 2-4, avec  $d$  l'épaisseur de l'oxyde,  $C_{ox}$  la capacité théorique aux bornes de l'oxyde,  $W_{max}$  l'épaisseur maximale de la zone de charge d'espace (zone de déplétion) dans le silicium et  $\phi_{ms}$  la différence des travaux de sortie entre l'aluminium et le silicium en considérant les grandeurs physiques du Tableau 2-3.

MOS	type N
$S$	0,19 cm <sup>2</sup>
$d$	50 nm
$N$	10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup>
$C_{ox}$ [1-49]	13 nF
$\Phi_{ms}$ [1-15]	0,03 V
$V_{TH}$ [1-30]	0,83 V
$W_{max}$ [1-26]	900 nm
$L_D$ [1-23]	130 nm
$C_{FB}$ [1-22]	7 nF

Tableau 2-4 : Paramètres théoriques des structures MOS seconde série.

### 2.1.2.3. Le transistor MOS (TMOS)

Sur le même substrat que le MOS second modèle, des transistors MOS (Cf. 1.2.2.3 page 49) ont été fabriqués afin de comparer les caractéristiques du TMOS avec celles du MOS. Les oxydes de grille du MOS et du TMOS, d'une épaisseur de 50nm environ (comme le MOS seconde série), possèdent les mêmes caractéristiques et ils ont été fabriqués suivant les mêmes procédés. Pour que les mesures soient comparables, il fallait un TMOS avec une capacité de grille élevée : pour cela, une configuration de grille en peigne a été retenue.

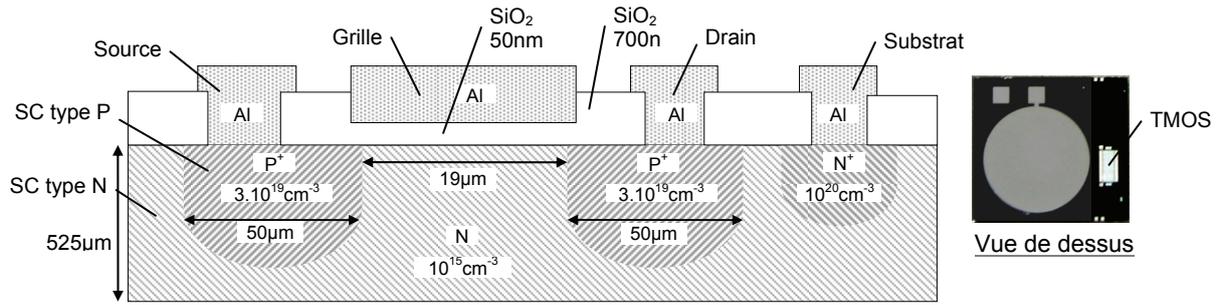


Figure 2-7 - Schéma d'un Transistor MOS à canal P.

Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour la structure MOS précédente, à l'exception de la surface de la grille (Tableau 2-4).

## 2.2. Méthodes de caractérisation utilisées

### 2.2.1. Adaptation de la Méthode de l'Onde Thermique

#### 2.2.1.1. La cellule de mesures

Nous avons abordé, ci-dessus (Cf. 1.3.2.2 page 71), le principe de la MOT. Le banc de mesures de la MOT comprend deux cryo-thermostats (réservoirs remplis d'un mélange d'eau et d'éthanol régulés en température) permettant de faire circuler les deux liquides caloporteurs dans le radiateur.

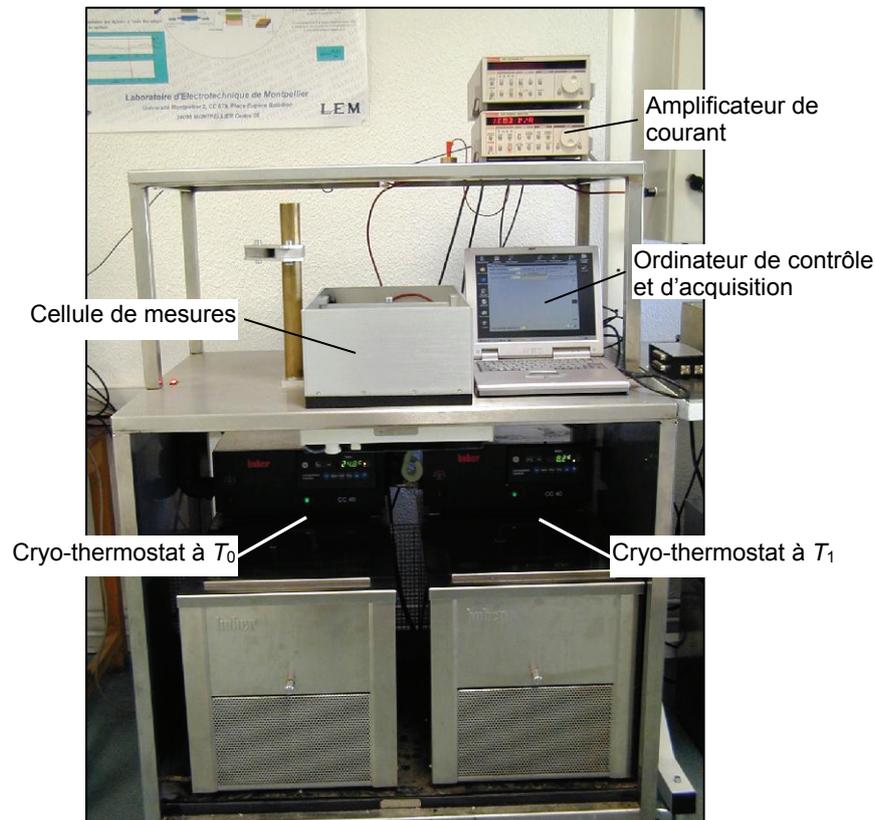


Figure 2-8 - Description générale du banc de l'onde thermique.

La circulation du liquide caloporteur dans le radiateur est gérée par un ensemble d'électrovannes piloté par un ordinateur. Le radiateur est situé dans une cellule de mesures assurant le rôle de cage de Faraday (Figure 2-8).

### 2.2.1.2. Nouvelle cellule de mesures

La cellule de mesures existante a été modifiée pour caractériser des échantillons plus minces que ceux utilisés auparavant. Nous avons ainsi conçu une nouvelle cellule avec les améliorations suivantes :

- Un système de connexions électriques plus précis : Les échantillons étudiés sont très fragiles à la pression mécanique, ainsi nous avons mis en place deux micromanipulateurs munis de micropointes de contacts, qui permettent d'effectuer le contact électrique avec les électrodes des échantillons sans détériorer ces derniers (Figure 2-9).

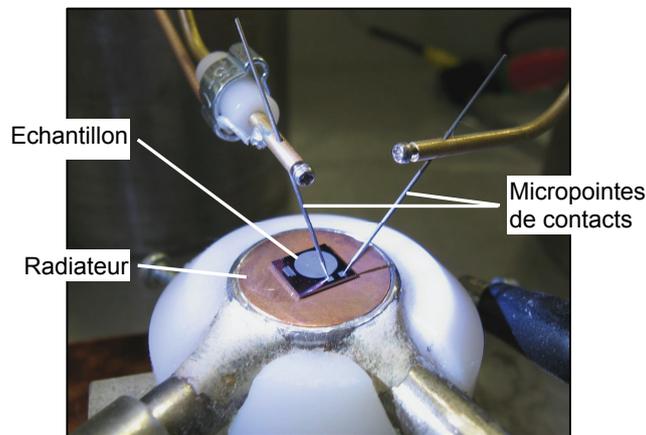


Figure 2-9 - Radiateur et pointe de contact sur échantillon MOS second modèle.

- Un nouveau radiateur : Le radiateur doit permettre d'appliquer le plus rapidement possible un échelon de température à l'échantillon. Afin d'obtenir une meilleure dynamique en température, une capacité thermique totale minimale du radiateur doit être recherchée ainsi qu'un fort débit du liquide caloporteur. Pour cela, nous avons conçu un radiateur plus petit que le radiateur utilisé pour les échantillons macroscopiques. Le radiateur, muni d'une fine plaque de cuivre, est visible sur la Figure 2-9.
- La photo-protection : Parmi les échantillons étudiés, les MOS et le TMOS sont sensibles au rayonnement lumineux (effet photoélectrique, cf. 1.2.1.1.3.c page 31). L'amplitude du signal MOT étant relativement faible (de quelques picoampères à quelques dizaines de picoampères), une exposition des échantillons à la lumière (même de faible intensité), peut induire du bruit basse fréquence qu'il est difficile, voire impossible

d'éliminer. Nous avons donc veillé à ce que, pendant les mesures, la cellule soit parfaitement isolée des rayons lumineux.

### 2.2.1.3. Choix des paramètres de mesure

Les paramètres de mesure sont l'amplitude de l'échelon de température, la plage de température ainsi que les paramètres de l'amplificateur de courant.

#### 2.2.1.3.1. Echelon thermique positif

A température ambiante ( $T_0=25^\circ\text{C}$ ) l'échantillon est à l'équilibre. La circulation d'un liquide caloporteur à une température  $T_1$ , différente de  $T_0$ , dans le radiateur provoque l'onde thermique qui se propage dans tout l'échantillon. L'amplitude de l'échelon thermique ( $\Delta T_0=T_1-T_0$ ) ne doit pas modifier les caractéristiques électriques de la structure. L'amplitude de l'échelon doit être la plus petite possible et rester dans le domaine d'application du matériau.

Le choix du signe de l'échelon se détermine en fonction des échantillons étudiés. Des tests ont permis de montrer que lors d'un échelon thermique négatif ( $\Delta T_0<0$ ), la vapeur d'eau atmosphérique se condense sur l'échantillon lorsque  $T_1$  est inférieur à la température de rosée. L'eau accumulée en surface de l'échantillon induit un courant de conduction parasite perturbant la mesure du courant d'onde thermique. Le choix s'est donc porté sur un échelon thermique positif ( $\Delta T_0>0$ ), tout en veillant à ne pas modifier la densité de porteurs dans le silicium des composants étudiés. En effet, nous avons vu au chapitre 1 (Cf. 1.2.1.1.3.b page 29), que la densité de porteurs pouvait varier dans un semiconducteur en fonction de la température. Or, nous avons choisi  $T_1=40^\circ\text{C}$ , d'où un échelon thermique de  $\Delta T_0=+15^\circ\text{C}$ . La gamme de température correspond au régime d'épuisement des dopants du matériau semiconducteur : nous pouvons donc considérer que la densité de porteurs reste la même dans la gamme de température choisie (de  $25^\circ\text{C}$  à  $40^\circ\text{C}$ ).

#### 2.2.1.3.2. Réduction du bruit haute fréquence

Le courant d'onde thermique ne fait que quelques dizaines de picoampères d'amplitude pendant une dizaine de secondes. A ces amplitudes, le courant doit être filtré pour éliminer le bruit haute fréquence, d'où la nécessité de travailler avec un appareil capable de mesurer avec

une grande précision un faible courant avec la meilleure dynamique possible. L'appareil utilisé pour cette étude est un amplificateur de courant de type Keithley 428. Il possède une série de filtres passe-bas caractérisés par le temps de montée  $t_r$  d'un signal répondant à une impulsion de courant. Le schéma électronique simplifié du filtre passe-bas de l'amplificateur de courant est représenté sur la Figure 2-10 [KEITHLEY1992].

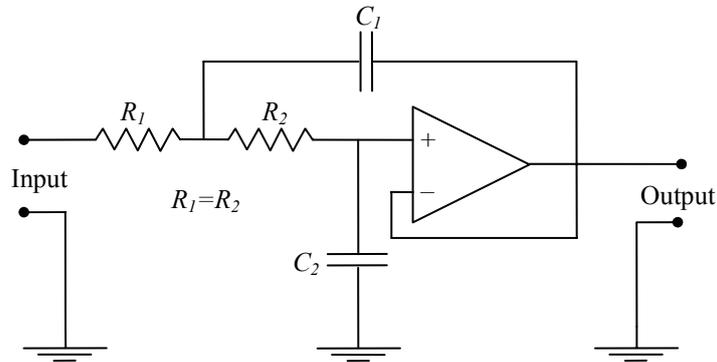


Figure 2-10 - Schéma électronique du filtre passe-bas de l'amplificateur de courant.

Sur les échantillons fins, le temps de montée du signal MOT est relativement rapide (environ 0,5 s), nous filtrons donc le signal avec le filtre à  $t_r=100$  ms. L'influence du filtre sur les courants a été étudiée et nous avons vérifié, par simulation, que celui-ci n'altère pas le courant mesuré.

#### 2.2.1.3.3. Tension appliquée

L'amplificateur de courant utilisé pour cette étude offre la possibilité d'appliquer une tension à l'échantillon pendant la mesure du courant (tension dénommée  $V_{BIAS}$ ). La Figure 2-11 présente le schéma électronique simplifié de l'amplificateur de courant [KEITHLEY1992].

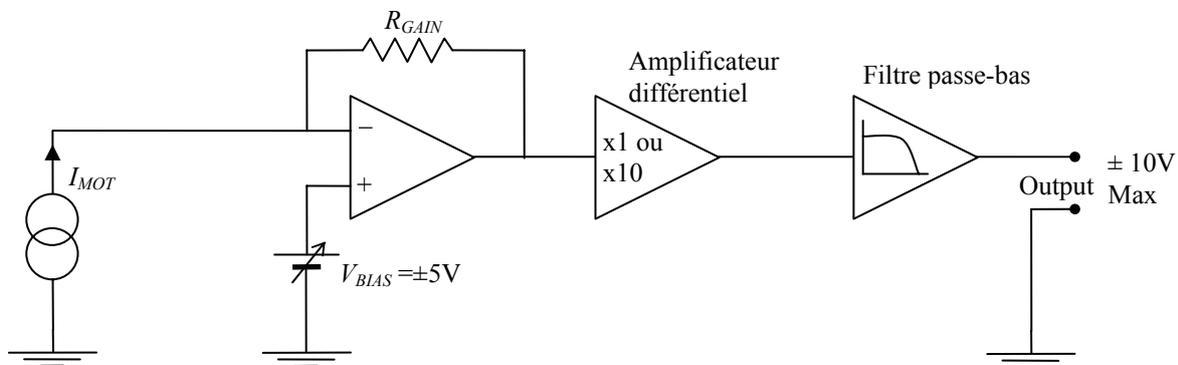


Figure 2-11 - Schéma électronique de l'amplificateur de courant avec une tension appliquée.

La tension  $V_{BIAS}$  appliquée à l'échantillon, que nous appellerons  $V_g$ , peut varier de -5V à +5V avec une résolution de 2,5mV.

#### 2.2.1.4. Nouvelle automatisation

La mesure se fait automatiquement grâce à un ordinateur, muni d'une carte d'acquisition pourvue d'entrées/sorties analogiques et numériques. Un logiciel permet de contrôler les électrovannes et le déclenchement de l'acquisition.

Après avoir placé l'échantillon sur le radiateur et l'avoir connecté à l'amplificateur de courant, la mesure se déroule comme suit :

- L'échantillon est mis à température ambiante  $T_0$  durant environ 60 secondes par la circulation dans le radiateur du liquide du cryothermostat à la température ambiante. Au même instant, l'amplificateur de courant se charge de polariser la grille de l'échantillon par la tension  $V_g$ .
- A  $t=0$ , les électrovannes déclenchent la circulation dans le radiateur du liquide caloporteur à la température  $T_1$  et l'acquisition du courant d'onde thermique commence, tout en conservant la tension  $V_g$  appliquée à la grille.

La mesure est renouvelée pour différentes valeurs de la tension  $V_g$ . Il y a donc un courant d'onde thermique différent pour chaque valeur de la tension de grille.

##### 2.2.1.4.1. Améliorations apportées

Dans le programme existant, il n'existe pas la possibilité de contrôler l'amplificateur de courant avec l'ordinateur. Or, pour correctement caractériser un échantillon, il faut effectuer des mesures pour chaque valeur de la tension  $V_g$ . Une mesure prend environ 1 minute, si l'on désire effectuer 10 points de mesure entre -5V et +5V appliqués à la grille, il faut plus de 10 minutes à l'opérateur pour effectuer toutes les mesures.

Nous avons donc réalisé un nouveau programme sous LabVIEW. Il permet de piloter l'amplificateur de courant via un bus GPIB afin qu'il applique lui-même la tension  $V_g$  et qu'il exécute automatiquement les mesures pour chaque valeur de  $V_g$ . Des outils de traitement du signal sont disponibles dans LabVIEW : le programme donne, par exemple, le maximum de l'amplitude du courant pour chaque valeur de  $V_g$ . Il est également envisageable d'effectuer un traitement des courants à la fin du cycle de mesures.

### **2.2.2. La méthode capacité - tension C(V)**

La méthode C(V) (Cf. 1.3.1.1.1 page 66) a été choisie pour corréler les mesures expérimentales obtenues avec la C(V) de celles obtenues avec la MOT. La mesure de la capacité en fonction de la tension de grille permet de donner la capacité de l'oxyde  $C_{ox}$  et de déterminer approximativement les régimes de fonctionnement de la structure : le régime d'accumulation, le régime de déplétion et le régime d'inversion.

La différence fondamentale entre la méthode C(V) et la MOT réside dans le fait que cette dernière effectue une mesure à très basse-fréquence (mesure effectuée sur 10s, équivalent à 0,1Hz). Pour information, les mesures de capacité basse-fréquence, effectuées par les impédancemètres de type HP4284A, sont réalisées à des fréquences de l'ordre du kHz.

### **2.2.3. La méthode courant - tension I(V)**

La méthode I(V) (Cf. 1.3.1.2.1 page 69) s'applique sur les TMOS et permet de mesurer avec précision la tension de seuil  $V_{TH}$  de la structure.

La tension de seuil des structures TMOS est identique à la tension de seuil de la structure MOS de la seconde série (Cf. 2.1.2.3). La mesure de  $V_{TH}$  sera corrélée dans notre étude avec les mesures réalisées par la MOT obtenues sur cette même structure.

## **2.3. Conclusion**

Nous avons vu au cours de ce chapitre, que les composants sont fabriqués suivant des procédés de fabrications qui font l'objet de tests incessants afin d'optimiser leur qualité. D'où la grande importance de posséder des méthodes de mesures fiables, qui nous informent sur la qualité des oxydes obtenus.

Les méthodes permettant de caractériser les charges dans les isolants électriques sont nombreuses et font encore l'objet de recherche. Cependant, beaucoup perturbent les charges électriques (en les faisant bouger), comme la méthode C(V) qui est une méthode dynamique. Nous avons vu que la MOT permettait de s'adapter à un grand nombre de conditions expérimentales. Qu'en est-il pour les couches minces ?



## **CHAPITRE 3**

# **RESULTATS ET INTERPRETATIONS**

### 3.1. Etude sur les structures Métal-Isolant-Métal

#### 3.1.1. La Méthode de l'Onde Thermique appliquée aux structures Métal-Isolant-Métal

Les échantillons MIM sont installés sur un radiateur produisant l'échelon thermique, les pointes de contact guidées par des micromanipulateurs étant placées en contact avec les deux électrodes en aluminium. La Figure 3-1 présente le montage expérimental pour mesurer le courant d'onde thermique dans la structure MIM sous potentiel continu appliqué par l'intermédiaire de l'amplificateur de courant.

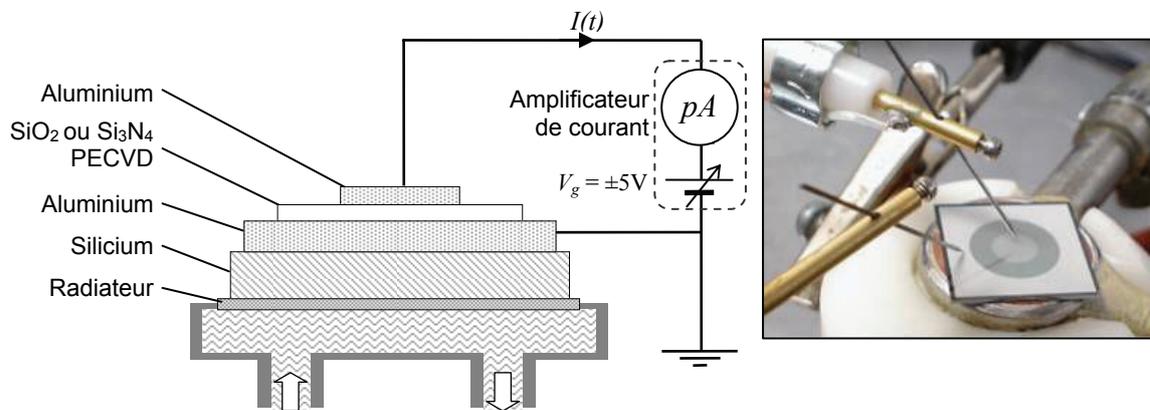


Figure 3-1 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur une structure MIM.

#### 3.1.2. Etude d'échantillons à base de SiO<sub>2</sub> PECVD

Dans un premier temps, des mesures de la capacité de la structure avec un impédancemètre de type HP4284A ont été effectuées pour plusieurs températures dans l'intervalle couvert par l'échelon thermique appliqué avec la MOT. La Figure 3-2 présente la mesure de la capacité électrique de la structure MIM SiO<sub>2</sub> PECVD pour des températures allant de 25°C à 53°C.

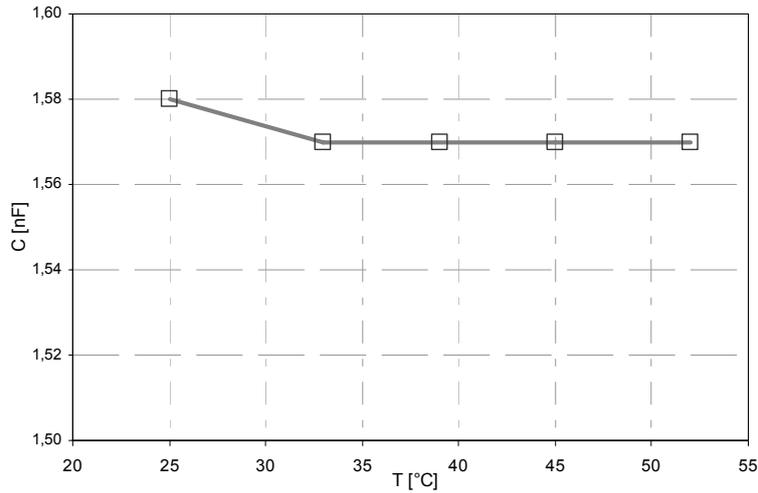


Figure 3-2 - Mesure de la capacité de la structure MIM SiO<sub>2</sub> PECVD pour plusieurs températures.

Comme le montre la Figure 3-2, la valeur de la capacité des structures MIM (et donc leur permittivité) reste constante dans l'intervalle de température correspondant à l'application de l'onde thermique. Ces mesures permettent de calculer la valeur de la permittivité du SiO<sub>2</sub> PECVD (Tableau 3-1), en prenant : la surface de la grille  $S=0,19\text{cm}^2$  et l'épaisseur de l'isolant  $d=500\text{ nm}$ .

MIM	SiO <sub>2</sub> PECVD
C	1,57 nF
$\epsilon_r$ [1-49]	4,7

Tableau 3-1 : Détermination de la permittivité du SiO<sub>2</sub> PECVD.

Dans un deuxième temps, les échantillons MIM sont testés sur le banc d'onde thermique et il apparaît que la mesure des courants obtenus avec la MOT sur les structures MIM de type SiO<sub>2</sub> PECVD ne sont exploitables que pour des valeurs de tension de polarisation de la structure allant de -1 V à +1 V (Figure 3-3).

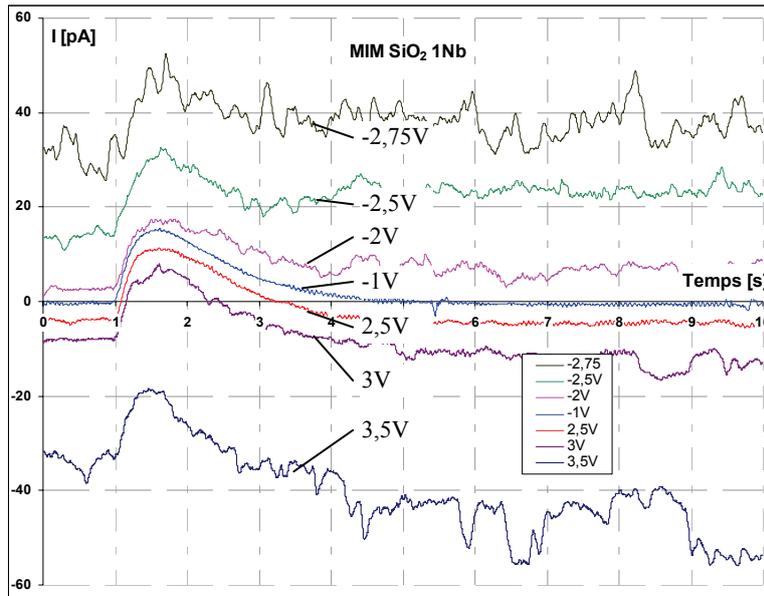


Figure 3-3 - Courants d'onde thermique obtenus sur structure MIM SiO<sub>2</sub> PECVD pour  $|V_g| > 1V$ .

Pour une tension de polarisation supérieure à 1 V et inférieure à -1 V, cette structure fait apparaître un courant de conduction très important à travers l'isolant, rendant la mesure du courant d'onde thermique inexploitable. Cependant, pour des tensions de polarisation comprises entre +1 V et -1 V, les courants d'onde thermique apparaissent exploitables car ces derniers s'annulent au bout de quelques secondes. Ces courants sont présentés dans la Figure 3-4 pour des tensions appliquées à la structure comprises entre -1 V et +1 V.

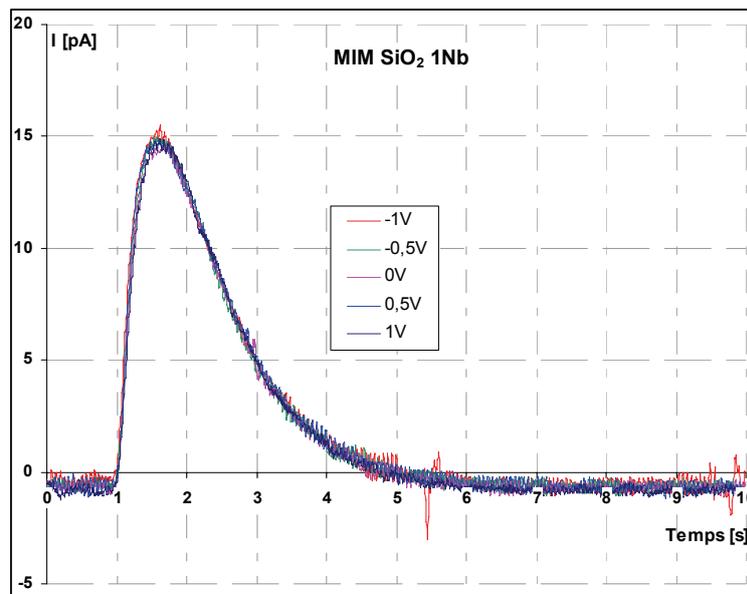


Figure 3-4 - Courants d'onde thermique obtenus sur structure MIM SiO<sub>2</sub> PECVD pour  $|V_g| < 1V$ .

Les courants d'onde thermique non nuls obtenus sur les MIM SiO<sub>2</sub> PECVD témoignent de la présence de charges d'espace dans l'oxyde. L'amplitude des courants obtenus est d'environ +15 pA, et cette amplitude varie peu lorsque la tension appliquée à la structure varie entre +1 V et -1 V. Vu que la variation des courants d'onde thermique relevés dans la plage des champs appliqués est négligeable, on peut s'attendre à ce que la structure présente des champs électriques internes (dans le SiO<sub>2</sub>) nettement supérieurs aux champs électriques appliqués. Le champ externe appliqué à l'oxyde pendant les mesures (entre -2 kV/mm et +2 kV/mm correspondant à la polarisation entre -1 V et +1 V sur 500 nm) est donc nettement plus faible que le champ électrique interne dû aux charges d'espace piégées dans l'isolant qui pourrait être de l'ordre de quelques dizaines de kV/mm.

Ces valeurs de champ interne peuvent expliquer une forte augmentation du courant à travers l'isolant, observée pour  $V_g > 1V$  (Figure 3-3) et peuvent être attribué à l'effet Fowler-Nordheim (Cf. 1.2.3.3 page 58).

### 3.1.3. Etude d'échantillons à base de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD

Comme pour les structures MIM SiO<sub>2</sub> PECVD, les structures MIM Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD ont fait l'objet de mesures de capacité électrique avec un impédancemètre en fonction de la température.

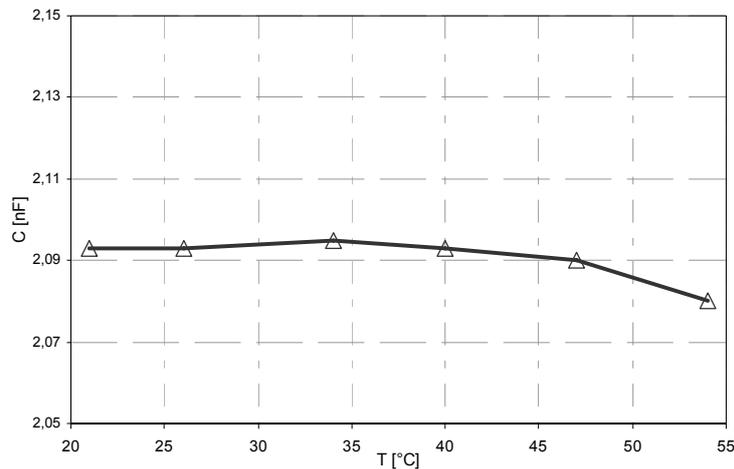


Figure 3-5 - Mesure de la capacité sur structure MIM Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD pour plusieurs températures.

Comme pour les structures MIM SiO<sub>2</sub> PECVD, nous constatons que la capacité reste constante dans la gamme de température utilisée par la MOT. L'objectif de ces mesures est

également de déterminer la valeur de la permittivité du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD (Tableau 3-2), en prenant : la surface de la grille  $S=0,19\text{cm}^2$  et l'épaisseur de l'isolant  $d=500\text{ nm}$ .

MIM	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> PECVD
C	2,1 nF
$\epsilon_r$ [1-49]	6,2

Tableau 3-2 : Détermination de la permittivité du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD.

Les courants obtenus avec la MOT sur les structures MIM de type Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, sont présentés sur la Figure 3-6. Contrairement à la structure MIM SiO<sub>2</sub> PECVD, la structure MIM Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD ne présente pas de courant de conduction significatif à travers l'oxyde, malgré un champ électrique appliqué plus important, la structure étant polarisée jusqu'à 5 V (10 kV/mm). Cependant, l'amplitude des courants obtenus est plus faible (entre -1 pA et +6 pA).

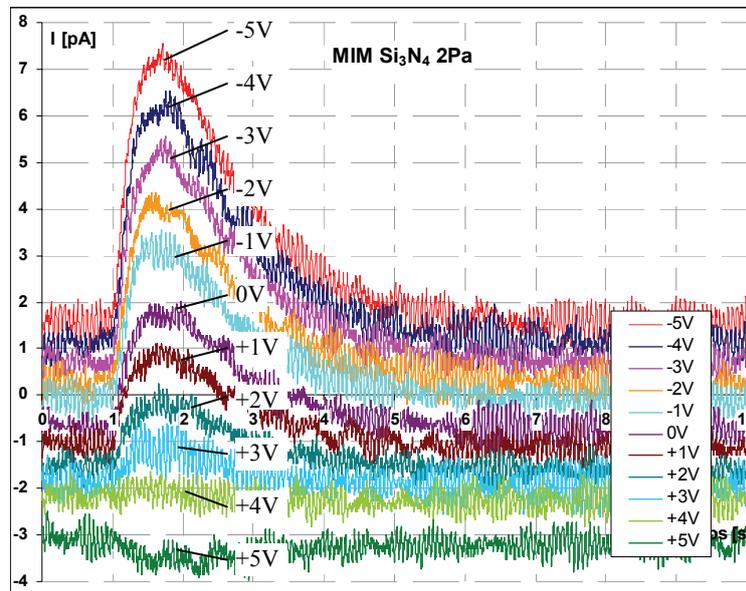


Figure 3-6 - Courants d'onde thermique obtenus sur structure MIM SiO<sub>2</sub> PECVD pour plusieurs valeurs de la tension de polarisation.

En principe, l'amplitude des courants est proportionnelle à la capacité. Or, la permittivité du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> est plus élevée que celle du SiO<sub>2</sub>, on devrait donc obtenir des courants d'onde thermique de plus grande amplitude sur les structures avec du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> que sur les structures avec le SiO<sub>2</sub>; toutefois, ceci n'est pas valable si le champ interne, dû aux charges d'espace, est différent pour les deux structures. Nous pouvons donc en conclure que le champ interne de la structure avec du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> est plus faible comparé à la structure avec du SiO<sub>2</sub>, car les courants d'onde thermique sont ici clairement influencés par le champ électrique appliqué à la structure. En conséquence, il semblerait que la quantité de charges d'espace résiduelle dans le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD soit plus faible que dans le SiO<sub>2</sub> PECVD.

Il faut appliquer  $V_g = +4$  V à la structure pour annuler le courant d'onde thermique, ce qui revient à imposer un champ électrique externe qui annule le champ électrique interne. On peut ainsi estimer le champ interne moyen, dû aux charges d'espace, à environ 4V/500nm équivalent à 8kV/mm.

### 3.1.4. Conclusion

Les résultats obtenus par la MOT sur les MIM montrent l'applicabilité de cette technique sur des faibles épaisseurs isolantes de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. De plus, l'étude sur deux types d'isolant permet d'affirmer, qu'après fabrication et en l'absence de contrainte électrique appliquée, le SiO<sub>2</sub> PECVD possède plus de charges d'espace que le Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.

Pour estimer la quantité de charges dans la structure MIM Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD, nous pouvons écrire l'expression de la charge dans l'isolant :

$$Q = CV = CE d \quad [3-1]$$

En considérant la valeur de la capacité  $C$  mesurée, l'épaisseur de l'isolant ( $d=500$  nm) et la valeur estimée du champ électrique interne, une estimation de la quantité de charge  $Q$  dans la structure MIM Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> PECVD est donnée dans le Tableau 3-3.

MIM	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> PECVD
$C$	2,1 nF
$E$	8 kV/mm
$Q$ [3-1]	$8.10^{-9}$ C

Tableau 3-3 : Estimation de la quantité de charge dans la structure MIM Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.

## 3.2. Etude sur les structures MOS

### 3.2.1. Validations de l'applicabilité de la MOT sur structures MOS

Deux modèles de structure MOS ont été conçus pour cette étude afin de valider l'utilisation de la MOT sur ce type de structure : une première série de structures MOS dont l'épaisseur d'oxyde est de 120 nm (Cf. 2.1.2.2.1 page 86) et une seconde série de structures MOS dont l'épaisseur d'oxyde est de 50 nm et dont les connexions se font en face-avant (Cf. 2.1.2.2.2 page 87).

### 3.2.1.1. MOS première série

Comme vu précédemment, les échantillons MOS première série sont installés sur un radiateur produisant l'échelon thermique. Une pointe de contact vient prendre contact avec la grille de la structure MOS et un contact est pris sur le radiateur assurant le contact avec la face-arrière (substrat) de la structure.

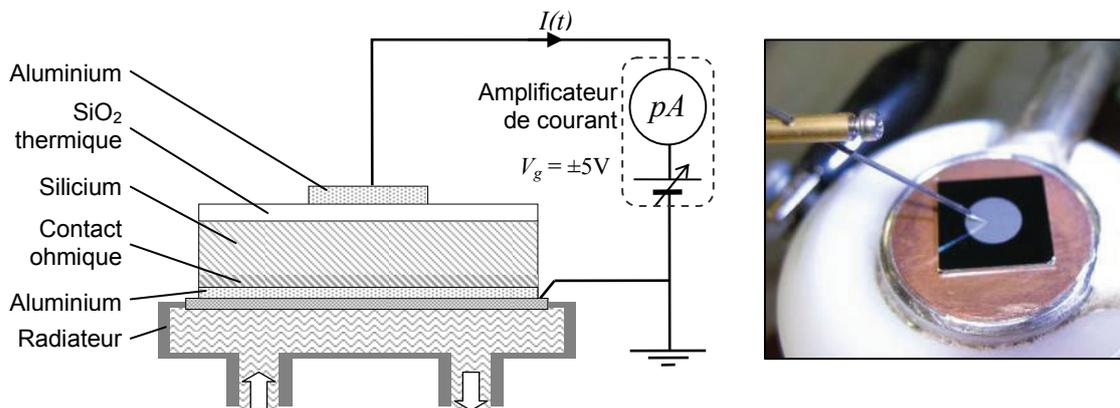


Figure 3-7 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur un MOS première série.

Les mesures obtenues avec la MOT sur ce type de structure MOS sont présentées pour plusieurs valeurs de la tension de grille  $V_g$  et pour les deux types de substrats (type N et type P) sur la Figure 3-8 page 106. La mesure la capacité de la structure à 100kHz est également présentée dans la Figure 3-9 en fonction de la tension de grille pour les deux types de structures.

Les courants obtenus permettent d'identifier les trois régimes de fonctionnement des structures. Ainsi, le régime d'accumulation (qui correspond, dans le cas des capacités MOS idéales, à une tension de grille positive pour un substrat N et négative pour un substrat P), est clairement défini par une légère diminution de l'amplitude des courants d'onde thermique mesurés lorsque le module de la tension de grille augmente (Figure 3-8-a et Figure 3-8-d). Nous remarquons également que les courants sont opposés pour les structures MOS à substrat de type N et pour les structures MOS à substrat de type P. Ceci est parfaitement corrélé avec les signes opposés des charges au niveau de la surface du silicium dans les deux types de structures. La charge  $Q_{sc}$  à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> est négative pour un substrat de type N et elle est positive pour un substrat de type P en accumulation (Cf. 1.2.2.2.4.e page 47).

Le même raisonnement peut être fait pour le régime de forte inversion (Figure 3-8-c et Figure 3-8-f). Dans ce cas, le signe des charges dans les structures, donc le signe des courants

MOT, est inversé. En régime de forte inversion, la charge est négative pour le substrat de type N et positive pour le substrat de type P à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> (Cf. 1.2.2.2.4.e page 47).

L'amplitude des courants obtenus permet de donner une approximation de la quantité de charges dans les structures MOS. Si on compare les amplitudes des courants obtenus sur les structures MIM avec ceux obtenus sur les MOS en accumulation, à capacité équivalente, les charges mesurées dans les deux structures sont du même ordre de grandeur. En effet, l'amplitude du courant sur les MOS en accumulation est de 45 pA alors que pour les MIM SiO<sub>2</sub> PECVD l'amplitude est de 15 pA pour une capacité 3 fois plus faible.

Comme ces échantillons ne sont pas des structures MOS idéales, l'isolant SiO<sub>2</sub> n'est pas parfait, et les travaux de sortie de la grille en aluminium et du silicium sont différents. Ceci se caractérise par un décalage du régime de bandes plates vers une valeur de la tension de grille différente de  $V_g=0$ . En d'autres termes, la tension qui délimite le régime d'accumulation du régime de déplétion est différente de  $V_g=0$ , ce que les courants MOT mettent en évidence (Figure 3-8-b et Figure 3-8-e).

Les courants correspondant au régime de déplétion, se caractérisent par une variation très rapide de l'amplitude des courants d'onde thermique, alors que la tension de grille  $V_g$  varie très peu (environ 2 V) ; cette variation est vraisemblablement liée à la variation très rapide de la largeur de la zone de charge d'espace dans le silicium  $W$  (Cf. 1.2.2.2.4.c page 43).

L'épaisseur  $W$  de la zone de charge d'espace (ZCE) dans le silicium induit un effondrement de la capacité totale de la structure observé lors de la mesure de la capacité de la structure en fonction de la tension de grille dans la Figure 3-9. L'épaisseur de la ZCE atteint un maximum pour  $W=W_{max}$  [1-26] et pour  $V_g=V_{TH}$  [1-30]. A partir de ce seuil, les porteurs minoritaires apparaissent à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, provoquant une remontée brutale de la capacité jusqu'à sa valeur d'accumulation  $C_{ox}$ .

La mesure de la capacité de la structure par la méthode C(V) dans la Figure 3-9, étant réalisée à haute fréquence nous n'observons pas la contribution des porteurs minoritaires. Cette remontée de la capacité de la structure s'observe avec la MOT car les courants atteignent, en inversion, une amplitude quasi équivalente (mais de signe opposée) à l'amplitude des courants en accumulation.

Nous verrons dans la suite du travail que la valeur de la tension de grille pour laquelle est observé un maximum du courant d'onde thermique entre le régime d'accumulation et le



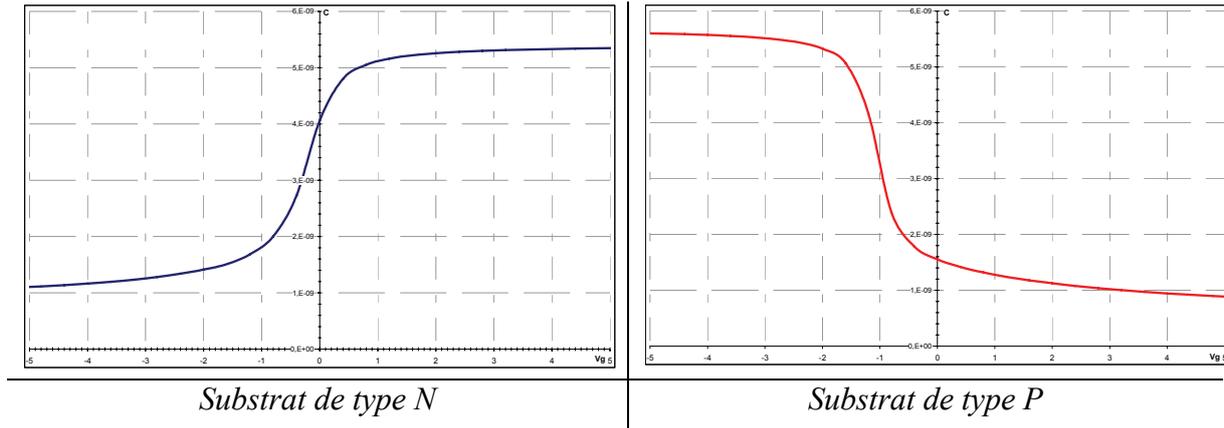


Figure 3-9 - Mesure de la capacité de la structure en fonction de la tension de grille à 100 kHz sur MOS première série.

### 3.2.1.2. Etude de l'échelon thermique dans la structure MOS

Dans les structures MOS, les électrodes de mesure sont la grille de contact sur la face-avant et le substrat de silicium dopé. Afin de vérifier que le courant mesuré n'est pas produit par une génération de porteurs dans le substrat de silicium lors de l'application de l'échelon thermique (Cf. 1.2.1.1.3.b page 29), le protocole de mesure suivant a été élaboré.

Entre la structure MOS et la surface du radiateur, nous avons intercalé un cylindre en aluminium de 3 mm d'épaisseur et de 5 mm de diamètre (Figure 3-10-a). Ce « plot » en aluminium offre la possibilité de retourner l'échantillon afin d'appliquer l'échelon thermique sur la grille de la structure MOS (sur la face-avant) (Figure 3-10-b).

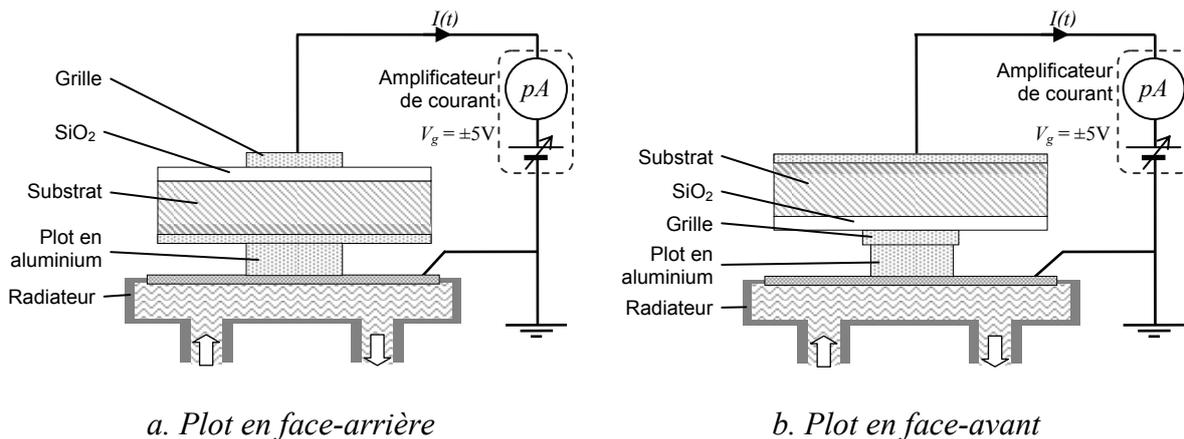


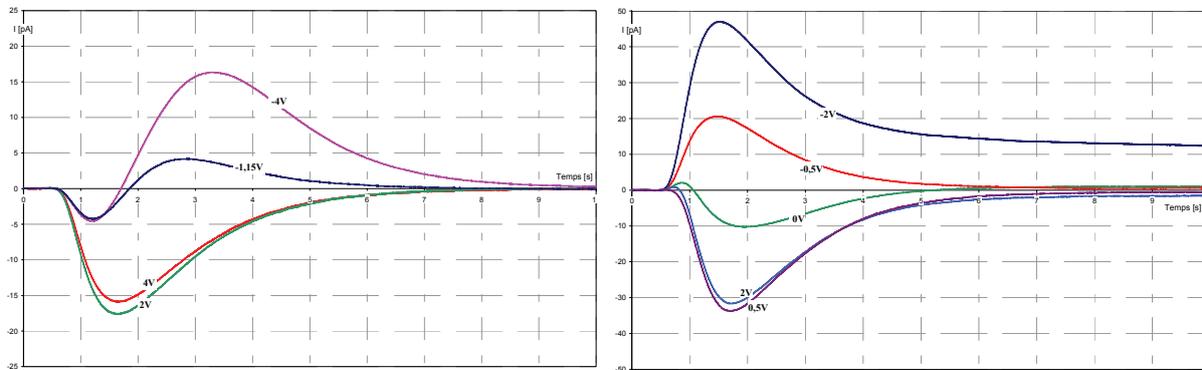
Figure 3-10 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur un MOS première série avec un plot en aluminium.

Les courants d'onde thermique obtenus avec le plot en aluminium en face-arrière ont une amplitude plus faible et sont plus étalés dans le temps que les courants d'onde thermique sans plots (pour les MOS à substrat de type N, les Figure 3-8-e et la Figure 3-11-a, ou pour les

MOS à substrat de type P, les Figure 3-8-e et Figure 3-11-c). Cet effet vient du fait que l'écran thermique créé par le plot en aluminium induit un amortissement de l'échelon thermique par l'augmentation de l'épaisseur équivalente  $x_e$  (Cf. 1.3.2.2.3 page 73).

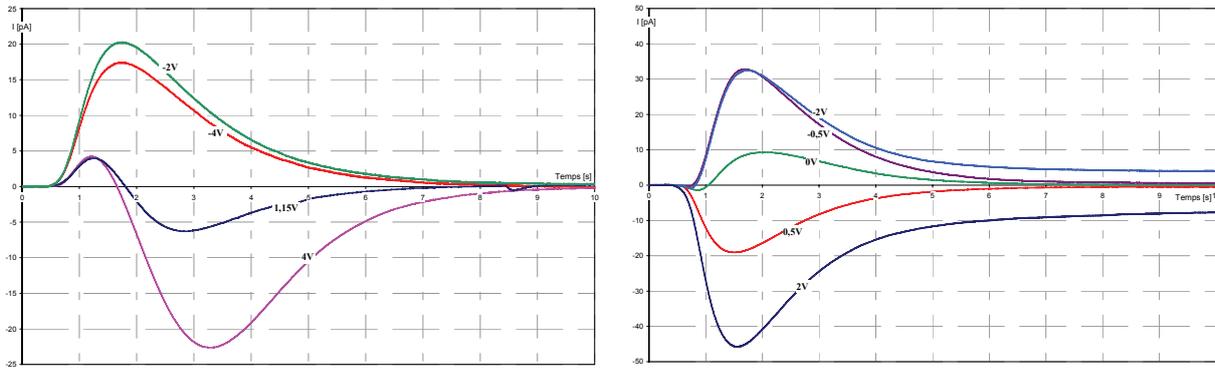
Nous avons vu que dans le cas où l'épaisseur de l'isolant électrique est très petite devant l'épaisseur équivalente  $d \ll x_e$ , la variation de la température dans l'épaisseur concernée se fait donc uniquement en fonction du temps (Cf. 1.3.2.2.3 équation [1-61] page 76).

Les résultats présentés dans la Figure 3-11 confortent cette hypothèse car les courants d'onde thermique mesurés sur les faces avant et arrière sont symétriques (Figure 3-11 a et b pour un MOS à substrat de type N et Figure 3-11 c et d pour un MOS à substrat de type P), ce qui implique également une symétrie de la répartition de charges dans la structure.



a. Plot face-arrière sur substrat de type N

c. Plot face-arrière sur substrat de type P



b. Plot face-avant sur substrat de type N

d. Plot face-avant sur substrat de type P

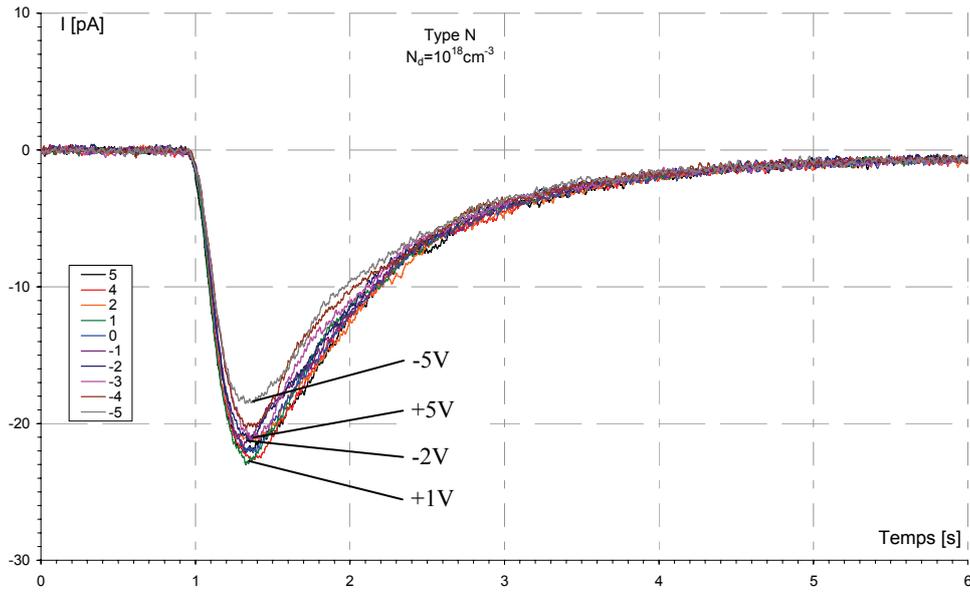
Figure 3-11 - Courants d'onde thermique obtenus sur des MOS première série avec un plot en aluminium.

La charge dans la structure étant essentiellement située à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> et dans l'oxyde, cette symétrie est à relier à une répartition de charges négligeable par rapport aux épaisseurs traversées par l'onde thermique avant d'atteindre la zone chargée de la structure MOS.

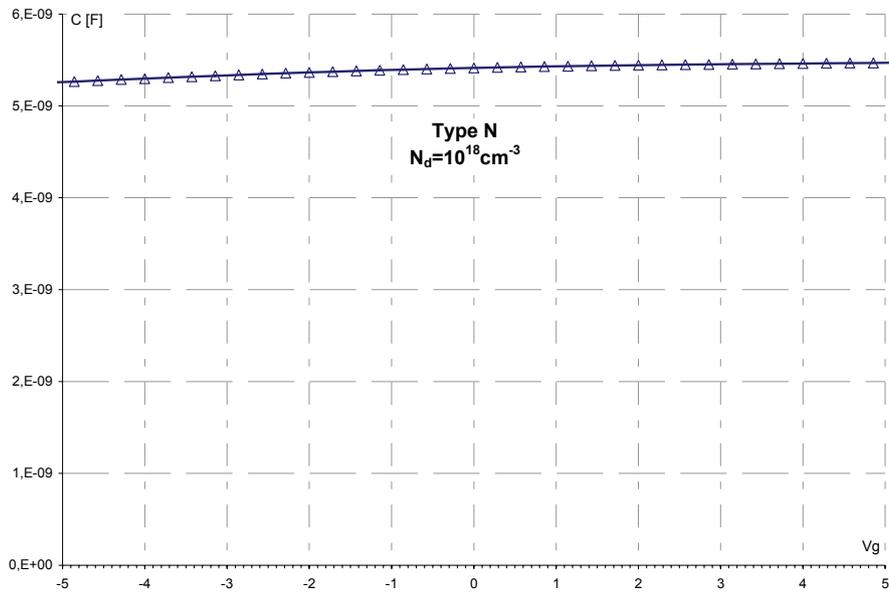
### 3.2.1.3. Etude de structures MOS avec substrat de type N de dopages différents

Des mesures tests ont été effectuées sur des MOS première série de type N avec des dopages différents du silicium. Ces MOS présentent les mêmes caractéristiques dimensionnelles que les MOS première série. Le dopage modifie les propriétés électriques de la structure : un dopage plus fort induit une tension de seuil  $V_{TH}$  plus grande alors qu'un dopage plus faible induit une tension de seuil plus faible (Tableau 2-2 page 87).

Sur les MOS dont le substrat est dopé à  $10^{18}\text{cm}^{-3}$  nous obtenons des courants d'onde thermique toujours négatifs pour  $V_g$  comprise entre +5 V et - 5V (Figure 3-12-a). Ces courants sont du même signe que ceux observés en régime en d'accumulation pour des structures MOS à substrat de type N dopé à  $10^{15}\text{cm}^{-3}$  (Figure 3-8-a).



a. Courants d'onde thermique

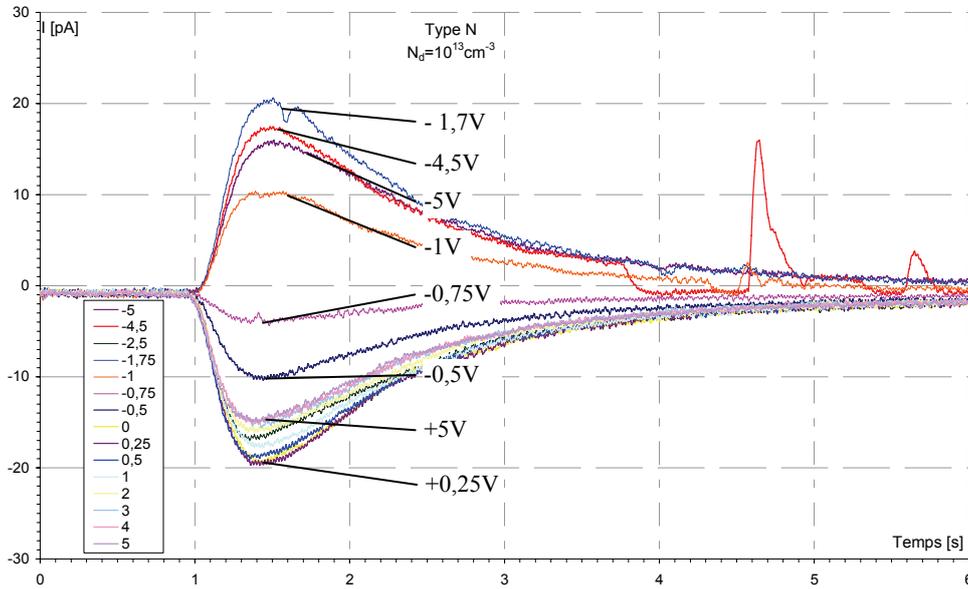


b. C(V)

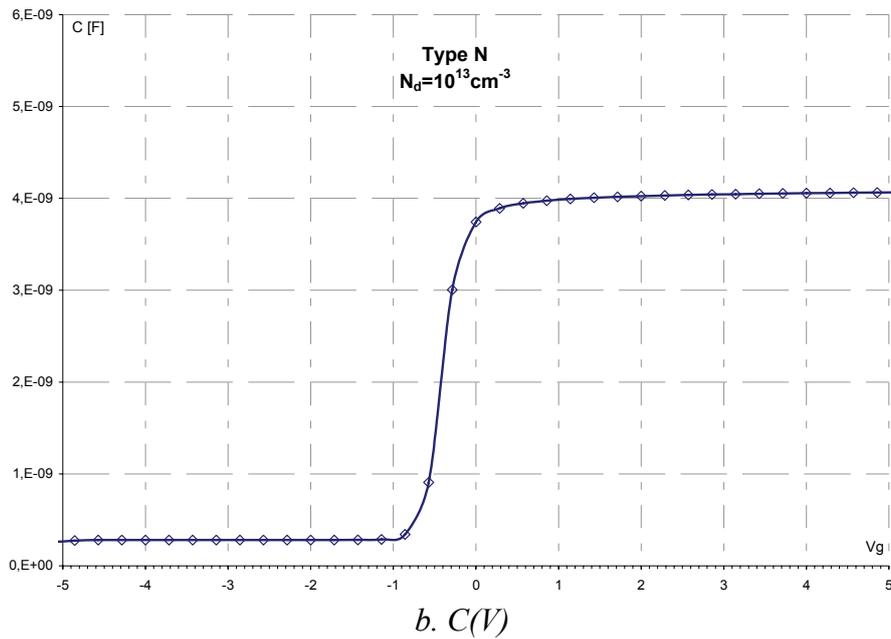
Figure 3-12 - Courants d'onde thermique et mesure de la capacité en fonction de  $V_g$  obtenus sur des MOS première série à substrat de type N dopé à  $N_d=10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Le fait que la structure soit en accumulation pour  $V_g$  compris entre +5 V et -5 V est vérifié par la mesure C(V) (Figure 3-12-b), qui montre que la capacité de la structure est quasiment constante pour  $V_g$  compris entre +5 V et -5 V, et qu'elle correspond à la capacité de l'oxyde. Le dopage est tellement élevé que même pour  $V_g=-5\text{V}$ , il n'est pas observé de régime de déplétion à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>.

En revanche, pour les MOS dont le substrat est dopé à  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , les courants d'onde thermique s'inversent en fonction de la tension de grille  $V_g$  (Figure 3-13-a), comme pour les MOS dopés à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .



a. Courants d'onde thermique



b.  $C(V)$

Figure 3-13 - Courants d'onde thermique et mesure de la capacité en fonction de  $V_g$  obtenus sur des MOS première série à substrat de type N dopé à  $N_d=10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

La valeur de la tension de grille correspondant à une amplitude minimum du courant MOT pour les MOS  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  est différente de celle obtenue sur les MOS dopés à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (Tableau 3-4).

Dopage du substrat	$10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$10^{15} \text{ cm}^{-3}$
$V_g$ pour $I_{MOT} \approx 0$	-0.75 V	-1,12V

Tableau 3-4 : Valeur de la tension de grille qui annule le courant d'onde thermique, dans les structures MOS première série à substrat de type N.

La mesure C(V) de la Figure 3-13-b confirme parfaitement que trois régimes apparaissent (accumulation, déplétion et inversion) pour  $V_g$  compris entre -5 V et +5V.

Ces mesures confirment également que l'inversion des courants obtenus par la MOT sur les structures MOS dopées  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  est causée par une évolution de la charge à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> en fonction du potentiel  $V_g$  appliqué sur la grille.

### 3.2.2. Caractérisation de structures MOS

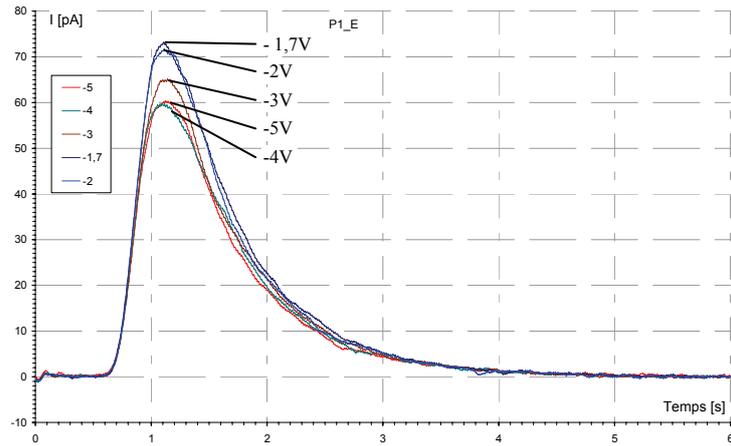
Nous avons montré que la MOT pouvait s'appliquer aux structures MOS : nous allons maintenant analyser plus en détail les courants d'onde thermique obtenus sur des structures MOS dont le dopage est de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , afin de déterminer les paramètres électriques de ces structures.

#### 3.2.2.1. MOS première série

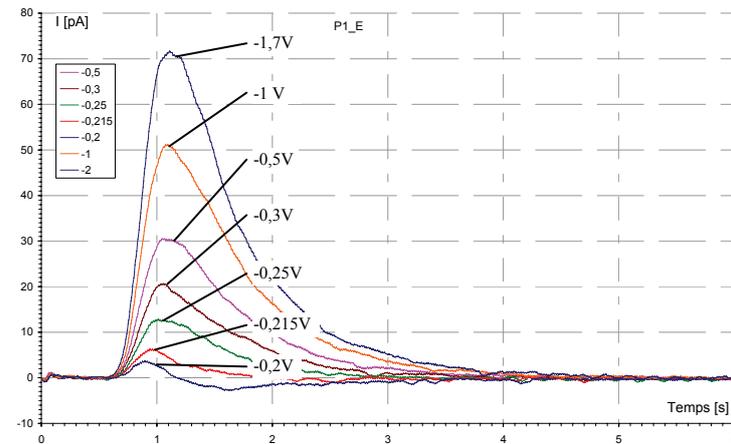
##### 3.2.2.1.1. Etude de structures MOS avec un substrat de type P

Les courants obtenus avec la MOT, suivant la configuration décrite dans la Figure 3-7, sur une structure MOS à substrat de type P, sont présentés pour plusieurs valeurs de la tension de grille  $V_g$  dans la Figure 3-14.

$$-5 V < V_g < -1,7 V$$



$$-1,7 V < V_g < -0,2 V$$



$$-0,2 V < V_g < +5 V$$

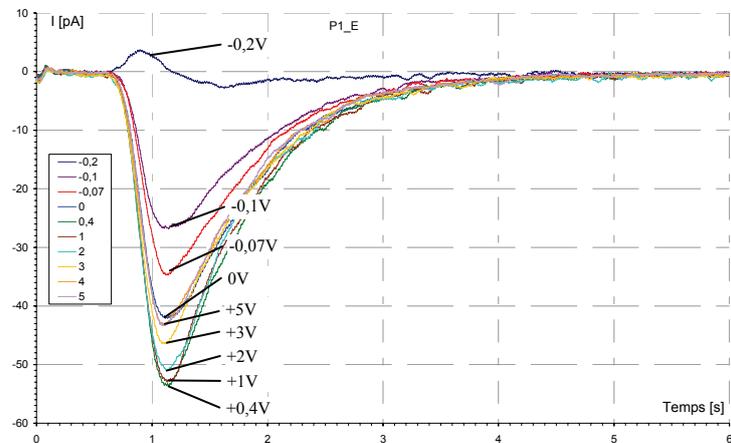


Figure 3-14 - Courants d'onde thermique obtenus avec la MOT sur MOS première série à substrat de type P.

Pour des valeurs de  $V_g$  comprises entre  $-5 V$  et  $-1,7 V$ , les courants sont de signes positifs et leurs amplitudes augmentent lorsque  $V_g$  diminue. Pour  $V_g = -5 V$ , l'amplitude du courant d'onde thermique est de  $60 pA$  alors que pour  $V_g = -1,7 V$  l'amplitude du courant d'onde thermique se situe à  $+73 pA$ .

Pour des valeurs de  $V_g$  comprise entre -1,7 V et -0,2 V, les courants sont toujours positifs et leurs amplitudes diminuent rapidement, jusqu'à un minimum d'amplitude, pour s'inverser à  $V_g=-0,2V$ .

Contrairement aux précédents régimes, pour  $V_g$  supérieur à -0,2 V, les courants sont toujours négatifs. La valeur du courant MOT passe par un maximum pour  $V_g=+0,4 V$ , pour diminuer dès que  $V_g>0,4 V$ .

Les mesures C(V) effectuées sur ce type de structure permettent d'identifier rapidement les trois régimes de fonctionnement (Cf. 1.2.2.2.4 page 39). La Figure 3-15 représente la mesure C(V) à 1kHz et à 20 Hz d'une structure MOS substrat de type P dont l'épaisseur d'oxyde est de 120 nm (mesurée avec un ellipsomètre). Avec le calcul de la capacité de bandes plates  $C_{FB}$  [1-22] (Cf. 1.2.2.2.4.b page 42 et Tableau 2-2 page 87), on peut estimer la tension de bandes plates  $V_{FB}$  de la structure sur la courbe C(V). La C(V) basse-fréquence nous fournit également un ordre de grandeur de la tension de seuil  $V_{TH}$  de la structure qui coïncide avec la remontée de la capacité en basse fréquence.

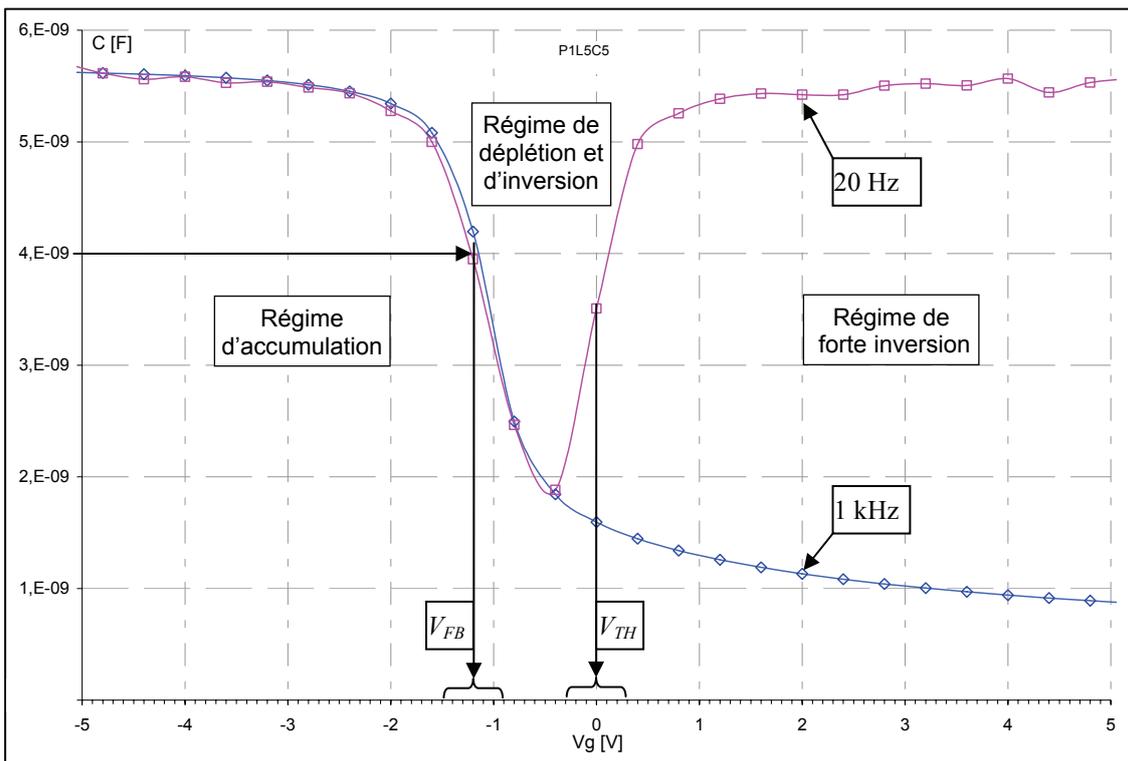


Figure 3-15 - Mesure de la capacité en fonction de la tension de grille sur un MOS à substrat de type P.

Pour corréler les mesures obtenues avec la MOT et les mesures C(V), nous présentons la variation de l'amplitude des courants d'onde thermique  $I_{Max}$  en fonction de la tension de grille  $V_g$  (Figure 3-16).

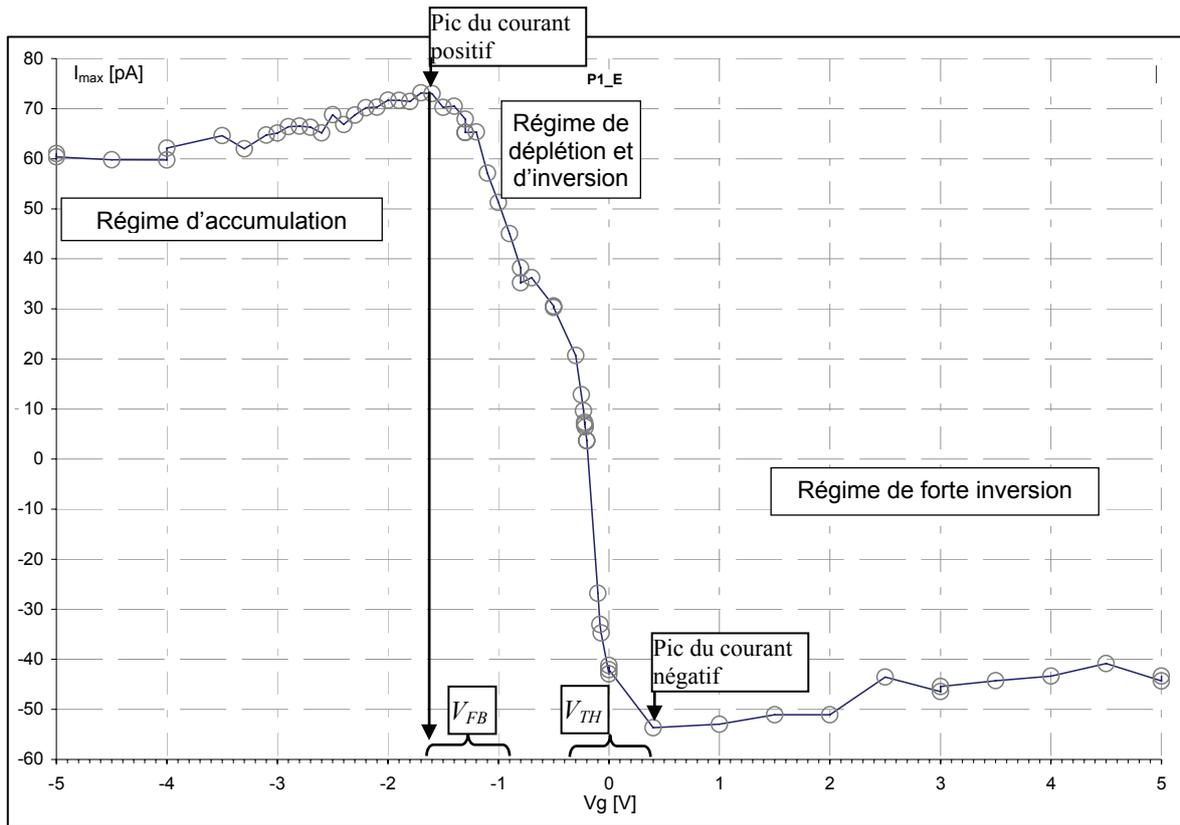


Figure 3-16 - Amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  en fonction de la polarisation de grille  $V_g$  sur MOS première série à substrat de type P.

Avec la courbe de  $I_{Max}$  (amplitude du courant d'onde thermique) en fonction de  $V_g$ , apparaît les trois régimes de fonctionnement déjà repérés avec la  $C(V)$ . En effet, nous observons autour de la tension de bandes plates, un maximum du courant d'onde thermique et, autour de la tension de seuil, un minimum du courant d'onde thermique. Ces seuils semblent correspondre aux tensions caractéristiques de la structure MOS, repérées avec les mesures  $C(V)$  (Tableau 3-5).

	Valeurs théoriques (sans charges dans l'oxyde)	Valeurs déterminées avec la $C(V)$	Seuils déterminées avec la MOT
$V_{FB}$	-0,59 V	-1,2 V [ $C_{FB}=4$ nF]	$\approx -1,7$ V
$V_{TH}$	+1,12 V	entre -0,5 V et +0,5 V	$\approx 0,5$ V

Tableau 3-5 : Estimation des tensions caractéristiques de la structure MOS à substrat de type P avec la  $C(V)$  et la MOT.

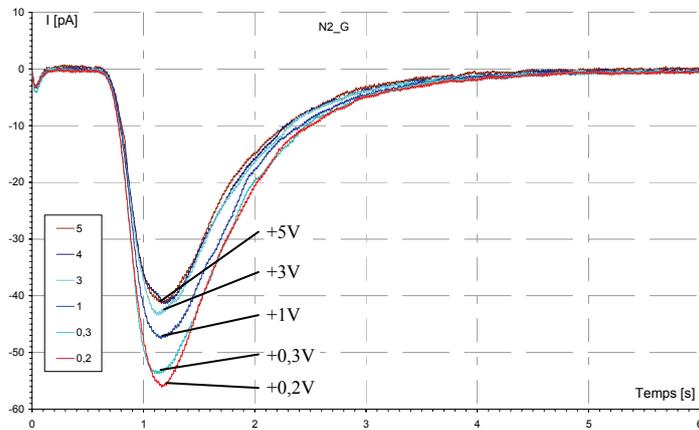
Avant de modéliser les phénomènes permettant d'expliquer ces similitudes, étudions d'abord la même structure, mais avec un substrat de type N.

3.2.2.1.2. Etude de structures MOS avec un substrat de type N

Les courants obtenus avec la MOT suivant la configuration décrite dans la Figure 3-7, sur une structure MOS à substrat de type N, sont présentés pour plusieurs valeurs de la tension de grille  $V_g$  dans la Figure 3-17.

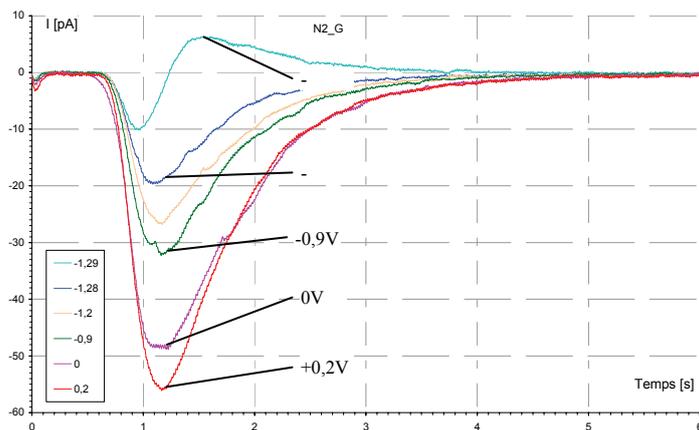
*Régime d'accumulation*

$$5 V > V_g > 0,2 V$$



*Régime de déplétion*

$$0,2 V > V_g > -1,29 V$$



*Régime d'inversion*

$$-1,29 V > V_g > -5 V$$

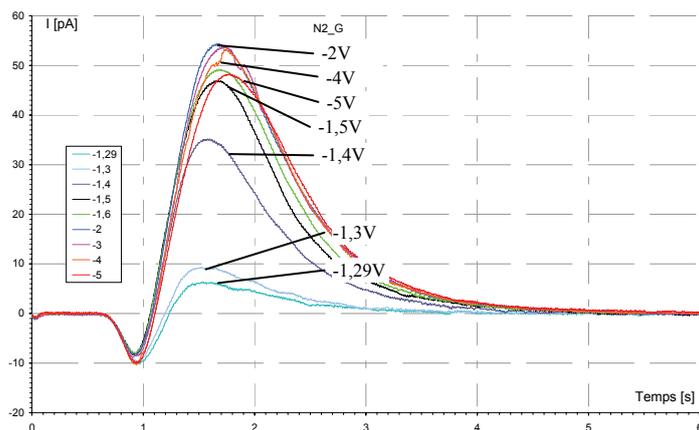


Figure 3-17 - Courants d'onde thermique obtenus avec la MOT sur MOS première série à substrat de type N.

Pour des valeurs de  $V_g$  comprises entre +5 V et +0,2 V, les courants MOT relevés sont négatifs et leurs amplitudes augmentent, quand  $V_g$  diminue. Pour  $V_g=5$  V, le minimum du courant d'onde thermique est de -42 pA, alors que pour  $V_g=0,2$  V, il vaut -56 pA.

Pour des valeurs de  $V_g$  comprises entre +0,2 V et -1,29 V, les courants sont toujours négatifs et leurs amplitudes diminuent rapidement quand  $V_g$  diminue. En effet, pour  $V_g=0,2$  V l'amplitude du courant d'onde thermique est de -56 pA, alors que pour  $V_g<0,2$  V le courant d'onde thermique diminue fortement jusqu'à s'inverser pour une tension comprise entre -1,28 V et -1,29 V.

Contrairement aux régimes précédents, pour des valeurs de  $V_g$  inférieures à -1,29 V, les courants sont toujours positifs et leurs amplitudes passent par un maximum pour  $V_g=-2$ V, pour diminuer ensuite pour  $V_g<-2$  V.

L'étude de la C(V) permet d'identifier les trois régimes de fonctionnement de la structure MOS (Cf. 1.2.2.2.4 page 39). La Figure 3-18 représente la mesure C(V) à 100 kHz d'une structure MOS premier type à substrat de type N. Il n'a pas été possible de réaliser une mesure basse fréquence sur ce type de structure.

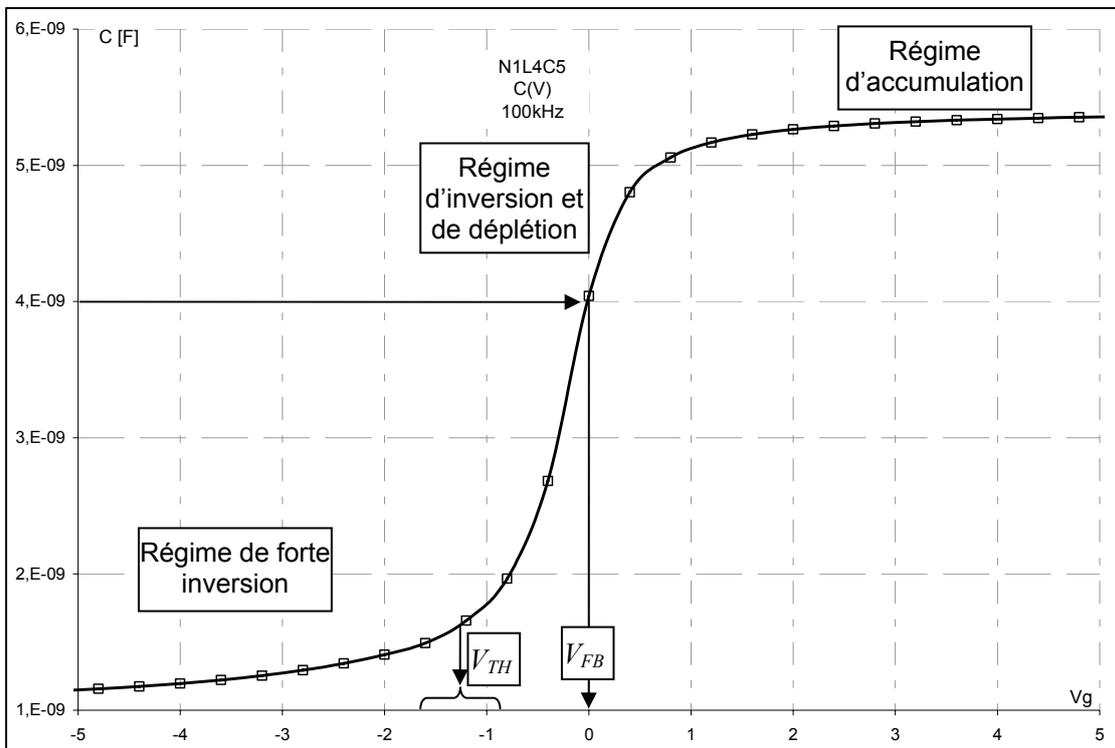


Figure 3-18 - Mesure de la capacité en fonction de la tension de grille sur un MOS première série à substrat de type N.

Ces mesures permettent de donner une estimation de la tension de bandes plates  $V_{FB}$  et de la tension de seuil  $V_{TH}$  (Tableau 3-6).

Comme pour la structure de type P, traçons l'amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  en fonction de  $V_g$  (Figure 3-19).

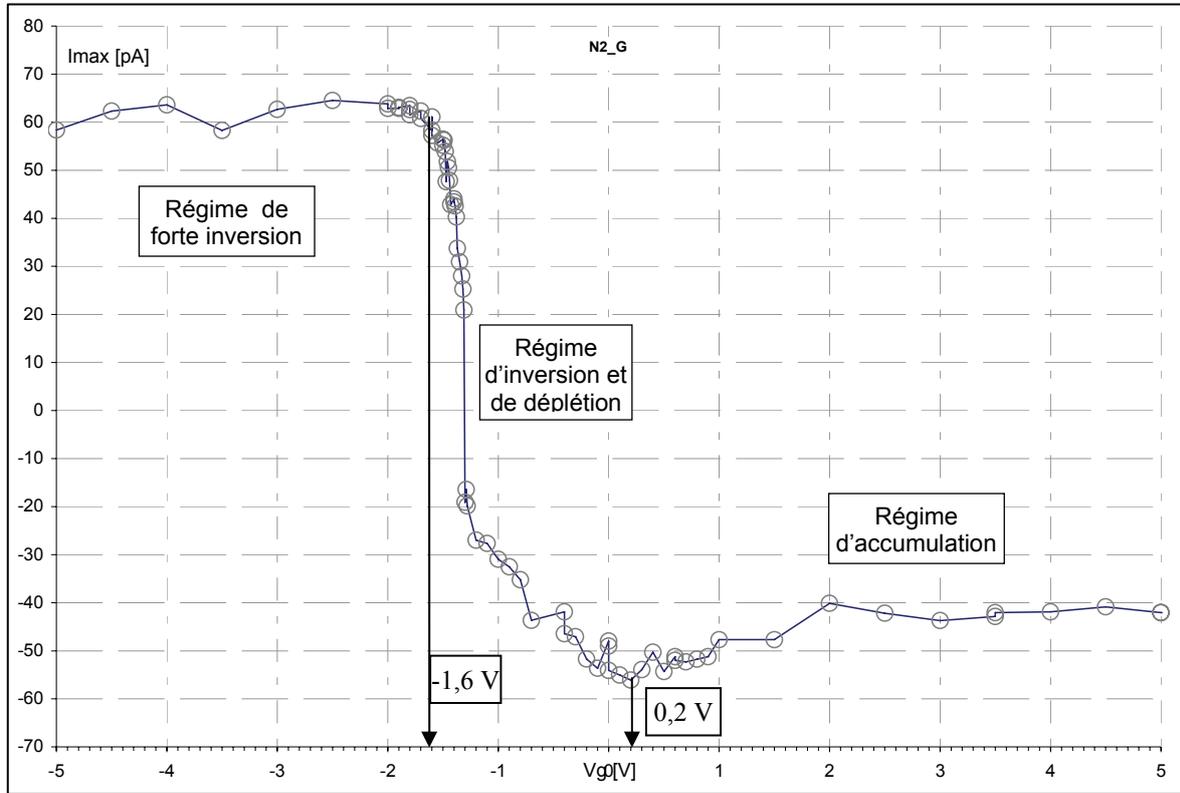


Figure 3-19 - Amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  en fonction de la tension de grille  $V_g$  sur MOS première série à substrat de type N.

Il apparaît que les seuils établis avec la MOT semblent correspondre aux tensions caractéristiques de la structure MOS repérées avec les mesures C(V) (Tableau 3-6).

	Valeurs théoriques (sans charges dans l'oxyde)	Valeurs déterminées avec la C(V)	Seuils déterminées avec la MOT
$V_{FB}$	+0,03 V	0 V	+ 0,2 V
$V_{TH}$	-1,12 V	entre -0,8 V et -1,7 V	-1,6 V

Tableau 3-6 : Estimation des tensions caractéristiques de la structure MOS première série à substrat de type N avec la C(V) et la MOT.

### 3.2.2.2. MOS seconde série

#### 3.2.2.2.1. Etude de la structure MOS à substrat de type N

Nous avons vu que la méthode  $C(V)$  ne permet pas de déterminer avec précision la tension de seuil  $V_{TH}$  de la structure. Afin de mesurer avec une plus grande précision la tension de seuil de la structure MOS, nous avons conçu sur le même substrat, un transistor MOS avec le même oxyde de grille (Cf. 2.1.2.2.2 page 87). Ce transistor nous permet de tracer la caractéristique  $I(V)$ , qui nous fournit la tension de seuil avec une grande précision (Cf. 1.3.1.2 page 69). Les deux structures ayant le même oxyde de grille, leurs tensions de seuils sont alors identiques.

La Figure 3-7 présente le montage expérimental utilisé pour mesurer le courant d'onde thermique dans la structure MOS seconde série.

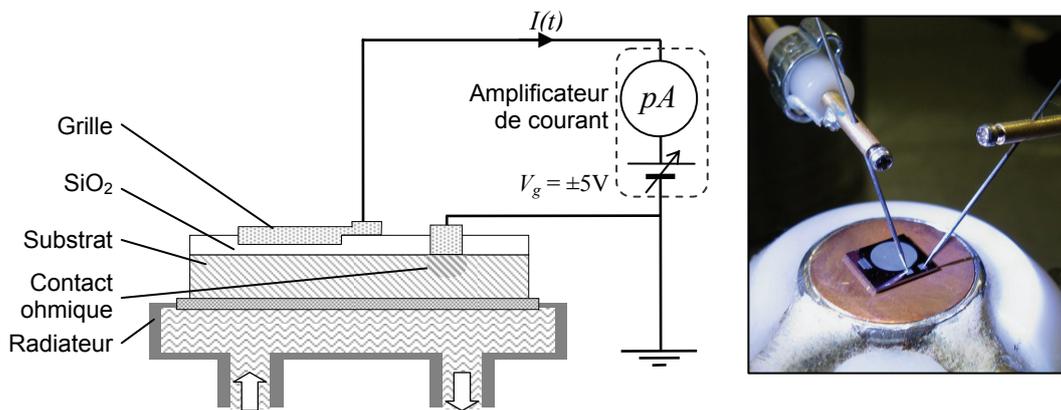


Figure 3-20 - Configuration de la mesure du courant d'onde thermique sur un MOS seconde série.

Rappelons ici que les différences essentielles entre le MOS première série à substrat de type N dopé à  $10^{15} \text{cm}^{-3}$  et les MOS seconde série, sont uniquement l'épaisseur de l'oxyde et le contact du substrat de silicium ( $d=50 \text{ nm}$  et contact en face-avant pour les MOS seconde série).

Les mesures de courants d'onde thermique obtenues sur une structure MOS seconde série (type N), pour plusieurs valeurs de  $V_g$ , sont présentées dans la Figure 3-21. Nous retrouvons les mêmes types de courants obtenus sur les MOS première série de type N de la Figure 3-8 a, b et c avec le même phénomène d'inversion du courant d'onde thermique entre  $+5 \text{ V}$  et  $-5 \text{ V}$ . L'amplitude des courants est cependant beaucoup plus importante : jusqu'à  $120 \text{ pA}$  en régime d'accumulation et  $90 \text{ pA}$  en régime d'inversion. Cela provient du fait que la capacité de la

structure de la seconde série ( $d=50$  nm) est 2,4 fois plus importante que la capacité de la structure de la première série ( $d=120$  nm).

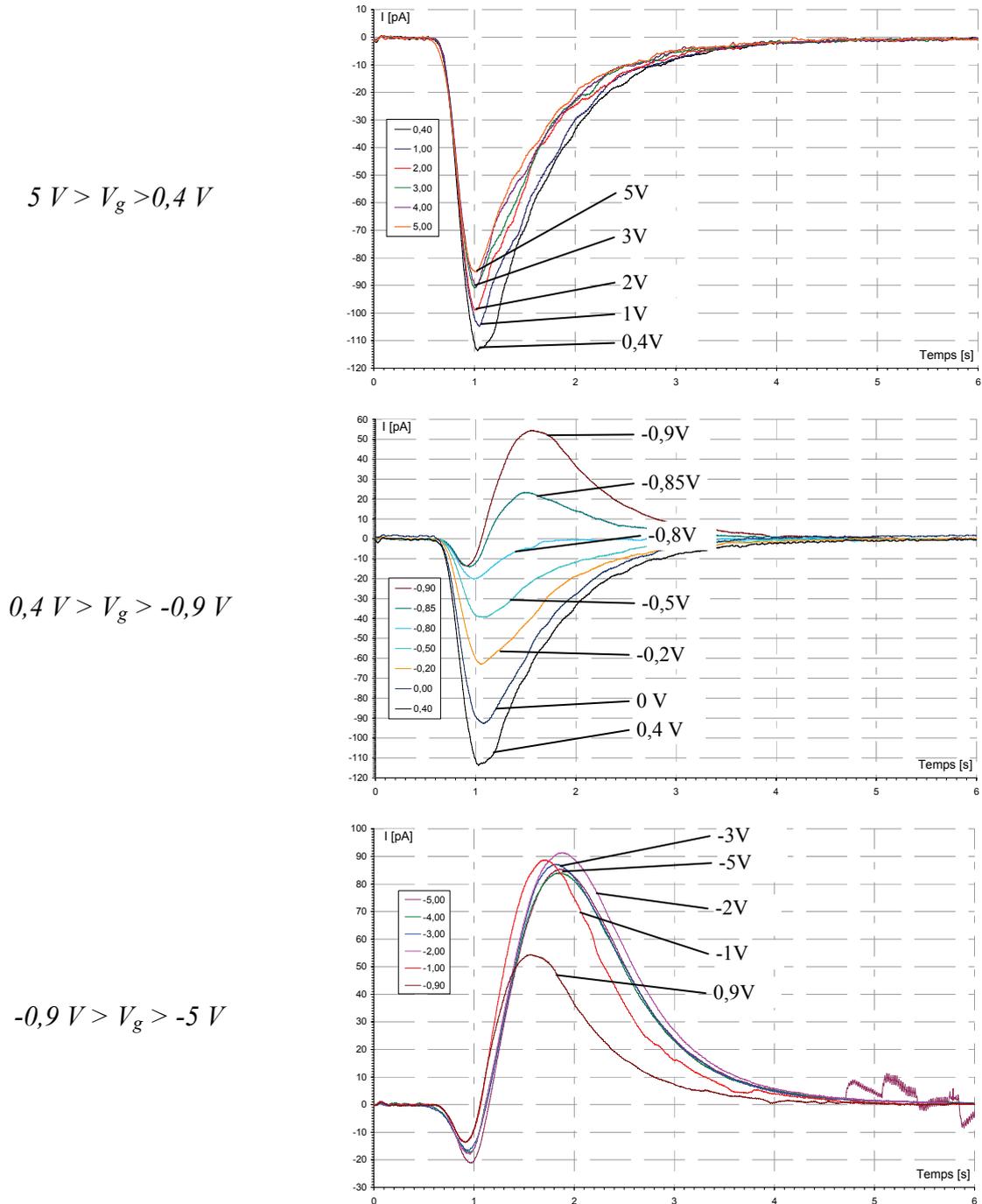


Figure 3-21 - Courants d'onde thermique obtenus avec la MOT sur MOS seconde série à substrat de type N.

Un tel résultat permet de confirmer que l'onde thermique, en traversant les 525  $\mu\text{m}$  de silicium, ne perturbe pas le courant d'onde thermique mesuré. Aussi, il est remarquable de constater que il n'y a pas de différence entre une mesure effectuée en face-avant et une mesure effectuée entre la face-arrière et la face-avant de la structure MOS.

Comme pour la structure MOS de la première série, les trois régimes de fonctionnement de la structure apparaissent avec la MOT.

En accumulation : Pour des valeurs de  $V_g > +0,4$  V, les amplitudes des courants augmentent quand  $V_g$  diminue. Pour  $V_g = +5$  V, le minimum du courant d'onde thermique se situe à -84 pA alors que pour  $V_g = +0,4$  V le minimum du courant d'onde thermique se situe à -112 pA.

En déplétion et inversion : Pour des valeurs de  $V_g$  comprises entre +0,4 V et -1 V, les courants sont toujours négatifs et leurs amplitudes diminuent rapidement quand  $V_g$  diminue. Pour  $V_g < +0,4$  V l'amplitude du courant d'onde thermique s'effondre et passe de -112 pA pour pratiquement s'annuler pour des tensions de  $V_g$  comprises entre -0,8 V et -0,85 V. Après s'être inversés les courants sont positifs en régime d'inversion (pour  $V_g < -0,85$  V)

En forte inversion : A partir de  $V_g = -1,1$  V, l'amplitude des courants sature à +100 pA, pour légèrement diminuer pour  $V_g < -1,1$  V

La mesure  $C(V)$  fait apparaître les trois régimes de fonctionnement de la structure MOS (Figure 3-22 mesures effectuées à 100kHz). Une synthèse des résultats est présentée en traçant l'amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  en fonction de la tension de grille  $V_g$  sur un même graphique que la  $C(V)$  dans la Figure 3-22.

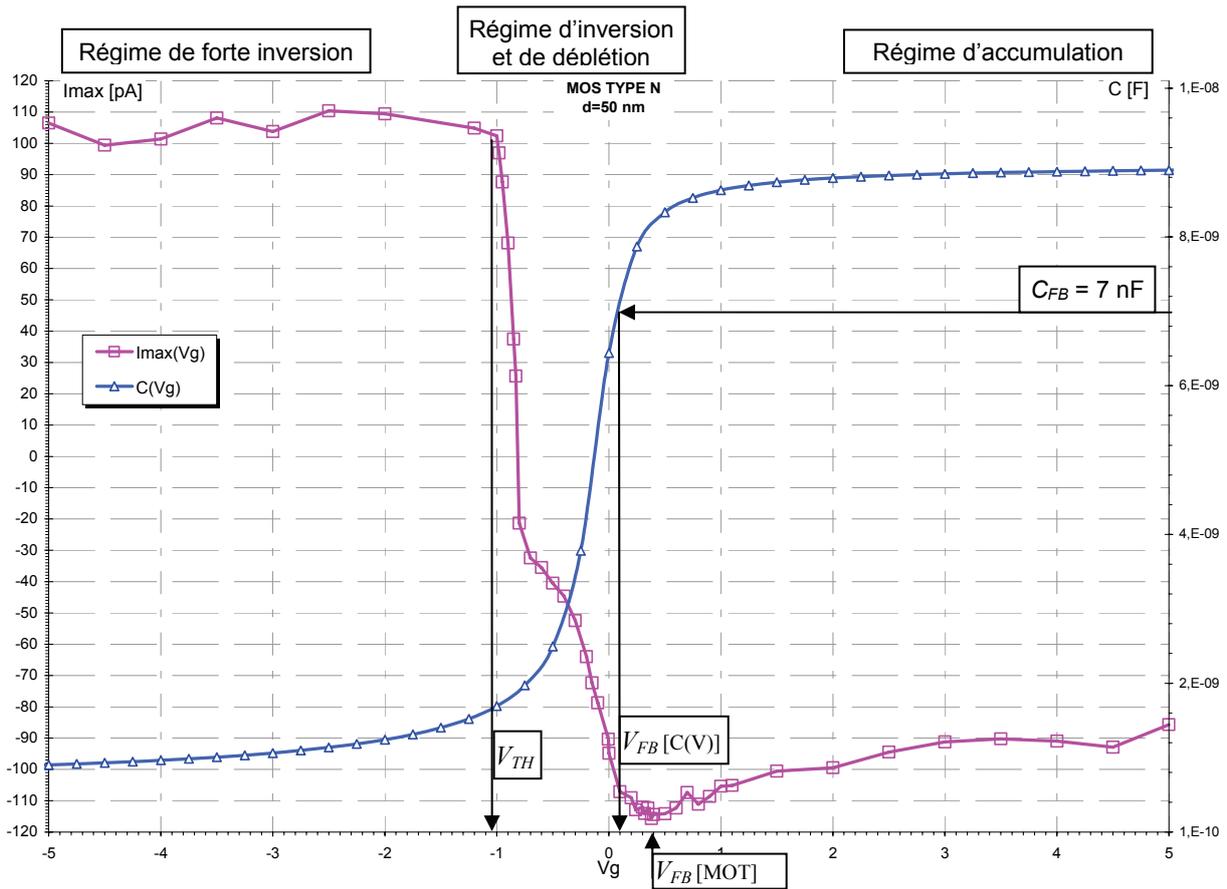


Figure 3-22 - Amplitude des courants d'onde thermique  $I_{Max}$  et capacité de la structure en fonction de la tension de grille  $V_g$  sur MOS seconde série à substrat de type N.

Comme constaté précédemment, ces mesures permettraient d'estimer la tension de bandes plates  $V_{FB}$  et la tension de seuil  $V_{TH}$  qui caractérisent la structure (Tableau 3-7). Une estimation plus précise de  $V_{TH}$  est effectuée sur le transistor MOS grâce à la mesure I(V).

	Valeurs théoriques (sans charges dans l'oxyde)	Valeurs déterminées avec la C(V) et I(V)	Valeurs déterminées avec la MOT
$V_{FB}$	+0,03 V	+0,1 V [C(V)]	+0,4 V
$V_{TH}$	-1,12 V	-1,2 V [I(V)]	-1,1 V

Tableau 3-7 : Tensions caractéristiques de la structure MOS seconde série.

Les seuils repérés avec la MOT entre les différents régimes de fonctionnement de la structure MOS semblent bien correspondre aux tensions qui caractérisent la structure MOS repéré avec les mesures C(V) et I(V) dans le Tableau 3-7.

### 3.2.2.2.2. Corrélacion des résultats avec les MOS première série

Les résultats obtenus sur les deux séries de structures MOS avec la MOT, nous permettent de vérifier la proportionnalité qui lie l'amplitude des courants d'onde thermique avec la capacité de l'échantillon. Cela tend à confirmer que la MOT voit la capacité totale de la structure.

De plus, la configuration de la mesure n'étant pas exactement la même pour les deux série de MOS (Figure 3-7 et Figure 3-20), ces mesures permettent de valider le fait que le substrat de silicium n'intervient pas dans son épaisseur à l'exception de la zone interfaciale. En effet, le fait que l'électrode du substrat soit en face-avant ou en face-arrière ne gêne pas la mesure avec la MOT.

La corrélation des mesures  $C(V)$  avec les mesures effectuées avec la MOT ne serait correcte que si les mesures  $C(V)$  étaient des mesures de capacité effectuées à la même fréquence que celle à laquelle la MOT opère, c'est-à-dire à très basse-fréquence (0,1 Hz). Cependant, la tension de bandes plates  $V_{FB}$  et la tension de seuil  $V_{TH}$ , estimées pour chaque série de structure MOS, semble indiquer que la MOT permet de mesurer, avec une bonne précision, les tensions caractéristiques des structures MOS ( $V_{FB}$  et  $V_{TH}$ ).

### 3.2.3. Caractérisations de structures MOS irradiées

Dans cette partie, des MOS première série à substrat de type N ont été irradiées avec une source cobalt 60 (Co60), à différentes doses (10 krad et 40 krad) et avec plusieurs débits de dose ( $0,2 \text{ rad.s}^{-1}$  et  $10 \text{ rad.s}^{-1}$ ) en collaboration avec l'équipe *Electronique et Rayonnements* de l'IES.

Il est connu que ces irradiations créent des charges positives dans l'oxyde de la structure MOS (Cf. 1.2.3.4.3 page 60) et que le débit de dose influe sur la quantité de charges déposée dans l'oxyde (Cf. 1.2.3.4.4 page 62).

Les échantillons étudiés ont été analysés avec la MOT et la  $C(V)$  avant l'irradiation (échantillons dénommés *PreRad*) et après l'irradiation (échantillons dénommés *PostRad*). Les résultats sont présentés en traçant l'amplitude des courants d'onde thermique  $I_{Max}$  en fonction de la valeur de la tension de grille  $V_g$ . Sur ce même graphique on représente les courbes  $C(V)$  obtenues.

### 3.2.3.1. Résultats obtenus

Une structure MOS première série de type N a subit l'irradiation suivante :

- Dose : 10 krad
- Débit de dose : 10 rad.s<sup>-1</sup>

Dans la Figure 3-23 est représentée une synthèse des mesures effectuées avec cette irradiation avec les méthodes C(V) et MOT.

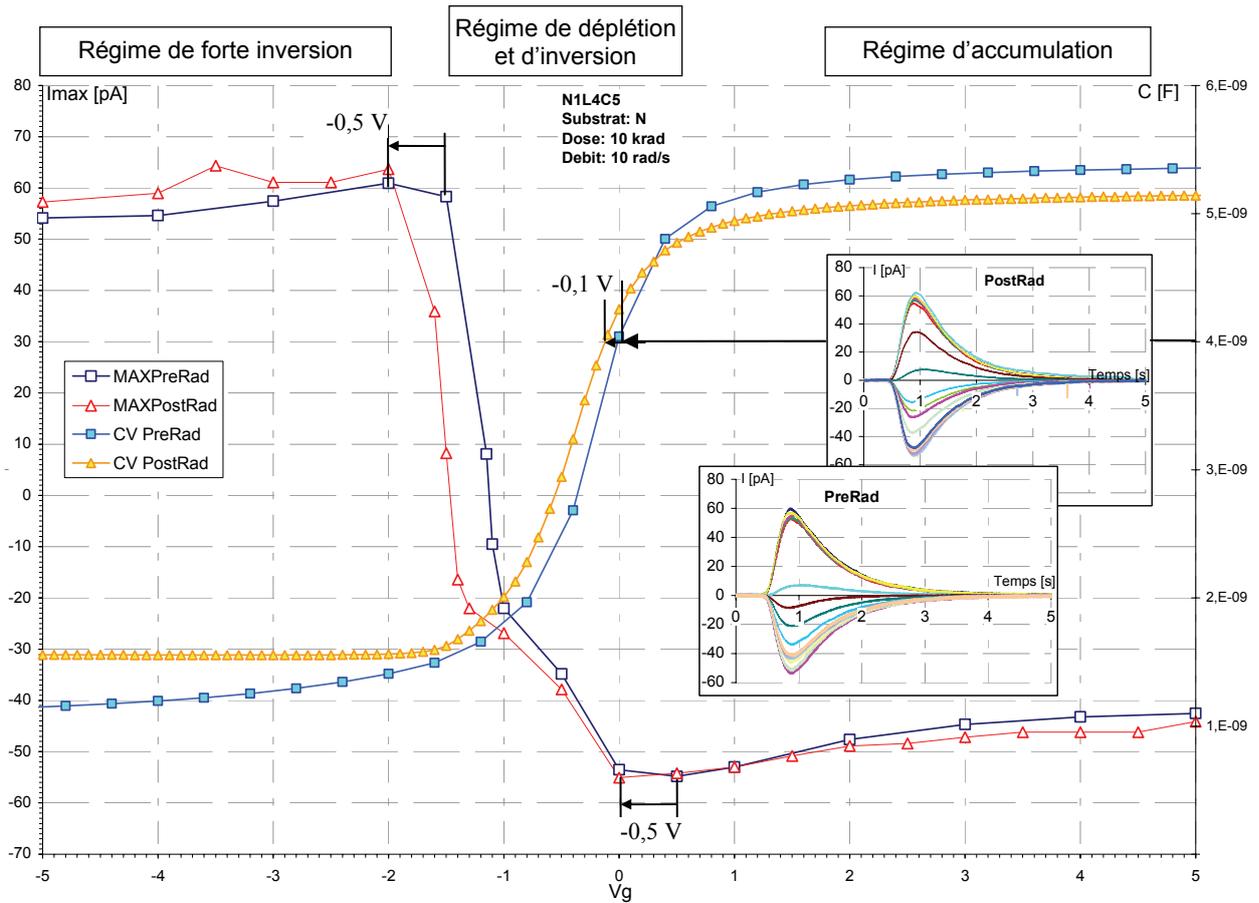


Figure 3-23 - Amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  et  $C(V)$  sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 10 krad et 10 rad.s<sup>-1</sup>.

On observe un décalage de la  $C(V)$  témoignant que l'oxyde semble posséder davantage de charges de signe positif dans l'oxyde ( $Q_{ox}$  augmente). La tension de bandes plates est décalée vers les tensions négatives ( $\Delta V_{FB}^{irr} < 0$  de l'équation [1-45]). Ce décalage s'observe également au niveau des courants d'onde thermique, la valeur de la tension pour laquelle le courant s'annule étant clairement décalée vers des valeurs négatives.

Un autre échantillon du même type a subit l'irradiation avec la même dose mais un débit plus faible :

- Dose : 10 krad
- Débit de dose :  $0,2 \text{ rad.s}^{-1}$

Comme dans la Figure 3-23, la Figure 3-24 représente une synthèse des mesures effectuées avec cette irradiation obtenue avec les méthodes C(V) et MOT.

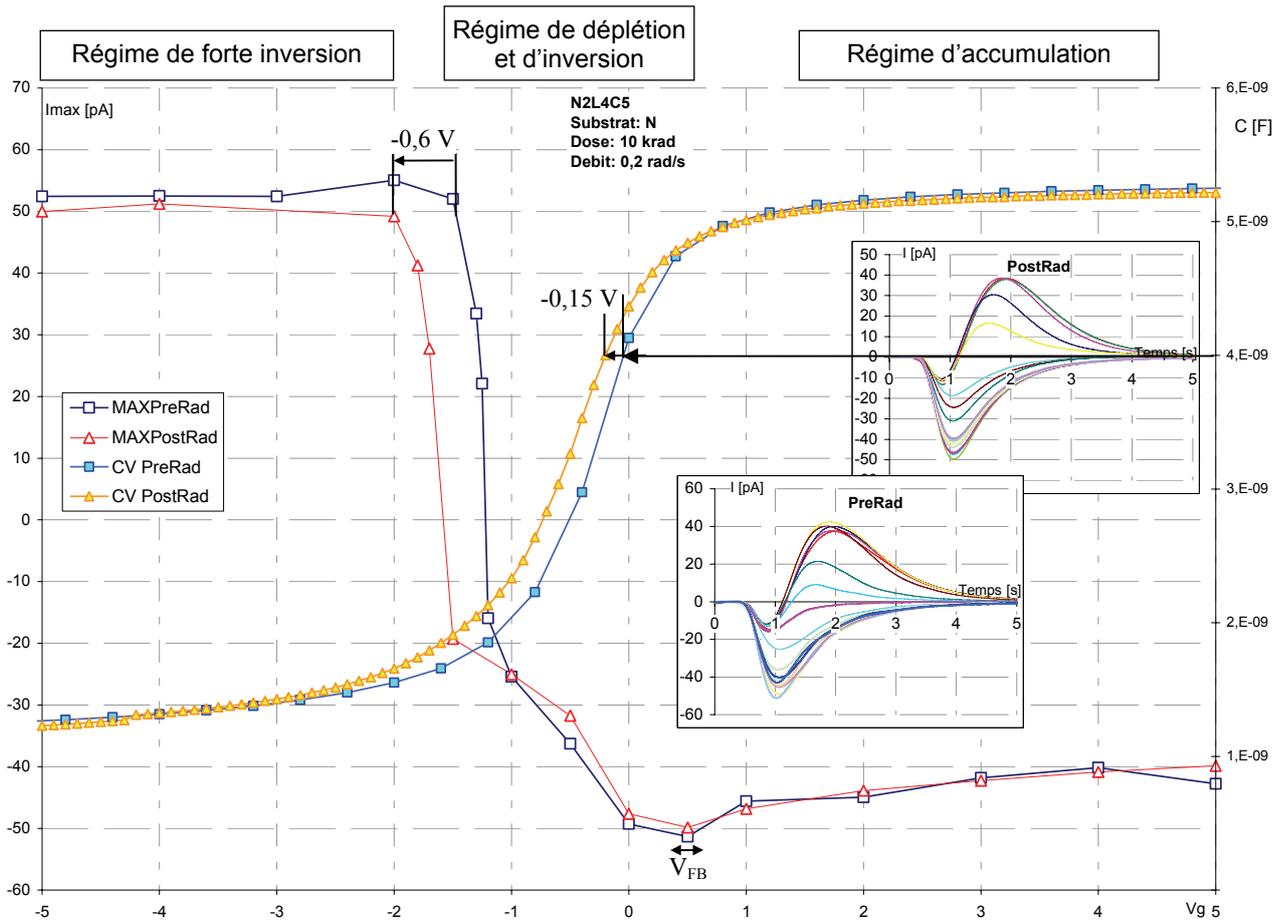


Figure 3-24 - Amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  et  $C(V_g)$  sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 10 krad et  $0,2 \text{ rad.s}^{-1}$ .

On observe ici aussi un décalage de la C(V) correspondant à une augmentation de charges de signe positif dans l'oxyde après irradiation car la variation de la tension de bandes plates se fait vers les valeurs négatives. Ceci s'observe également au niveau des courants d'onde thermique. En effet, lorsque le courant est maximum ( $V_{TH}$ ), la tension est décalée vers des valeurs négatives. En revanche, au niveau des courants minimum ( $V_{FB}$ ) nous n'observons pas un décalage significatif.

De la même façon, le même type de structure a subi une irradiation plus forte :

- Dose : 40 krad
- Débit de dose :  $10 \text{ rad.s}^{-1}$

Comme dans les figures précédentes, la Figure 3-25 représente une synthèse des mesures effectuées avec cette irradiation obtenue avec les méthodes C(V) et MOT.

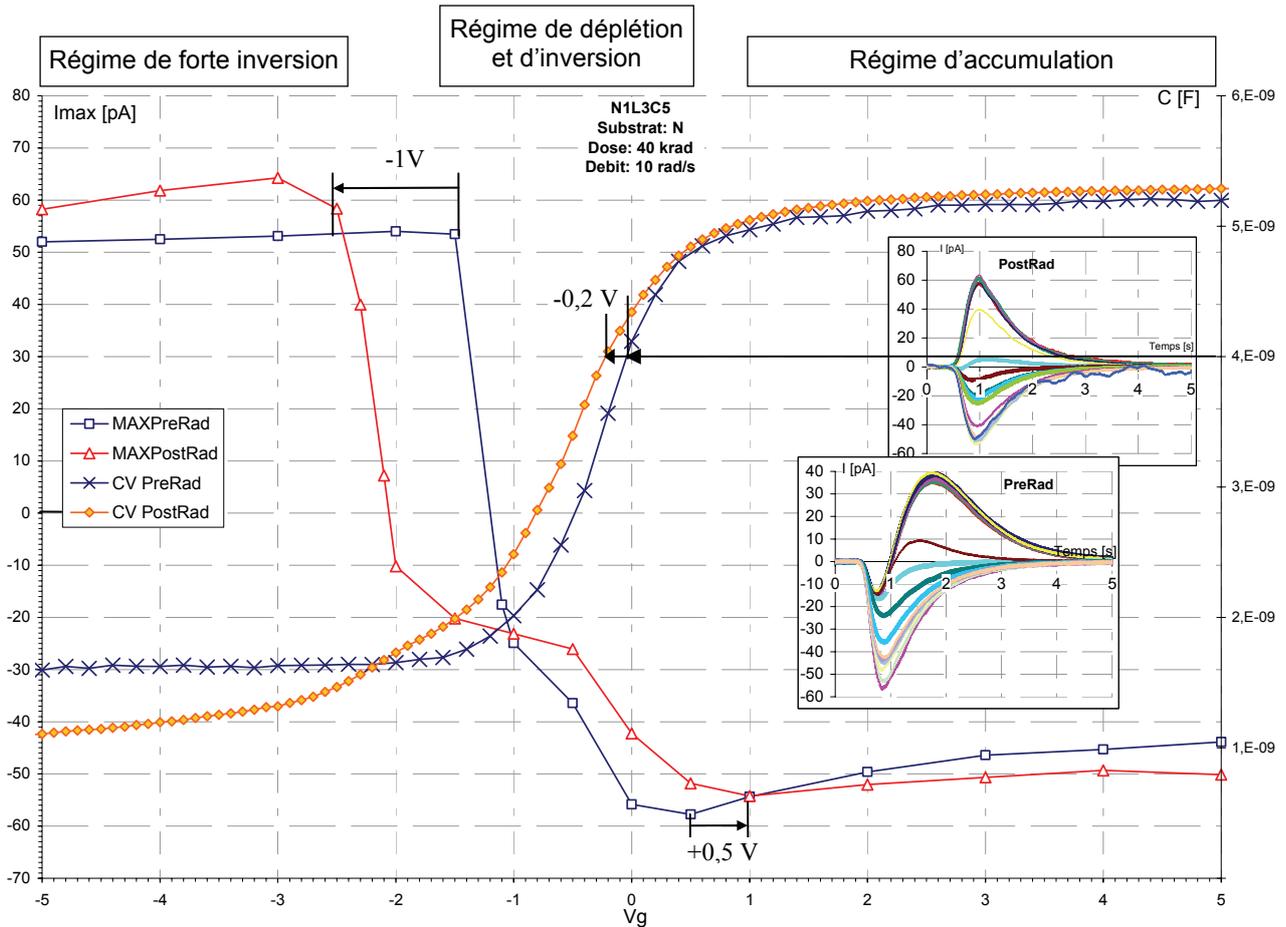


Figure 3-25 - Amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  et capacité de la structure sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 40 krad et  $10 \text{ rad.s}^{-1}$ .

Le décalage plus important de la C(V) témoigne que l'oxyde semble posséder une quantité plus importante de charges de signe positif dans l'oxyde que pour les échantillons irradiés avec 10 krad. Ce décalage vers les tensions négatives s'observe également au niveau des courants d'onde thermique ; en effet, la tension pour laquelle le courant est maximum ( $V_{TH}$ ) est décalée vers des valeurs négatives. Cependant, on observe un décalage positif au niveau de la tension de bandes plates ( $V_{FB}$ ).

Les derniers résultats correspondent à la plus forte irradiation subie par un échantillon du même type que ceux précédemment irradiés :

- Dose : 40 krad
- Débit de dose :  $0,2 \text{ rad.s}^{-1}$

Comme dans les figures précédentes, la Figure 3-26 représente une synthèse des mesures effectuées avec la méthode C(V) et la MOT.

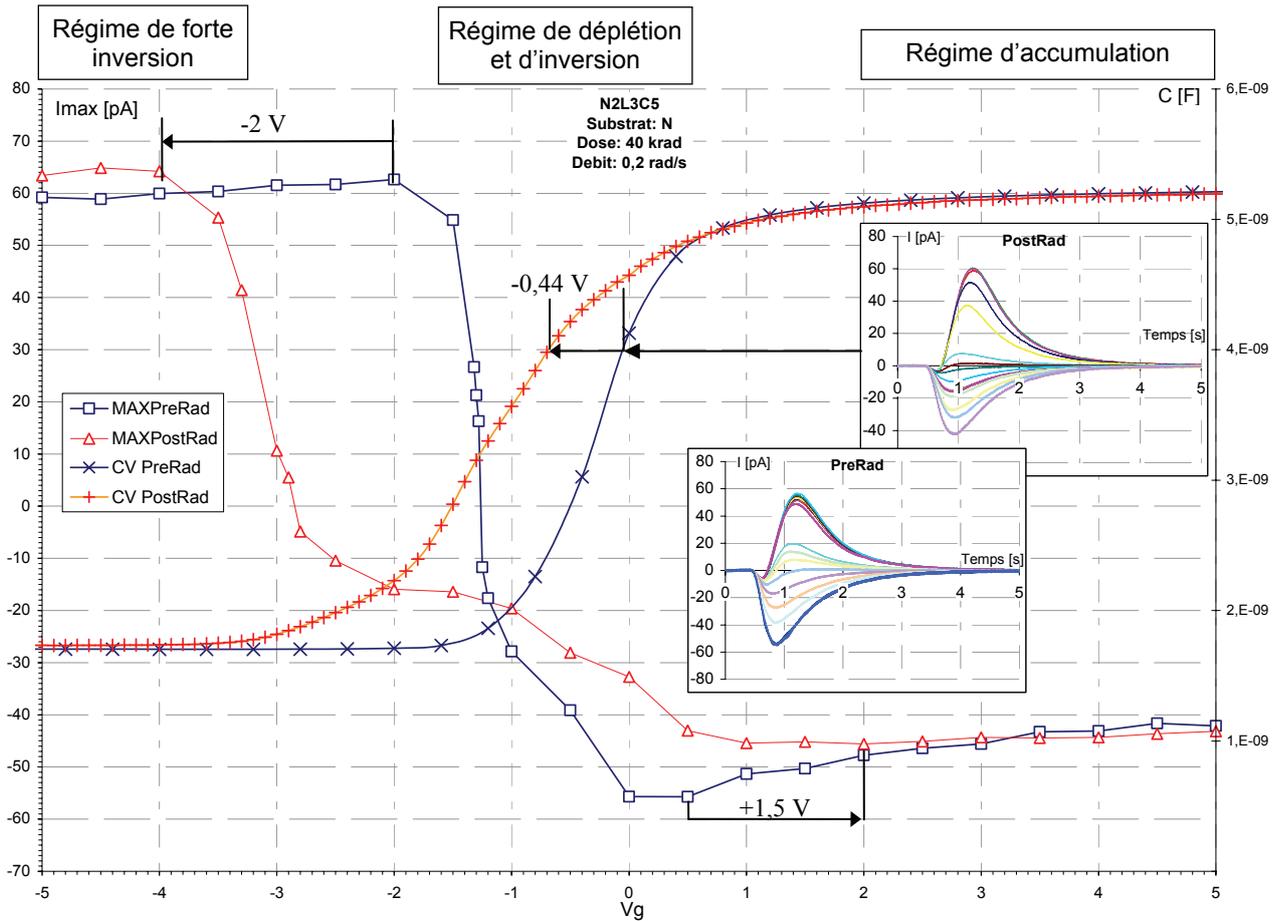


Figure 3-26 - Amplitude des courants d'onde thermique  $I_{max}$  et capacité de la structure sur MOS première série à substrat de type N avant et après irradiation à 40 krad et  $0,2 \text{ rad.s}^{-1}$ .

Entre une irradiation avec un faible débit et une irradiation avec un fort débit pour une même dose, le décalage observé est plus important. Ceci témoigne que l'oxyde semble posséder plus de charges de signe positif. Nous vérifions ainsi l'hypothèse selon laquelle, la dégradation à une dose donnée dépend du débit auquel la dose est déposée (Cf. 1.2.3.4.4 page 62). On observe avec les courants MOT des décalages différents : au niveau où le courant est maximal, la tension de seuil est décalée vers des valeurs plus

négatives alors qu’au niveau où le courant est minimal, la tension de bandes plates est décalée vers des valeurs positives.

### 3.2.3.2. Interprétations

Les résultats sont résumés dans le Tableau 3-8.  $\Delta V_{FB}^{irr}$  [1-45] est le décalage de la tension de bandes plates dû à l’irradiation et  $\Delta V_{TH}^{irr}$  [1-48] est le décalage de la tension de seuil après irradiation.

Irradiation		Décalages observés avec la C(V)		Décalages observés avec la MOT	
Dose	Débit de dose	$\Delta V_{FB}^{irr}$ à $C_{FB} = 4 \text{ nF}$	$\Delta V_{TH}^{irr}$ à $C = C_{MIN}$	$\Delta V_{FB}^{irr}$ à $I_{MAX}(V_g) = I_{MIN}$	$\Delta V_{TH}^{irr}$ à $I_{MAX}(V_g) = 0$
10 krad	10 rad.s <sup>-1</sup>	-0,1 V	-0,2 V	-0,2 V	-0,5 V
	0,2 rad.s <sup>-1</sup>	-0,15 V	-0,4 V	0 V	-0,6 V
40 krad	10 rad.s <sup>-1</sup>	-0,2 V	-0,8 V	+0,5 V	-1 V
	0,2 rad.s <sup>-1</sup>	-0,44 V	-1,6 V	+1,5 V	-2 V

Tableau 3-8 : Estimations des décalages de la tension de bandes plates et de la tension de seuil pour plusieurs doses et plusieurs débits de dose avec la MOT et la C(V) sur la structure MOS première serie à substrat de type N dopé à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

Les écarts des seuils observés par les deux techniques sont nettement plus grands après irradiation. Ces écarts sont très importants surtout au niveau de la tension de bandes plates. Les échantillons les plus irradiés sont aussi ceux pour lesquels l’écart entre les résultats donnés par les deux techniques est le plus fort. La MOT montre un décalage plutôt négatif de la tension de bandes plates pour les composants faiblement irradiés (10 krad), alors qu’elle montre un décalage clairement positif pour les composants fortement irradiés (40 krad). En revanche, la C(V) montre des décalages croissants, mais toujours négatifs.

Afin d’expliquer ces différences, on doit tout d’abord se rappeler que la pente de la C(V) en régime de déplétion dépend de la présence d’états d’interface  $Q_{ss}$  (Cf. 1.2.3.2.5.d. page 56 et Figure 1-37-c page 68). La Figure 3-19 et la Figure 3-23 montrent qu’après une irradiation à 10 krad la pente de la C(V) est quasiment inchangée, alors que dans la Figure 3-24 et la Figure 3-25 montrent une pente plus faible après une irradiation à 40 krad. On peut en déduire que les composants fortement irradiés contiennent beaucoup plus d’états d’interface.

En outre, le décalage de la tension de bandes plates  $\Delta V_{FB}$  (équation [1-44] page 64) correspond à la variation de la charge totale présente dans l'oxyde  $Q_{ox}$ , ([1-42] page 58) qui est la somme des charges piégées dans le volume de l'oxyde  $Q_i$  et des charges d'interface  $Q_{ss}$  :

$$Q_{ox} = Q_i + Q_{ss}.$$

Comme indiqué précédemment, la charge volumique  $Q_i$  est toujours positive. En plus de cette charge  $Q_i$ , l'irradiation crée des états accepteurs (pièges à électrons) et des états donneurs (pièges à trous) à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Ces états, de faible profondeur énergétique, peuvent être neutres ou remplis par les porteurs correspondants, selon la polarité de la grille.

Dans une capacité MOS à substrat de type N en accumulation ou au voisinage des bandes plates, le potentiel de la grille étant positif et la charge à l'interface négative, les états d'interface donneurs se vident alors que les états accepteurs se remplissent (Figure 3-27-a) [MA1975]. La charge d'interface  $Q_{ss}$  est donc négative en régime de bandes plates. Si le nombre d'états d'interface accepteurs est plus élevé que celui de pièges d'oxyde ( $|Q_{ss}| > Q_i$ ), la charge totale dans l'oxyde  $Q_{ox}$  est négative. Ceci correspond bien à un décalage de la  $V_{FB}$  vers les tensions positives, tel celui observé par la MOT sur les échantillons fortement irradiés (donc possédant beaucoup d'états d'interface).

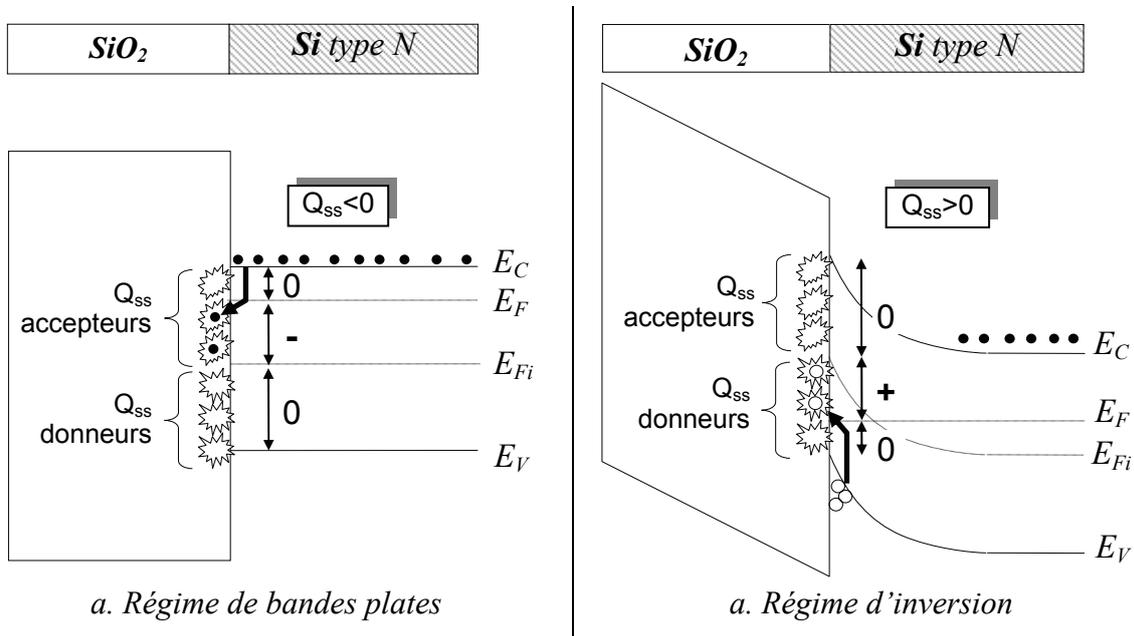


Figure 3-27 - Structure de bandes présentant des pièges d'interface sur la structure MOS à substrat de type N.

En régime d'inversion (Figure 3-27-b), le potentiel de la grille est négatif et les trous sont les porteurs majoritaires à l'interface Si(N)/SiO<sub>2</sub>. Les états donneurs de l'interface piègent donc des trous, alors que les pièges d'interface à électrons sont maintenant vides. La charge

d'interface est donc positive en régime d'inversion ( $Q_{ss} > 0$ ), et la charge totale dans l'oxyde également, puisque  $Q_i > 0$ . Ceci correspond bien à un décalage de la  $V_{TH}$  vers les tensions négatives, tel observé par la MOT pour les échantillons fortement irradiés.

Les décalages des tensions de seuil et de bandes plates obtenus avec la MOT sont toujours plus importants que ceux mesurés par la C(V) : la quantité de charge observée avec la MOT est donc plus importante. La MOT peut donc percevoir les charges d'interface faiblement piégées, alors que ces charges n'apparaissent pas avec la C(V). Les différences entre les deux méthodes sont d'autant plus prononcées que la densité d'états d'interface augmente. Ce raisonnement est cohérent avec les décalages observés pour les diverses irradiations, et permet aussi d'expliquer les différences entre les résultats donnés par les deux techniques dans le cas des échantillons non irradiés : dans ce dernier cas, le nombre d'états d'interface étant plus faible, les différences sont moins prononcées.

### 3.2.3.3. Conclusion

La mesure par C(V) s'effectue en régime dynamique, alors que la MOT est une méthode statique. Avec la C(V), les charges d'interface se piègent et se dépiègent très rapidement dans les pièges peu profonds de l'interface ; il faudrait donc descendre très bas en fréquence pour les mettre en évidence. En revanche, la mesure par la MOT s'effectue toujours en régime statique, sur une structure électriquement stabilisée : les charges d'interface ne sont pas dépiégées, donc observables. La MOT permet donc de mettre en évidence toutes les charges, et en particulier les charges d'interface.

### 3.2.4. Interprétations et modèles

#### 3.2.4.1. Interprétation qualitative

Nous remarquons une symétrie de  $I_{max}(V_g)$  pour les deux types de MOS (substrat de type N et de type P) (Figure 3-28). En effet, nous retrouvons le même maximum de l'amplitude pour  $V_g=V_{FB}$  avec la même « bosse » (flèches sur la Figure 3-28), sur les deux types de structures.

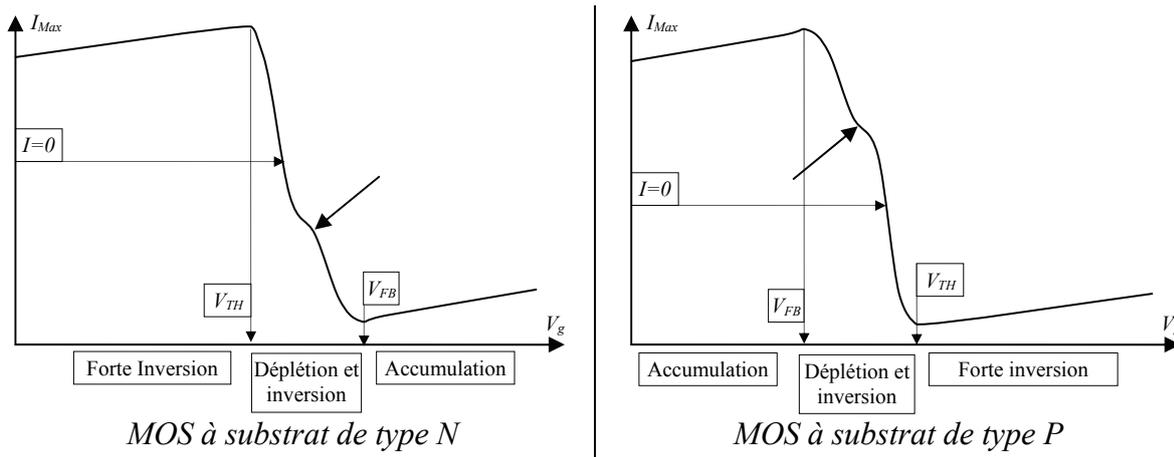


Figure 3-28 - Aspect de  $I_{Max}(V_g)$  sur MOS à substrat de type N et sur MOS à substrat de type P.

Nous retrouvons également une grande similitude entre les courbes  $V_s$  en fonction de  $V_g$  théoriques (Figure 1-22 page 49) et les courbes  $I_{Max}$  en fonction de  $V_g$ , que se soit pour le type N ou le type P. Nous constatons pour chaque fonction ( $V_s(V_g)$  et  $I_{Max}(V_g)$ ) :

- Un changement de signe de  $V_s$  et de  $I_{Max}$  ;
- L'apparition de saturations de  $V_s$  et de  $I_{Max}$ , pour  $|V_g|$  fort.

Ainsi, dans une première constatation, l'amplitude des courbes  $I_{Max}(V_g)$  est directement liée au potentiel d'interface  $V_s$ . La MOT semble donc rendre compte des charges d'interfaces.

Si on inverse le signe de  $V_s$  sur la fonction  $V_g(V_s)$  (Figure 1-22 page 49), on obtient l'aspect des courbes  $I_{Max}(V_g)$  aussi bien pour le type N que pour le type P. Ceci, signifie que :

- quand l'amplitude du courant sature en régime de forte inversion,  $V_s=2|\Phi_{Fi}|$  ;
- au voisinage de  $I_{Max}(V_g)=0$ ,  $V_s=|\Phi_{Fi}|$

La relation liant  $V_s$  à  $V_g$  n'est pas simple dans le cas réel, aussi il faut maintenant aborder le modèle théorique.

### 3.2.4.2. Modèle théorique

Intéressons-nous donc à la modélisation de la variation des amplitudes du courant MOT en fonction de  $V_g$  dans les structures MOS.

Vu les dimensions nanométriques de la zone active des structure MOS, l'onde thermique  $\left(\frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t}\right)$  [1-60] traverse cette structure, en restant la même en tous les points des deux condensateurs. La variation de la température dans l'épaisseur concernée se fait donc uniquement en fonction du temps. Lors de l'étude de l'échelon thermique dans la structure MOS (Cf. 3.2.1.2 page 107), nous avons vu que la variation de la température dans l'épaisseur de la structure se fait uniquement en fonction du temps (donnée par [1-60]).

Cependant, en tenant compte des paramètres thermiques du silicium et de l'oxyde, ainsi que de la configuration du banc de mesures, on obtient un maximum de la dérivée de l'onde thermique :

$$\left[\frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t}\right]_{Max} = 5^{\circ}\text{C.s}^{-1} \quad [3-2]$$

pour un temps de montée du courant d'onde thermique obtenu sur les courants MOT de  $t_m=0,47\text{ s}$  donc  $\tau=0,7\text{ s}$  [1-63].

Nous avons vu au chapitre 1 que l'ensemble de la structure MOS se compose, de deux condensateurs en série, avec  $C_{Si}$  la capacité à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> et  $C_{ox}$  la capacité de l'oxyde (SiO<sub>2</sub>) (Figure 3-29) [MATHIEU2001]. Chaque matériau traversé par l'onde thermique, montre une variation différente de sa capacité avec la température (Cf. 1.3.2.2.2, coefficient  $\alpha$  de l'équation [1-53] page 73). Notons  $\alpha_{Si}$  le coefficient de la variation de la capacité avec la température pour le silicium et  $\alpha_{ox}$  le coefficient de la variation de la capacité avec la température pour le dioxyde de silicium (SiO<sub>2</sub>).

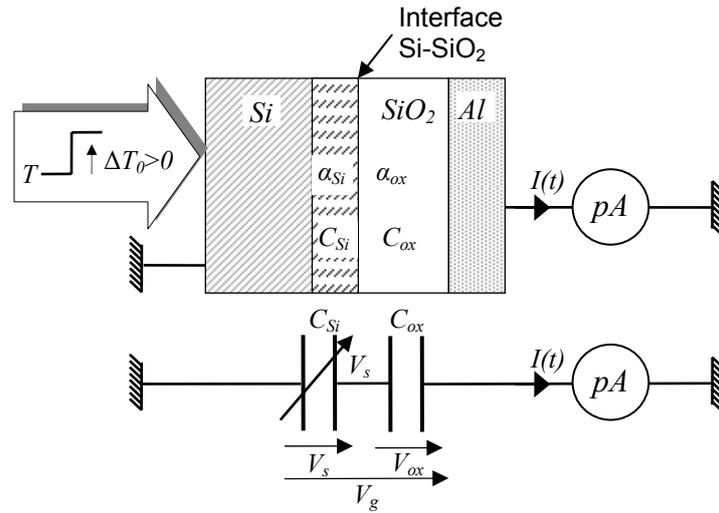


Figure 3-29 - Schéma de principe de la MOT sur deux capacités en série.

Nous pouvons donc considérer le système, vu par l'onde thermique, comme deux capacités en série  $C_{Si}$  et  $C_{ox}$ . La répartition du potentiel aux bornes des condensateurs, contient alors deux termes :

- Une répartition du potentiel de type capacitif lorsqu'on applique  $V_g$  avec l'hypothèse que ces deux condensateurs sont non chargés à  $V_g=0$ .
- Une répartition de potentiel due à l'existence d'une charge  $Q_0$  placée entre les deux condensateurs lorsque  $V_g=0$ . Cette charge n'est pas d'origine capacitive, elle est la somme des charges d'interface  $Q_{ss}$ , des charges d'influence du volume d'oxyde  $-\frac{Q_i}{2}$  et de la charge dans le silicium  $Q_{sc}$ .

Nous considérerons que cette charge  $Q_0$ , mise en évidence par la MOT, représente la totalité des charges au niveau de l'interface.

La charge  $Q_0$ , qui est une fonction de  $V_s$ , s'écrit alors :

$$\boxed{Q_0 = Q_{Sc} + Q_{ss} - \frac{Q_i}{2}} \quad [3-3]$$

La simultanéité de la distribution de la température en fonction du temps sur les deux capacités  $C_{Si}$  et  $C_{ox}$  fait que le courant MOT  $I(t)$  reflète à tout instant la somme des deux contributions de ces capacités.

a. Répartition du potentiel de type capacitif - contribution de l'application de  $V_g$  sur le courant MOT

Dans un premier temps, intéressons nous à l'expression du courant d'onde thermique due à la tension appliquée  $V_g$ . Si  $V_g$  est appliquée sur la structure double condensateur décrite dans la Figure 3-29, et en supposant qu'à l'origine ( $V_g=0$ ) les deux capacités sont non chargées, alors l'application de la tension  $V_g$  induit sur les armatures des deux condensateurs respectivement une charge  $Q_2$  au niveau de  $C_{ox}$  et une charge  $Q_1$  au niveau de  $C_{si}$  (Figure 3-30).

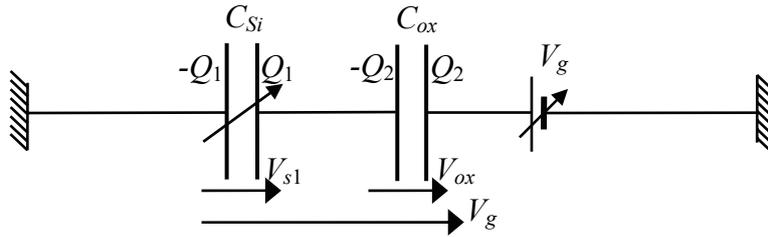


Figure 3-30 - Répartition de la charge au niveau des deux capacités en série.

En posant

$$\begin{cases} C_{Si}V_{s1} = Q_1 \\ C_{ox}V_{ox} = Q_2 \text{ avec } V_{ox} + V_s = V_g \\ Q_1 - Q_2 = 0 \end{cases} \quad [3-4]$$

nous pouvons écrire que :

$$Q_2 = V_g \frac{C_{Si}C_{ox}}{C_{Si} + C_{ox}} \quad [3-5]$$

et,

$$V_{s1} = V_g \frac{C_{ox}}{C_{Si} + C_{ox}} \quad [3-6]$$

Rappelons que le courant d'onde thermique vaut [1-50]:

$$I_{MOT} = -\frac{dQ_2}{dt} \quad [3-7]$$

Rappelons également que pour une capacité  $C$  [1-53] :

$$\frac{dC}{dt} = -\alpha C \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \quad [3-8]$$

Ce terme est supposé constant dans l'intervalle de variation de la température pendant la mesure.

Nous pouvons alors écrire l'expression du courant d'onde thermique à partir de [3-6] :

$$I_{Max}|_{V_g} = V_g \frac{C_{Si} C_{ox}}{(C_{Si} + C_{ox})^2} (\alpha_{Si} C_{ox} + \alpha_{ox} C_{Si}) \left[ \frac{\partial \Delta T(x, t)}{\partial t} \right]_{Max} \quad [3-9]$$

b. Répartition du potentiel due à l'existence de  $Q_0$

Supposons maintenant qu'à  $V_g=0$ , il existe une charge  $Q_0$  placée entre  $C_{Si}$  et  $C_{ox}$ , qui représente la somme des charges du silicium  $Q_{sc}$  et la contribution de l'oxyde  $Q_{ox}$ .

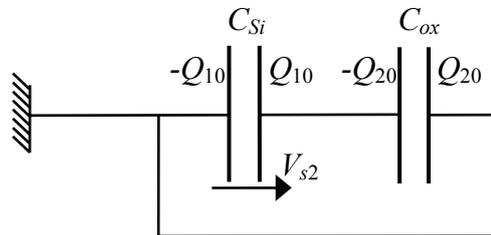


Figure 3-31 - Répartition de la charge dans deux capacités en série en court-circuit.

Dans ce cas, nous avons :

$$\begin{cases} Q_0 = Q_{10} - Q_{20} \\ \frac{Q_{10}}{C_{Si}} + \frac{Q_{20}}{C_{ox}} = 0 \end{cases} \quad [3-10]$$

Nous pouvons en déduire :

$$Q_{20} = -Q_0 \frac{C_{ox}}{C_{Si} + C_{ox}} \quad [3-11]$$

et,

$$V_{s2} = \frac{Q_0}{C_{Si} + C_{ox}} \quad [3-12]$$

par conséquent [3-6],

$$I_{Max}|_{V_g=0} = Q_0 \frac{C_{Si}C_{ox}}{(C_{Si} + C_{ox})^2} (\alpha_{Si} - \alpha_{ox}) \left[ \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \right]_{Max} \quad [3-13]$$

### c. Courant d'onde thermique réel

En appliquant le principe de superposition, nous pouvons alors écrire le courant d'onde thermique réel par :

$$I_{Max} = I_{Max}|_{V_g} + I_{Max}|_{V_g=0} \quad [3-14]$$

Ce qui donne en additionnant [3-8] et [3-12] :

$$I_{Max} = \frac{C_{Si}C_{ox}}{(C_{Si} + C_{ox})^2} \left[ Q_0 (\alpha_{Si} - \alpha_{ox}) + V_g (\alpha_{Si}C_{ox} + \alpha_{ox}C_{Si}) \right] \left[ \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \right]_{Max} \quad [3-15]$$

La simulation du courant  $I_{MOT}$  de cette équation est donnée dans la Figure 3-32.

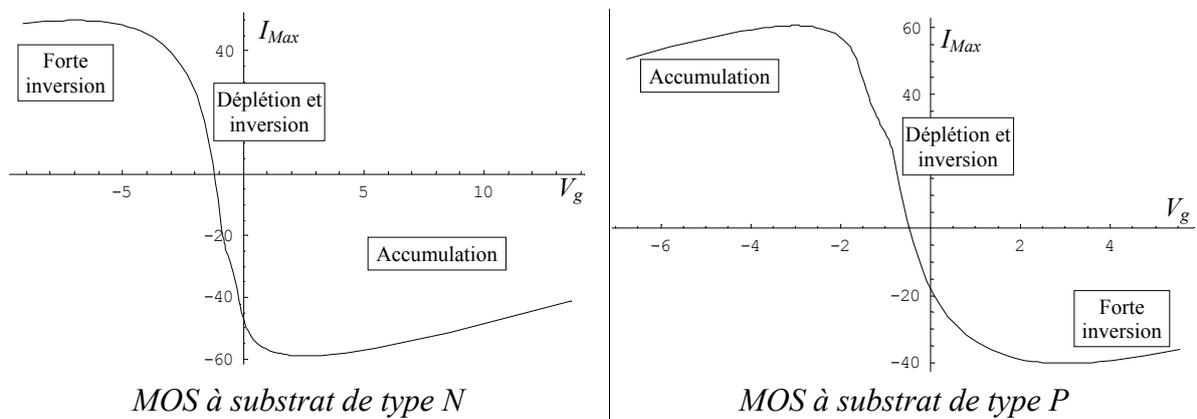


Figure 3-32 - Simulation de la variation de  $I_{MAX}(V_g)$  pour les deux types de structure.

Remarquons que nous retrouvons dans cette simulation, l'allure des courbes expérimentales pour les deux types de structure (Figure 3-28)

La tension  $V_s$  aux bornes de  $C_{Si}$  peut également s'écrire en appliquant le principe de superposition ([3-6] et [3-12]):

$$V_s = V_{s1} + V_{s2} = V_g \frac{C_{ox}}{C_{Si} + C_{ox}} + \frac{Q_0}{C_{Si} + C_{ox}} \quad [3-16]$$

Ce qui donne,

$$V_g = V_s \frac{C_{Si} + C_{ox}}{C_{ox}} - \frac{Q_0}{C_{ox}} \quad [3-17]$$

Afin de faire apparaître les régimes de fonctionnement de la structure MOS, considérons la quantité sans dimension  $C_{n0}$ , définie par :

$$C_{n0} = \frac{C_{Si} C_{ox}}{(C_{Si} + C_{ox})^2} \quad [3-18]$$

Cette quantité connaît une variation très significative en fonction de  $V_s$ , car rappelons que  $C_{Si}$  est une fonction de  $V_s$  (Figure 3-33).

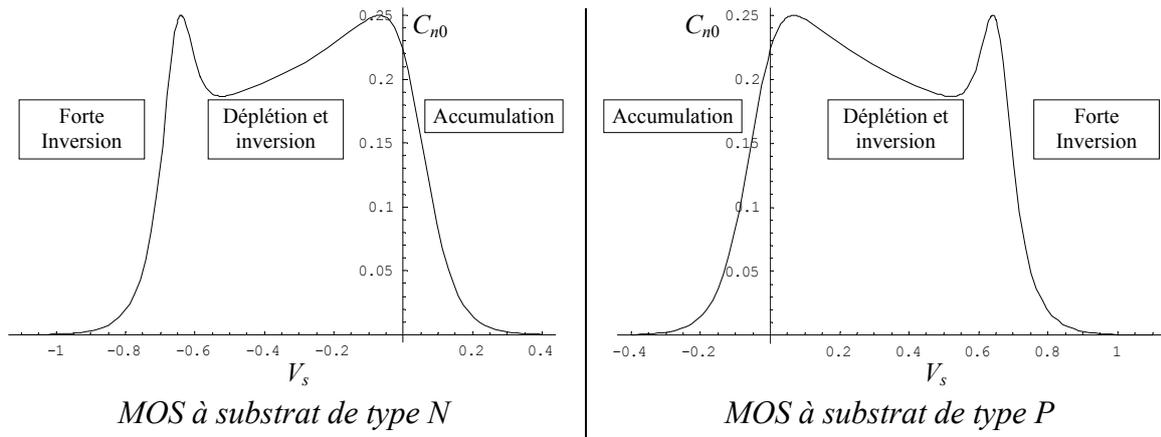


Figure 3-33 - Simulation de la variation de la quantité  $C_{n0}$  en fonction de  $V_s$  sur les deux types de structure MOS.

Nous observons distinctement les trois régimes de fonctionnement avec la quantité  $C_{n0}$ .

Théoriquement, la charge  $Q_i$  est toujours positive, mais nous avons vu que  $Q_{Sc}$  et  $Q_{ss}$  varient en fonction de  $V_s$ . Le bilan théorique des charges qui composent  $Q_0$  en fonction de  $V_s$ , pour les deux types de structure est récapitulé ci après (Tableau 3-9).

Régimes	MOS à substrat de type N			MOS à substrat de type P		
	Accumulation	Bandes plates	Inversion	Inversion	Bandes plates	Accumulation
$V_s$	-	0	+	-	0	+
$Q_i$	+	+	+	+	+	+
$-\frac{Q_i}{2}$	-	-	-	-	-	-
$Q_{Sc}$	-	0	++	--	0	+
$Q_{ss}$	--	--	++	--	++	++
$Q_0$	----	---	+++	-----	+	++

Tableau 3-9 : Bilan théorique du signe de la charge  $Q_0$  vue par la MOT.

Ainsi on remarque, d'après le Tableau ci-dessus, qu'en régime de bandes plates, la charge  $Q_0$  est négative dans une structure de type N et positive dans une structure de type P.

#### d. Applications numériques

En régimes d'accumulation et de forte inversion : Pour  $|V_g|$  grand (saturation de  $V_s$ ), la structure est en régime d'accumulation ou en régime d'inversion et  $C_{n0}$  est très faible.

Essayons d'évaluer la signification de la saturation du courant  $I_{Max}$ . Appelons  $V_{ss}$  la valeur de saturation de  $V_s$ . Dans ces conditions, nous pouvons négliger  $C_{ox}$  devant  $C_{Si}$ , l'équation s'écrit [3-16] alors :

$$V_{ss} = V_g \frac{C_{ox}}{C_{Si}} + \frac{Q_0}{C_{Si}} \quad [3-19]$$

L'équation [3-15] devient alors :

$$I_{Max}|_{V_{ss}} \simeq C_{ox} \left[ \frac{Q_0 \alpha_{Si}}{C_{Si}} + V_g \alpha_{ox} \right] \left[ \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \right]_{Max} \quad [3-20]$$

Ainsi, nous pouvons simplifier l'écriture de l'amplitude du courant de l'équation [3-14] et écrire la variation  $\Delta I_{Max}$  en fonction de  $\Delta V_g$  par :

$$\frac{\Delta I_{Max}}{\Delta V_g} \simeq \alpha_{ox} C_{ox} \left[ \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \right]_{Max} \quad [3-21]$$

Dans le domaine considéré (en accumulation et en inversion), le comportement de  $I_{Max}(V_g)$  (Figure 3-28 et Figure 3-32), est bien linéaire. En effet, la pente de  $I_{Max}(V_g)$ , correspond au coefficient  $\alpha_{ox}$ .

On peut alors déterminer le coefficient de variation de la capacité avec la température pour le dioxyde de silicium  $\alpha_{ox}$ , en prenant  $C_{ox}=5,5$  nF :

$$\alpha_{ox} \approx 2.10^{-4} \text{K}^{-1} \quad [3-22]$$

Remplaçons,  $Q_0$  par sa valeur tirée de [3-19] dans [3-20]:

$$I_{Max}|_{V_{ss}} \approx C_{ox} \left[ \alpha_{Si} V_{ss} + \alpha_{ox} V_g \right] \left[ \frac{\partial \Delta T(x,t)}{\partial t} \right]_{Max} \quad [3-23]$$

On peut supposer, vu la forte permittivité du silicium par rapport à celle du  $\text{SiO}_2$ , que  $\alpha_{Si}$  est très grand devant  $\alpha_{ox}$ . En tenant compte de :

$$|\alpha_{Si}| \gg |\alpha_{ox}| \quad [3-24]$$

et en tenant compte que  $V_s$  sature ( $V_s$  tend vers une constante), nous constatons que  $I_{Max}|_{V_{ss}}$  tend vers une constante qui diminue quand  $|V_g|$  augmente.

Pour le type N,  $V_{ss}$  est positif (accumulation) mais  $I_{Max}|_{V_{ss}}$  est négatif, donc nous pouvons dire que  $\alpha_{Si}$  est négatif. Pour la forte inversion,  $V_{ss}$  est négatif et  $I_{Max}|_{V_{ss}}$  est positif.

Nous pouvons faire le même raisonnement pour le type P.

En régime de bandes plates : Prenons maintenant le cas où la structure est en bandes plates. Pour  $|V_g|$  petit, nous constatons que quand  $V_s$  de l'équation [3-16] tend vers 0 ( $V_g \rightarrow V_{FB}$ ), nous avons :

$$Q_0 = -V_{FB} C_{ox} \quad [3-25]$$

Les valeurs ainsi obtenues de  $Q_0$  en régime de bandes plates, pour les deux types de structure MOS première série sont répertoriées dans le Tableau 3-10.

	Type N (Tableau 3-6)	Type P (Tableau 3-5)
$V_{FB}$	+0,2 V	-1,7 V
$Q_0$	-1,1.10 <sup>-9</sup> C	+9.10 <sup>-9</sup> C

Tableau 3-10 : Estimations de la charge totale d'interface  $Q_0$  en régime de bandes plates dans la structure MOS première série à substrat de type N et à substrat de type P.

Nous constatons donc que la charge  $Q_0$  est faiblement négative dans les structures MOS à substrat de type N et positive dans les structures MOS à substrat de type P en régime de bandes plates. Ceci est tout à fait corrélé avec la valeur théorique de  $Q_0$  (Tableau 3-9).

Entre l'inversion et la déplétion : Quand  $I_{Max}(V_g)$  est nul, il apparaît que nous sommes au voisinage de  $V_s = \Phi_{Fi}$ . Dans l'hypothèse où  $C_{Si}$  n'est plus négligeable devant  $C_{ox}$  et que  $|\alpha_{Si}| \gg |\alpha_{ox}|$ , alors l'équation [3-16] peut s'écrire :

$$Q_0 = -V_g C_{ox} \quad [3-26]$$

Les valeurs ainsi obtenues de  $Q_0$  entre la déplétion et l'inversion, pour les deux types de structure MOS première série sont répertoriées dans le Tableau 3-10.

	Type N	Type P
$V_g [I_{Max}(V_g) \approx 0]$	-0,8 V	-0,3 V
$Q_0$	+4,4.10 <sup>-9</sup> C	+1,65.10 <sup>-9</sup> C

Tableau 3-11 : Estimations de la charge totale d'interface  $Q_0$  entre la déplétion et l'inversion dans la structure MOS première série à substrat de type N et à substrat de type P.

Nous pouvons donc en déduire que pour  $I_{Max}(V_g) \approx 0$ , dans la structure MOS à substrat de type N, l'inversion est déjà faite car la charge à l'interface est positive. Par contre, pour la structure MOS à substrat de type P, la quantité de charge à l'interface a bien diminuée (comparée au régime de bandes plates) mais l'inversion n'est pas encore apparue.

Ces résultats correspondent aux évolutions attendues décrite dans le Tableau 3-9 et reflètent bien les phénomènes attendus.

### 3.2.5. Conclusion

La grande reproductibilité des résultats obtenus nous fait dire que la Méthode de l'Onde Thermique est une méthode sûre et non destructive.

En appliquant la MOT sur les structures MIM, nous avons prouvé que la MOT est une méthode applicable aux couches fines. Cependant, en appliquant cette méthode sur des structures MOS, nous avons dans un premier temps démontré son applicabilité et dans un deuxième temps, démontré que la MOT permet de caractériser les structures MOS.

Nous avons vu sur les composants irradiés, que les charges d'interface sont visibles avec la MOT. Ce constat permet d'expliquer les différences obtenues entre la méthode C(V) et la MOT sur le grand nombre et les différents types d'échantillons testés. En effet, les charges d'interface ont une grande influence sur l'état de la structure MOS, car leur proximité avec l'interface Si-SiO<sub>2</sub> influence considérablement la charge d'interface  $Q_{sc}$ . Ainsi donc, les tensions caractéristiques de la structure MOS  $V_{FB}$  et  $V_{TH}$ , pourraient être déterminées avec la MOT.

## 3.3. Perspectives

Les résultats obtenus ouvrent la voie à de nombreuses études possibles dans le domaine des couches fines, comme :

- La caractérisation de matériaux fins (nouveaux oxydes, High-K, ...) comme par exemple, sous la forme de structures MIM ;
- La caractérisation en régime statique de structures MOS, afin de quantifier les états d'interface et les charges d'oxyde ;
- La caractérisation d'isolants sur des supports tels que les wafers

Nous l'avons démontré encore dans cette étude, la MOT est une méthode qui peut s'adapter à un grand nombre de conditions expérimentales.

### 3.3.1. Sonde à mercure

La sonde à mercure est couramment utilisée pour caractériser les oxydes qui sortent du four d'oxydation. Elle présente l'avantage de ne pas avoir besoin de métallisation et s'utilise directement sur un wafer muni d'une couche isolante. La technique consiste à créer un contact

électrique avec une bille de mercure à la surface de l'oxyde. Une fois le contact établi, la sonde à mercure est utilisée pour faire des caractéristiques par la méthode C(V).

Cette sonde présente également l'avantage de pouvoir caractériser plusieurs points à la surface du wafer, et de vérifier ainsi l'homogénéité de l'oxyde.

Son principal défaut est le manque de précision dans les mesures obtenues, sans compter que le mercure est très polluant pour l'environnement et pour la salle blanche. De plus, la bille de mercure vibre sous l'effet de la pompe aspirante qui la maintient en surface de l'oxyde et provoque des petites variations de la capacité qui perturbent les mesures.

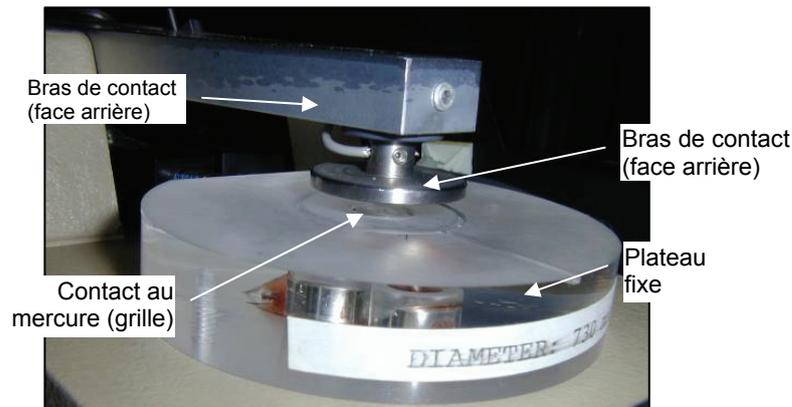


Figure 3-34 - Sonde à mercure.

Dans une approche de faisabilité, nous avons adapté cette sonde afin de réaliser des mesures de courants d'onde thermique : nous avons ainsi adapté un radiateur sur une sonde à mercure afin d'appliquer un échelon de température sur la face-arrière du wafer. En face-arrière, la sonde à mercure est habituellement composée d'une électrode que nous avons remplacée par un radiateur (Figure 3-35 et Figure 3-36).

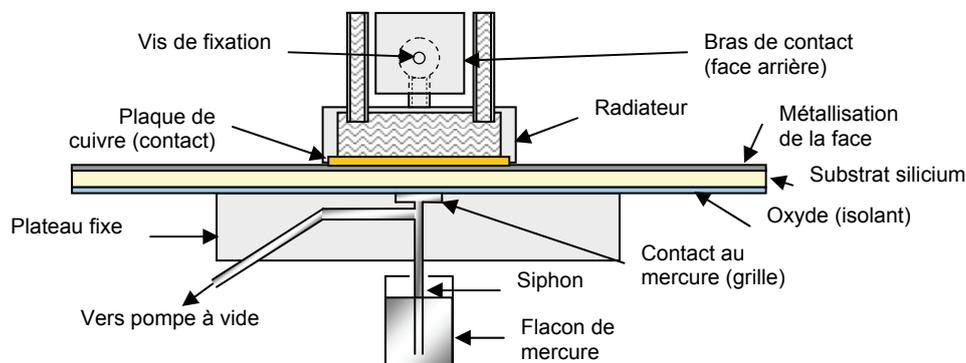


Figure 3-35 - Sonde à mercure, adaptation pour la MOT.

Nous avons ainsi appliqué un échelon thermique positif de +15°C sur la face-arrière de la structure MOS, dans les mêmes conditions de mesure que celles décrites au chapitre 2.

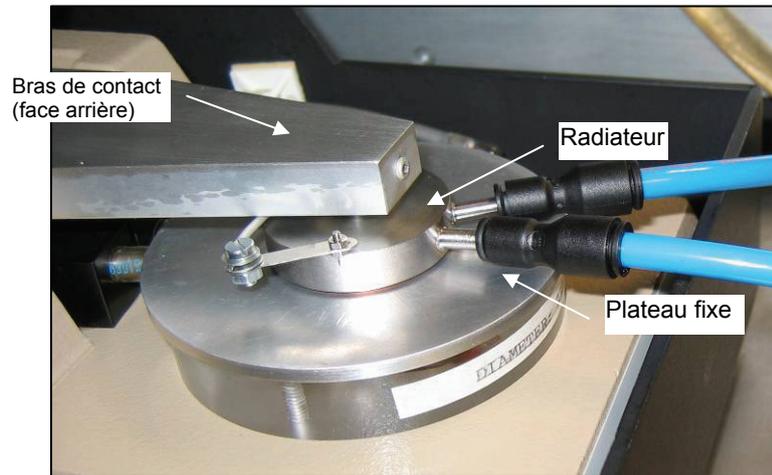


Figure 3-36 - Aspect de la sonde à mercure adaptée pour des mesures MOT.

Les courants d'onde thermique obtenus sont visibles dans la Figure 3-37 pour un wafer de type P (dopé  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) muni d'un oxyde thermique de 120 nm d'épaisseur.

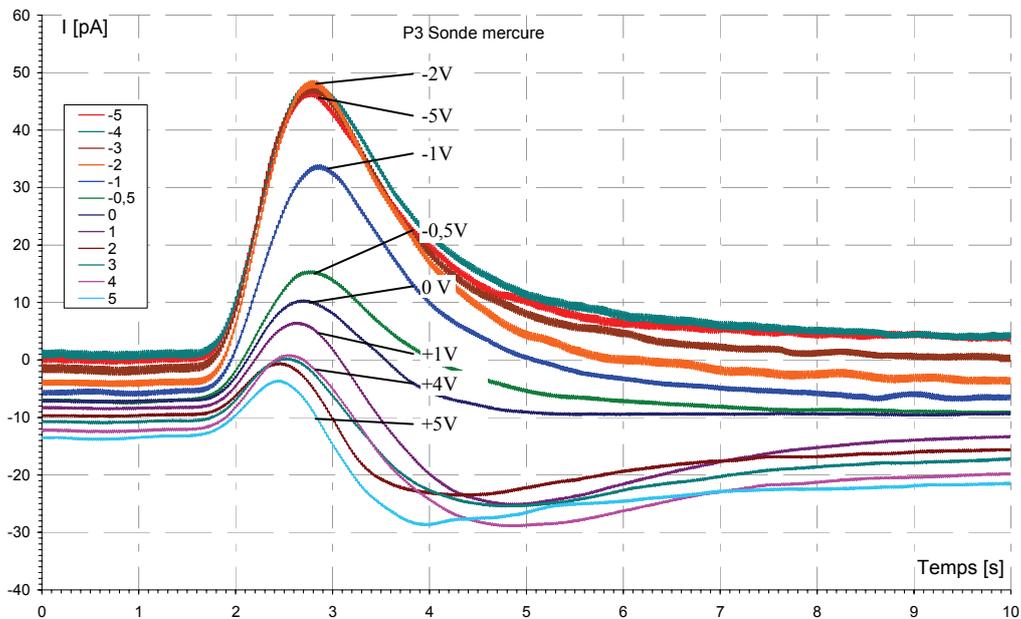


Figure 3-37 - Courant d'onde thermique obtenus avec la sonde à mercure.

Malgré un nombre réduit de mesures réalisées, nous pouvons cependant tracer  $I_{Max}(V_g)$  (Figure 3-38).

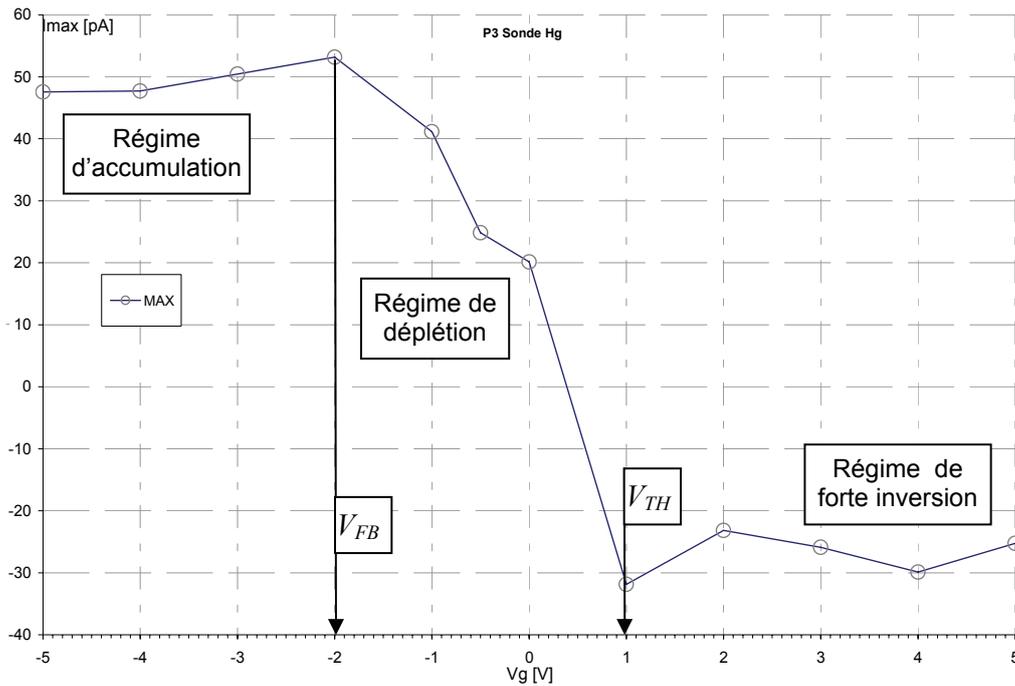


Figure 3-38 - Amplitude des courants d'onde thermique en fonction de  $V_g$  obtenus avec la sonde à mercure.

On remarque un pic des amplitudes du courant vers  $V_g = V_{FB} = -2$  V et une amplitude nulle pour  $V_g = V_{TH} = +0,4$  V. Ainsi donc, en adaptant cette sonde au mercure, nous avons pu montrer la faisabilité d'application de la MOT avec ce type de sonde. Cette application pourrait être utile dans le cas d'une caractérisation couplée par deux techniques différentes et complémentaires C(V) et MOT.

### 3.3.2. Couches ultra fines

La MOT doit pouvoir encore s'adapter pour des échantillons de dimensions plus petites. En effet, en diminuant l'épaisseur de l'oxyde, la capacité de ce dernier augmente. Nous avons vu que la méthode fonctionnait bien pour des capacités de quelques nanofarads. Pour une épaisseur de  $\text{SiO}_2$  de l'ordre du nanomètre, une électrode de  $0,03 \text{ nm}^2$  devrait être suffisante pour obtenir des signaux exploitables.

Actuellement, des études prospectives sont menées afin de caractériser des couches isolantes de type High-K, dont les épaisseurs varient de 1 nm à quelques nanomètres.

### **3.3.3. Etude sur IGBT**

Le laboratoire dans lequel cette étude a été réalisée est un laboratoire d'électrotechnique, dont les composants de puissances et leur fiabilité en est une thématique principale. La MOT, couramment appliquée sur des câbles de transport d'énergie, n'a jamais réellement été adaptée sur des composants de puissance (IGBT,...). Depuis peu, des travaux menés dans le cadre d'une thèse s'orientent sur la caractérisation de ce type de composants de puissance dans le but d'évaluer l'évolution des propriétés de l'oxyde en fonction du vieillissement. Malgré des contraintes expérimentales multiples (nécessité de considérer le module IGBT en entier, forte capacité thermique de la semelle, difficile accès aux bornes de l'isolant,...), une étude de faisabilité a été menée, montrant l'applicabilité de la méthode sur les IGBT.

### **3.4. Conclusion**

Les résultats présentés dans ce chapitre valident la faisabilité de la MOT sur des couches minces d'oxydes, et directement sur des structures MOS. Nous avons montré que la MOT, par des mesures en régime statique, permet d'obtenir les caractéristiques essentielles concernant le fonctionnement d'une structure MOS, à savoir la tension de bandes plates et la tension d'inversion, ainsi que de fournir une estimation de la valeur de la charge afférente à l'oxyde et à l'interface oxyde/semiconducteur. Il est probable qu'un développement de cette technique permettra de cerner les différents types de charges présentes dans la structure et de les quantifier.

## CONCLUSION GENERALE

Ce travail de thèse avait pour objectif de développer la Méthode de l'Onde Thermique (MOT) afin d'étudier le comportement de la charge d'espace dans les structures MOS.

Dans un premier temps, nous avons étudié le comportement électrique de trois types de structure : la structure MIM, la structure MOS et le transistor MOS. Nous avons vu, que les défauts présents dans les isolants électriques ont une grande influence sur le fonctionnement des composants électroniques. Nous avons conclu qu'il était essentiel d'identifier, la nature et l'origine de ces défauts, afin de prévoir le fonctionnement des structures et d'améliorer les procédés de fabrication.

Les méthodes de mesures qui nous informent sur la qualité des isolants de nos échantillons ont été abordées au chapitre 2. En effet, les échantillons spécialement conçus pour cette étude sont fabriqués suivant des procédés qui font l'objet de tests incessants afin de vérifier la qualité des composants obtenus. Nous avons décrit quelles étaient les adaptations apportées sur le banc de mesures utilisé pour la MOT et le protocole expérimental qui a pu être appliqué favorablement.

Les résultats obtenus et leurs analyses respectives, ont fait l'objet du chapitre 3. Les premiers résultats obtenus sur les structures MIM montrent l'applicabilité de la MOT aux couches fines. Afin de valider l'utilisation de la MOT sur les structures MOS, une grande campagne de mesures a été menée sur des structures MOS différentes : plusieurs densités de dopages, type de semiconducteur différents (N et P), épaisseurs d'oxyde de 50 nm à 500 nm. Les résultats obtenus sur ces composants nous permettent de valider l'applicabilité de la MOT.

Une autre série de mesures, effectuées sur des MOS avec des substrats différents (type N et type P), nous permet de supposer que la MOT permet de donner les seuils de

fonctionnement caractéristiques des structures MOS. Des mesures comparatives entre la MOT et la C(V) ont pu confirmer cette hypothèse.

La dernière étude présente des mesures effectuées par la MOT et par la C(V) sur des MOS à substrat de type N avant et après irradiation. Les résultats de ces mesures avec la MOT montrent la présence d'états d'interfaces supplémentaire et l'apparition de charges nouvelles dans l'oxyde créés par l'irradiation. De plus, ces conclusions tendraient à confirmer l'hypothèse selon laquelle la MOT pourrait déterminer les tensions caractéristiques de la structure MOS : la tension de bandes plates pour laquelle la charge à la surface du semiconducteur est nulle et la tension de seuil à partir de laquelle les porteurs minoritaires apparaissent à l'interface.

La grande reproductibilité des résultats obtenus sur les structures MOS nous laisse à penser que la MOT est une méthode qui s'avère sûre et non destructive pour ce type de composant. De plus, sa dynamique lente permet d'obtenir les paramètres de la structure en régime statique. Son extension sur des structures avec des oxydes de quelques nanomètres est donc envisageable.

Le problème majeur rencontré dans l'interprétation des résultats est la difficulté de séparer les charges dues aux différentes couches. En effet, cette méthode effectue une mesure ponctuelle dans l'épaisseur et se comporte comme une sonde de potentiel locale qui intègre alors la totalité des charges simultanément.

A moyen terme, il sera nécessaire d'améliorer le banc expérimental avec une cellule plus dynamique thermiquement et mieux protégée des perturbations éventuelles (comme par exemple les vibrations). De plus, une modélisation théorique plus poussée devrait permettre d'atteindre la précision des résultats expérimentaux.

Ainsi, notre travail ouvre des perspectives dans la caractérisation en microélectronique, aussi bien dans le domaine scientifique (définir les paramètres des structures avec précision), que dans le domaine industriel (contribuer à l'amélioration de la durée de vie des composants).

---

# REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [AGNEL2000] S. Agnel, P.jr. Notingher, A. Toureille, « Space charge measurements under applied DC field by the thermal step method », IEEE CEIDP Annual Report, pp. 166-170, (2000).
- [BALLAND1989] B. Balland, G. Barbottin, « Trapping and detrapping kinetics impact on C(V) and I(V) curves », tiré de « Instabilities in silicon devices 2 », G. Barbottin et A. Vapaille, Vol. 2, pp.17-18, Elsevier éditions, (1989).
- [BOUDENOT1999] J.C. Boudenot, « Tenue des circuits aux radiations ionisantes », Techniques de l'Ingénieur, Dossier : E3950, (1999).
- [BUCCI1964] Bucci et Fieschi, « The investigations of polarizations in insulators », Phys. Rev. Lett., vol.12, p.16, (1964).
- [DEAL1980] Deal B.E., « Standardized terminology for oxide charges associated with thermally oxidized silicon », IEEE. Trans. Electron Devices, Vol. 27, p.606, (1980).
- [DEVINE2000] R. A. B. Devine, J-P Duraud, E. Dooryhee, « Structure and imperfections in amorphous and crystalline dioxide », edition J.Wiley & Sons, (2000).
- [DIDON2004] N. Didon, « Dynamique du developpement des charges d'espace dans les isolants synthetiques sous champ électrique et gradient de température », Thèse, Université Montpellier II, (2004).
- [DUCRET2005] S. Ducret, « Etude de l'effet de débit de dose : Une nouvelle approche de la fiabilité de Technologies Bipolaires pour l'environnement radiatif spatial », Thèse, Université Montpellier II, (2005).
- [ENLOW1991] E.W. Enlow, R.L. Pease, W.E. Combs, R.D. Schrimpf and R.N. Nowlin, « Response of Advanced Bipolar Processes to Ionizing Radiation », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 38, pp. 1342-1351, (1991).
- [FLEETWOOD2003] D.M. Fleetwood and H.A. Eisen, « Total-Dose Radiation Hardness Assurance », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 50, pp. 552-564, (2003).
- [FREI1936] Frei et Grotzinger, Phys.Z, vol37, p.720, (1936).

- [GOODNICK1985] S. M. Goodnick, « Surface roughness at the Si(100)-SiO<sub>2</sub> interface », Phys. Rev. B 32, pp.8171-8186, (1985).
- [GREEN2001] Green M.L., Gusev, E.P., Degraeve R., Garfunkel E.L., « Ultrathin (<4nm) SiO<sub>2</sub> and Si-O-N gate dielectric layers for silicon microelectronics : Understanding the processing, structure, and physical and electrical limits », J. Appl. Phys, pp.2057-2121, Vol. 90, (2001).
- [GROVE1964] A.S. Grove, O. Leistiko, and C.T. Sah, « Redistribution of acceptor and donor impurities during thermal oxidation of silicon », J. Appl. Phys. vol.35, (1964).
- [HAAS1997] V. Haas, Ch. Scouarnec et J.L. Franceschi , « Modélisation des charges d'espace dans les isolants solides par une analyse spectrale », Eur. Phys. J. AP 1, 27-34, (1997).
- [HESTO1986] P. Hesto, « Nature of electronic conduction », tiré de « Instabilities in silicon devices », G. Barbottin et A. Vapaille, Vol. 1, p.263, Elsevier éditions, (1986).
- [INTEL2006] Intel Corporation,  
<http://www.intel.com/technology/mooreslaw/index.htm>, (2006).
- [ITRS2005] International Technology Roadmap for Semiconductors,  
<http://www.itrs.net/reports.html>, (2005).
- [KEITHLEY1992] Keithley Instruments,  
<http://www.keithley.fr/products/locurrhiresist/?mn=428-PROG>
- [LANG1986] S.B.et Das-Gupta D.K., « Laser-intensity-modulation method: a technique for determination of spatial distributions of polarization and space charge in polymer electrets », j. Appl. Phys., vol. 59, n°6, pp. 2151-2160, (1986).
- [MA1975] T.P. Ma, G. Scoggan and R. Leone, « Comparison of interface-state generation by 25-keV electron beam irradiation in p-type and n-type MOS capacitors », Applied Physics Letters, Vol. 27, n°2, (1975).
- [MA1989] T.P. Ma and P.V. Dressendorfer, « Ionizing radiation effect in MOS devices and circuits », Wiley-Interscience, (1989).
- [MATALLANA2001] J. Matallana, « Etude des propriétés de transport et de charge d'espace d'un nouveau matériau à base de polyéthylène pour l'isolation des câbles Haute Tension à courant continu », Thèse, Université Montpellier II, (2001).
- [MATHIEU2001] Mathieu H., « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », Dunod 5<sup>e</sup> édition, (2001).

- [MOORE1965] Moore G., « Cramming more components onto integrated circuits », Electronics, Vol. 38, (1965).
- [MOZZI1969] R. L. Mozzi, B. E. Warren, « The structure of vitreous silica », J. Appl. Cryst. 2, pp.164-172, (1969).
- [NICOLLIAN1982] E. H. Nicollian, J. R. Brews, « Metal Oxide Semiconductor Physics and Technology, » edition J. Wiley & Sons, (1982).
- [NING1975] Ning T.H., Osburn C.M., Yu H.N., « Electron trapping at positived charged center in SiO<sub>2</sub> », Vol. 26, Appl. Phys. Lett, pp.248-250, (1975).
- [NOTINGHER2000] P. Notingher, « Etude des charges d'espace et des pertes dans l'isolant des câbles de transport d'énergie électrique en vue de l'accroissement du rendement », Thèse, Université Montpellier II, (2000).
- [NOTINGHER2001] P. Notingher, S. Agnel, A. Toureille, »The thermal step method for space charge measurements under Applied field », IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 8, n°6, pp. 985-994, (2001).
- [ODIOT2000] F. Odiot, « Mesure des charges d'espace dans le SiO<sub>2</sub> par la méthode de l'Onde Thermique : Application aux technologies MOS », Thèse, Université Montpellier II, (2000).
- [OLDHAM1999] T. R. Oldman, « Ionizing radiation effects in MOS Oxides », Advanced in Solid State Electronics and Technology (ASSET) Series, Singapore : World Scientific, (1999).
- [REBER1992] R. Reber, D.M. Fleetwood, « Thermally stimulated current measurement of SiO<sub>2</sub> defect density and energy in irradiated MOS capacitors », Rev. Sci. Instrum., Vol. 63, p.5714, (1992).
- [RICHARD1995] Richard N Tauber, W. Stanley, « Silicon processing for the VLSI era », Sunset Beach, Calif. : Lattice Press, (1995)
- [SACADURA1993] J-F. Sacadura, « Initiation aux transferts thermiques », Ed. Tec&Doc (1993).
- [SAIGNE1998] F. Saigné, « Une nouvelle approche de la sélection des composants de type MOS pour l'environnement radiatif spatial », Thèse Université Montpellier II, (1998)
- [SCHRODER1998] D. K. Schroder, « Semiconductor Material and Device Characterization », Wiley-Interscience; 2<sup>eme</sup> edition, (1998).

- [SCHWARTZ1992] G. Schwartz, H. Cogin, P.Yi-Shiou, J. William, « Effective dielectric constant of silicon dioxides deposited in the spaces between adjacent conductors », Journal of the Electrochemical Society, vol. 139, pp.L118-L122, n°12,(1992).
- [STÖCKER1999] H. Stöcker, « Toute la physique », Dunod, (1999).
- [TOUREILLE1987] A. Toureille, « Sur une méthode de détermination de la densité des charges d'espace dans le PE », JCABLE 87, p.89, (1987).
- [TOUREILLE1991] A. Toureille, J. P. Reboul, P. Merle, « Détermination des densités de charge d'espace dans les isolants solides par la méthode de l'onde thermique », J. Phys. III France 1, pp. 111-123, (1991).
- [TOUREILLE1994] A. Toureille, « Mesure de charge d'espace par la méthode de l'onde thermique : Différentes techniques de validation numérique et expérimentale », Journal of Electrostatics, Vol. 32, p.277, (1997).
- [VINCENT2005] G. Vincent , « All the physical and electrical parameters of the MOS transistor on a single graph ( $Q\Psi$ )\* », Eur. Phys. J. Appl. Phys. Vol. 32, pp.155-158, (2005).
- [WINTLE1999] H.j. Wintle, « Analysis of the scanning electron microscope mirror method for studying space charge in insulators », j. Appl. Phys. Vol. 86, 11, pp.5961-5967, (1999).

---

## PUBLICATIONS DE L'AUTEUR

- [1] P. Notingher jr., S. Agnel, O. Fruchier, A. Toueille, B. Rousset et J.L. Sanchez, « On the Use of the Thermal Step Method as a Tool for Characterizing Thin Layers and Structures for Micro and Nano-electronics », *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* Vol. 6, No. 3, pp. 1089–1096., (septembre 2004).
- [2] Journée thématique du Club EEA Micro et nano caractérisation à Montpellier, O. Fruchier, P. Notingher, S. Agnel, A. Toueille B. Rousset, J.L. Sanchez, « Application de la méthode l'onde thermique pour la détection de la charge électrique dans une structure Metal-Oxyde-Semiconducteur », (18 mai 2004).
- [3] Société Française d'Electrostatique 2004 à Poitiers, O. Fruchier, P. Notingher, S. Agnel, A. Toueille B. Rousset, J.L. Sanchez, « Développement de la méthode de l'onde thermique pour la détection des charges électriques dans des composants électroniques », proc. p161, (2 septembre 2004).
- [4] Conférence des Jeunes Chercheurs en Génie Electrique à Montpellier, O. Fruchier, « La Méthode de l'Onde Thermique adaptée aux structures Métal-Oxyde-Semiconducteur », proc. p263, (7 juin 2005).
- [5] Conférence de l'Ecole Doctorale I2S : Information, Structures et Systèmes, Doctiss'06 à Montpellier, O. Fruchier, « La Méthode de l'Onde Thermique pour l'étude de la structure Métal-Oxyde-Semiconducteur », (13 avril 2006).
- [6] 5<sup>th</sup> edition of Mmde 2006, 3<sup>rd</sup> Edition of IEEE ROMSC 2006, Materials for Electrical Engineering, O. Fruchier, P. Notingher jr., S. Agnel, A. Toueille, B. Rousset et J.L. Sanchez, « Application de la méthode de l'onde thermique sur des couches minces d'oxyde », proc. pp 220-225, Bucharest, Romania, (juin 2006).



---

## **Etude du comportement de la charge d'espace dans les structures MOS : Vers une analyse du champ électrique interne par la méthode de l'onde thermique**

L'isolant électrique est un élément essentiel des composants électroniques. Or, à cause des défauts présents dans l'isolant, des dysfonctionnements apparaissent dans les équipements électroniques provoquant des problèmes de fiabilités. Il est donc essentiel de quantifier et d'identifier la nature des charges d'espaces créées par ces défauts. Pour des raisons de miniaturisation des composants, les techniques de caractérisations actuelles semblent montrer leurs limites. La méthode de l'onde thermique permet de quantifier et de donner la répartition de la charge d'espace sur une forte épaisseur de diélectriques. L'adaptabilité de la méthode pour des couches diélectriques beaucoup plus minces ainsi que l'étude des résultats obtenus constitue l'essentiel du travail de cette thèse. La méthode proposée permet de donner les tensions caractéristiques de la structure MOS tout en effectuant une analyse en régime statique de la structure.

### **MOTS-CLES**

Isolants, Oxydes, Fiabilité, Charges d'espace, Méthode de l'onde thermique, Tension de seuil, Tension de bandes-plates, MOS.

---

## **Study of space charge in MOS structure: Electric field analyzed by thermal step method**

Electronic insulators are an essential part of electronic circuits. To date, the present of defects in these insulators causes mal function and provoke reliability of electronic components. Therefore it is essential to identify and quantify the nature of space charge instigated by these defects. Existing techniques of characterisation of these defects appear to reach their limits. The thermal wave technique is capable of identifying and determining the space charge distribution through the whole thickness of the insulator. The adaptation of the method to very thin dielectric layers as well as analysing the results forms an essential part of the thesis. The proposed method allows obtaining the MOS structure's characteristic voltage, while performing a static analysis of the different regimes of the structure under investigation.

### **KEYWORDS**

Insulators, Oxides, Reliability, Space charges, Thermal Step Method, Threshold voltage, Flat-band voltage, MOS.