

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

UNIVERSITE DE BATNA

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR

MEMOIRE

Présenté au

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER EN MICROELECTRONIQUE

Par

Nacim CHARROUF

Intitulé

**Caractérisation Electrique des Diélectriques
à Faible Permittivité**

Le jury d'examen est constitué de :

Dr. BENHAYA Abdelhamid	M.C	Université de Batna	Président
Dr. DIBI Zohir	M.C	Université de Batna	Rapporteur
Dr. MAHAMDI Ramdane	M.C	Université de Batna	Examineur
Dr. AYAD Faycal	M.C	Université de Jijel	Examineur

Année universitaire 2007-2008

Remerciements

Je remercie mon promoteur le Dr. DIBI Zohir Chef de Département d'Electronique d'avoir su encadrer et diriger mes travaux avec efficacité et de m'avoir forcé à la rigueur et à la précision scientifique nécessaires à l'accomplissement de ce travail.

Que le professeur Antoine Goulet Professeur au Département Systèmes Electroniques et Informatique Industrielle polytechnique de Nantes trouve ici toute ma gratitude de m'avoir permis d'utiliser les résultats expérimentaux que j'ai réalisés sous sa direction.

Que le Dr. SAIDI Lamir responsable du service de la Post-Graduation trouve ici mes remerciements de m'avoir facilité mon inscription à l'Université de Batna.

Je remercie le Dr. Abdelhamid Benhaya d'avoir accepté de présider le jury d'examen de ce projet.

J'exprime mes remerciements au Dr. Ayad Fayçal de l'Université de Jijel d'avoir accepté d'évaluer mon travail et de faire le déplacement à l'Université De Batna.

Tous mes remerciements vont au Dr. Mahamedi Ramdane examinateur de cet humble travail pour l'honneur qu'il me fait en évaluons ce projet.

Sommaire :

I. INTRODUCTION

- I.1 Temps de propagation p7**
- I.2 Utilisation du Cuivre dans les circuits intégrés p8**
- I.3 Les différentes voies d'élaboration des low k..... p11**
- I.4 Les différents matériaux.... p12**

II. REALISATION DES ECHANTILLONS

- II.1 Généralités.....p14**
- II.2 Préparation des échantillons..... p17**
 - II.2.1 Les échantillons élaborés par PECVD..... p17**
 - II.2.2 Les échantillons d'oxyde thermique..... p19**

III. RAPPEL THEORIQUE

III.1 Tests non destructifs.

- III.1.1 Caractéristiques : capacité/ tension..... p21**
- III.1.2 Pertes diélectriques.....p25**

III.2 Tests destructifs

- III.2.1 Contrainte à rampe linéaire de tension (Généralités).....p31**
 - III.2.1.a Mécanismes de conduction.....p32**
 - III.2.1.b Aspect statistique.....p36**
 - III.2.1.c Contrainte à rampe linéaire de tension (RVS)..... p39**
- III.2.2 Contrainte à courant constant (CCS).....p40**
- III.2.3 Contrainte à tension constante (CVS).....p40**

III.3 Modélisation de la capacité MIS

- III.3 1 Les équations de base.....p43**
- III.3 2 La charge du semi-conducteur Q_{sc} p44**
- III.3 3 La charge de la zone désertée Q_D p46**
- III.3 4 La charge de la zone d'inversion Q_n p47**

III.3 5 Non uniformité du dopage du substrat.....	p48
IV. CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DES ECHANTILLONS	
IV.1 Etude de la permittivité et des pertes électriques en fonction du	
pourcentage de méthane.	
IV.1.a. La permittivité.....	p49
IV.1.b. Les pertes diélectriques.....	p51
IV.2 Etude des caractéristiques des low k	
IV.2.1 Les pertes diélectriques des low k.....	p52
IV.2.2 Le courant de fuite des low k.....	p55
IV.2.3 La détermination du mécanisme de conduction.....	p56
IV.2.4 La détermination de la tension de bande plate.....	p58
IV.2.5 L'extraction du champ de claquage.....	p59
V. ETUDE DE LA FIABILITE DES DIELECTRIQUES LOW K	
V.1 Stress en courant (CCS).....	p63
V.1.1 Accélération en courant (p).....	p64
V.2 Stress en tension.....	p65
V.2.1 Accélération en champ γ_e (A).....	p66
VI .MODELISATION	
VI.1.Modélisation.....	p68
VI.2.Etude d'un dopage de substrat non constant.....	p71
VI.3 Résultats de la simulation.....	p72
VI.4CONCLUSION.....	p78
VI.5 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	

Introduction générale

L'essor de l'industrie électronique dans les pays industrialisés est extraordinaire, tant dans le domaine technique qu'économique. Ce développement de l'industrie électronique est dû à l'apparition de nouveaux marchés et à la demande incessante par l'utilisateur de produits sophistiqués dans tous les secteurs, civil, militaire... .

Au cœur de cette technologie avancée se situe l'industrie de la microélectronique où de très nombreux matériaux sont utilisés à l'heure actuelle sous forme de couches minces. La recherche dans l'industrie de la microélectronique doit répondre aux exigences de la miniaturisation des composants d'une part et à ceux de la vitesse d'autre part. Ils doivent également satisfaire aux besoins des demandes du marché international en recherchant la réduction du coût de production ainsi que l'intégration de composants fiables et peu coûteux.

Quotidiennement nous utilisons des produits issus de l'industrie de la microélectronique tels que : téléphone mobile, ordinateur, appareil photos numériques...

De même la médecine, l'armée, l'industrie automobile utilisent de nombreux produits de la microélectronique. Nous remarquons que tous les produits de la microélectronique sont constitués de composants électroniques de base et chaque année, nous voyons de nouvelles techniques se développer (méthodes de conception, procédés de réalisation...)

Par conséquent, pour atteindre les spécifications requises, une parfaite connaissance et une parfaite maîtrise des phénomènes physiques, qui interviennent dans le fonctionnement de ces composants élémentaires, qui sont miniaturisés de jour en jour, sont nécessaires pour concevoir et fournir au marché le composant électronique de demain.

L'évolution de la microélectronique a été rapide. En 1948 le premier transistor voit le jour chez Bell Labs, en 1959 Texas instrument fabrique le premier circuit intégré, en 1970 le premier processeur fonctionne déjà chez Intel.

Notons que depuis 1960, le marché des semi-conducteurs est sujet à une croissance extraordinaire. L'industrie du semi-conducteur investit davantage et la production augmente, par contre le coût du transistor diminue sur le marché mondial [1].

- 210 milliards de Dollars de capital sur le marché des semi-conducteurs.
- 15% de croissance annuelle depuis 1960. (10% pour l'Electronique).
- 85% du marché pour les circuits intégrés.
- Technologie CMOS largement dominante.

- L'industrie du semi-conducteur investit 20% de son capital dans la recherche.

Ainsi des nouveaux matériaux apparaissent dans les filières avancées de la microélectronique, en particulier les diélectriques low k et ultra-low k.

Bien que la longueur caractéristique de la technologie MOS a été fortement réduite entre les débuts des années 1970 (10 μ m) et aujourd'hui (130nm), la structure du MOSFET sur silicium et son principe de fonctionnement n'ont pas changé.

Avec la réduction d'échelle et l'utilisation de nouveaux procédés de fabrication, de nouveaux phénomènes physiques perturbateurs sont apparus, ces derniers dégradent les caractéristiques électriques des composants et nuisent à leur fiabilité. Par exemple, les circuits sont affectés par ces parasites au niveau des interconnexions métalliques; d'où la nécessité d'introduire de nouveaux matériaux à faible permittivité pour diminuer la capacité parasite entre les lignes d'interconnexion métallique.

Les travaux de ce mémoire se sont concentrés sur cet axe à savoir la caractérisation électrique et la modélisation des structures MIS élaborées à partir de ces diélectriques à faible permittivité dans le but d'acquérir une parfaite connaissance et une bonne maîtrise des phénomènes physiques liés à la miniaturisation des CI.

Ainsi ce mémoire, dans son premier chapitre nous introduit dans le monde des diélectriques et nous donne une idée sur les problèmes rencontrés, les matériaux utilisés et les différentes voies d'élaboration de ces diélectriques.

Le deuxième chapitre expose les moyens techniques de l'élaboration des échantillons sur wafer.

Le troisième chapitre décrit l'ensemble des méthodes de caractérisation électrique.

Le quatrième chapitre développe les caractéristiques des échantillons : permittivité et pertes électriques en fonction du pourcentage de méthane.

Le cinquième chapitre étudie la fiabilité des diélectriques (low k).

Le dernier chapitre traite la modélisation d'une structure MIS.

I. Introduction

La haute densité d'intégration et la performance voulus de la réduction d'échelle des composants à semi-conducteur est limitée ces derniers temps par des problèmes au niveau des interconnexions métalliques. Contrairement à la miniaturisation des transistors où leurs performances augmentent avec la réduction de la largeur du canal, la réduction d'échelle des interconnexions augmente le temps de délai RC qui limite les performances totales du circuit. Cette dégradation de performance est due à l'augmentation de la résistance des lignes métalliques d'interconnexions et à l'augmentation de la capacité entre les lignes qui sont de moins en moins espacées. S'ajoute à ce problème celui d'électromigration due à la croissance de la densité du courant qui circule dans ces lignes.

I.1. Temps de propagation :

La figure I.1 représente un schéma simple d'interconnexions pour un circuit intégré.

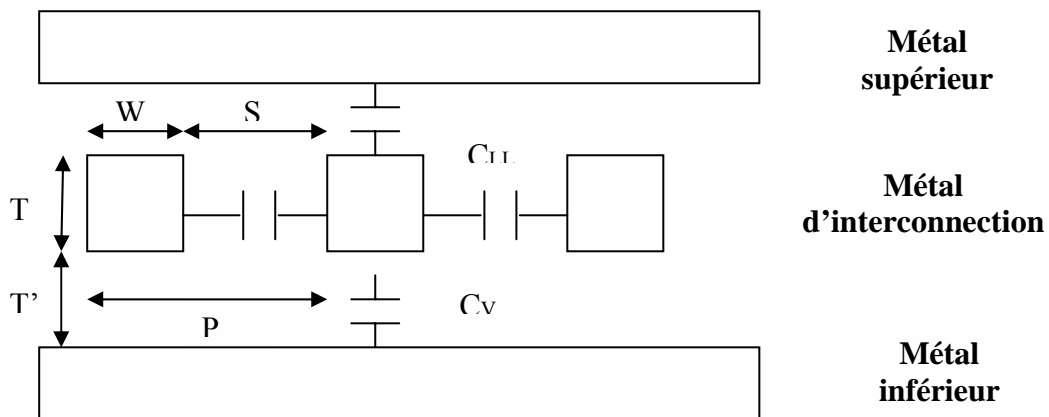


FIG.I.1 : Schéma des interconnexions métalliques.

On identifie la constante de temps 'RC' à partir de la figure ci-dessus par :

$$RC = 2\rho\epsilon_r\epsilon_0 \left(\frac{4L^2}{P^2} + \frac{L^2}{T^2} \right) \tag{I-1}$$

Avec la résistance de ligne d'interconnexions : $R = 2\rho \frac{L}{PT}$ (I-2)

\$\rho\$ la résistivité de ligne. L sa longueur, P /2 l'espacement, T l'épaisseur, et la capacité totale par

$$C = 2(C_{LL} + C_V) \tag{I-3}$$

C_{LL} la capacité entre 2 lignes, C_V la capacité verticale entre la couche de métal et la ligne d'interconnexions

$$\text{On peut alors écrire : } C = 2\varepsilon_r\varepsilon_0\left(\frac{2LT}{P} + \frac{LP}{2T}\right) \quad (\text{I-4})$$

ε_r la permittivité relative d'isolant, ε_0 la permittivité du vide.

Notons que, l'expression de la capacité a été simplifiée en ignorant l'épaisseur du métal. Pour minimiser le temps RC, il faut réduire la résistivité ρ des lignes et la permittivité ε_r de l'isolant qui les sépare. Par exemple le remplacement de l'Aluminium par le cuivre, diminue RC de 35% et la substitution de silice (SiO_2) par l'air abaisse RC de 75%[10].

De plus, le fait de réduire cette capacité diminue le couplage électrique entre les lignes métalliques et l'énergie totale dissipée par le circuit intégré (proportionnelle à C). C'est la raison pour laquelle le cuivre et les matériaux diélectriques à faible permittivité ont été introduits ces dernières années (1998).

1.2. Utilisation du cuivre dans les CI:

Les chercheurs ont réussi à substituer l'Aluminium par le Cuivre, en utilisant un nouveau procédé appelé « Damascène ». A la différence de la méthode classique de gravure du métal, le procédé damascène utilise le principe inverse, car il n'est pas possible de graver le Cuivre par voie sèche (par contre Al est très facile à graver).

Les étapes de cette méthode sont:

- La gravure du diélectrique.
- Le dépôt de cuivre
- La planarisation de la surface par polissage chimique et mécanique

(Chemical Mechanical Polishing).

La figure.1.2 représente les étapes des deux méthodes de fabrication des interconnexions.

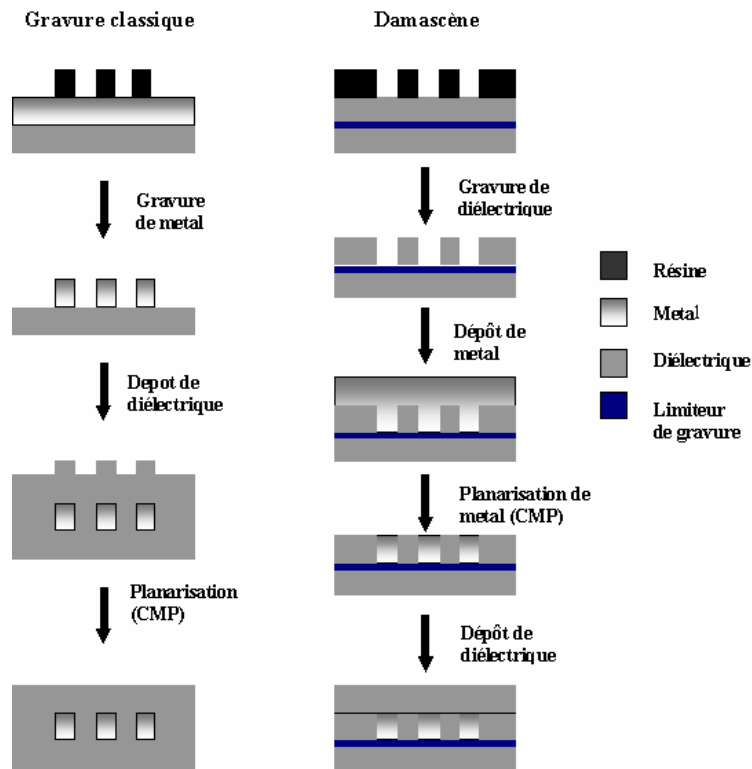


FIG.I.2 : Méthodes de fabrication des interconnexions.

Après le succès obtenu par la substitution de l'Aluminium par le cuivre, les recherches se sont orientées vers les matériaux plus performants que le SiO₂ de façon qu'ils assurent la possibilité de les introduire dans les circuits intégrés.

Ces matériaux doivent avoir une compatibilité (thermique, mécanique, chimique) avec les processus de la métallisation comme le dépôt, la gravure et le recuit (plus de 400°C) et la planarisation par POLISH chimique et mécanique (CMP) pour que leur constante diélectrique ne change pas durant ces étapes. En plus il faut qu'il y ait une bonne adhérence (contact) entre le diélectrique et les autres couches des isolants et les lignes métalliques. Sachons que l'effet d'une réaction chimique entre le diélectrique et le métal introduira des pertes importantes qui gênent le bon fonctionnement du circuit intégré.

S'ajoute aussi le problème d'empoisonnement par les résines utilisé dans l'étape de gravure, qui est plus considérable dans le cas des matériaux les moins denses.

Le tableau, ci-dessous, rassemble les caractéristiques les plus importantes requises pour l'intégration des matériaux low k dans la partie d'interconnexions [10].

Le choix final dépend aussi du coût de fabrication.

Electrique	Chimique	Mécanique	Thermique
K, faible	résistance chimique	épaisseur uniforme	grande stabilité thermique
Faible pertes diélectriques	gravure sélective	bonne adhésion	faible coefficient
Faible courant de fuite	faible absorption l'humidité	faible stress	thermique d'expansion
faible piégeage de charge	durée de stockage longue	grande dureté	Grande conductivité
fort champ électrique	basse permittivité au gaz		thermique
grande fiabilité			

TAB.I.1 : Caractéristiques requises des diélectriques

On peut classer les matériaux suivant leur permittivité en deux types :

- Matériaux à faible constante diélectrique (LOW K).
- Matériaux à ultra faible constante diélectrique (ULTRA LOW K).

La constante des premiers est située entre 3.6 et 2.2, les deuxièmes moins de 2.2

Les industriels ont mis un plan (Roadmap) d'évolution de la constante diélectrique des oxydes élaborés par voie plasma pour la dizaine d'années qui viennent pour satisfaire l'exigence de la technologie d'interconnexions et les demandes du marché universel des semi-conducteurs.

Les valeurs sont reportées dans le tableau I.2 [2], [3].

Année	2002	2003	2004	2008	2011	2014
Technologie	130nm			70nm	50nm	35nm
Nombre des couches de métal	7-8	8	8	9	9-10	9-10
Constant diélectrique k	2.7	2.0	2.0	<2.0	<1.3	1.1

■ Solution non connue ■ En court de réalisation

Tab.I.2 : Evolutions des diélectriques [2], [3].

On remarque à partir du tableau ci-dessus, que le nombre de couches métalliques dans les circuits intégrés va augmenter dans les années qui viennent, d'où la nécessité d'introduire de nouveaux matériaux à constante diélectrique de plus en plus faible.

1.3. Les différentes voies d'élaboration des low k :

L'élaboration des diélectriques low K se fait par différentes voies :

- Sol gel.
- Voie plasma.

la première voie est constituée de plusieurs étapes, les étapes essentielles sont:

- La formation d'une fraction des liens chimiques qui constituent l'oxyde, en milieu liquide et à basse température (<100°C)
- Le trempage du substrat dans la solution pour obtenir la couche voulue
- L'évaporation des solvants et la condensation pour la gélification du dépôt sur le substrat.

- Un traitement thermique

Cette méthode est très facile à mettre en oeuvre, mais elle a des inconvénients comme le séchage et le traitement thermique qui produisent des contraintes sur les couches minces déposées et l'apparition des phénomènes de craquelures et de décollement. On constate aussi parfois des problèmes d'hétérogénéité du matériau et des variations de la constante diélectrique.

La deuxième voie est le procédé PECVD (Dépôt Chimique en Phase Vapeur Assisté par Plasma) qui assure un dépôt homogène, et un contrôle de pollution, à la différence du procédé sol gel.

1.4. Les différents matériaux

La constante diélectrique k d'un matériau dépend de sa densité et sa polarisabilité.

Aux fréquences de fonctionnement des circuits intégrés k dépend à la fois de la contribution électronique, ionique et aussi de la polarisation d'orientation.

La valeur ultime atteignable est celle du vide ($k=1$). Pour se rapprocher de cette valeur, il faut élaborer des matériaux plus denses et peu polaires.

Il existe plusieurs types de matériaux à faible constante diélectrique qui sont déjà utilisés en production ou en phase expérimentale.

Parmi ces matériaux, on peut citer :

- Les oxydes fluorés : SiO₂ fluoré (FSG) a une constante diélectrique $k=3.5$.

Il est utilisé comme diélectrique d'interconnexion.

- Les matériaux organiques : ils ont une stabilité thermique raisonnable et ils sont assez durs pour résister aux différentes étapes de métallisation.

Ils sont obtenus à partir d'un précurseur organosilicié (Si OC) à faible constante diélectrique en état liquide.

Dans notre cas, le précurseur d'HMDSO (SiO₂6H₁₈) a une constante diélectrique en phase liquide $k=2.17$

- Les matériaux poreux : ils sont obtenus après l'ajout d'une fraction de matériaux poreux à des matériaux à faible k .

L'ajout d'un degré de porosité dans une structure permet d'avoir une constante diélectrique intéressante.

La génération d'ultra-low k est obtenue à partir de ces matériaux [4].

Chapitre I I

II. Réalisation des échantillons.

Ce chapitre regroupe les informations concernant les spécificités des échantillons étudiés et comporte aussi une présentation sur la réalisation des échantillons à partir de l'élaboration des couches jusqu'à la métallisation.

Au préalable, nous rappellerons quelques généralités.

II.1 Généralités :

Les structures MIS :

Une structure MIS consiste en une couche isolante déposée sur un matériau semi-conducteur avec une électrode métallique « Grille » superposée, et un contact ohmique sur la surface de semi-conducteur.

La couche isolante a une épaisseur de l'ordre 10^2 à 10^3 Å, qui résulte d'un compromis entre circulation de courant négligeable et effet capacitif suffisant sous une polarisation de quelques volts (courbure des bandes du semi-conducteur).

Le contact ohmique est indispensable pour que le contact métal semi-conducteur réalisé, présente une résistance aussi faible que possible (en surdopant le semi-conducteur on arrive à réduire la résistance série).

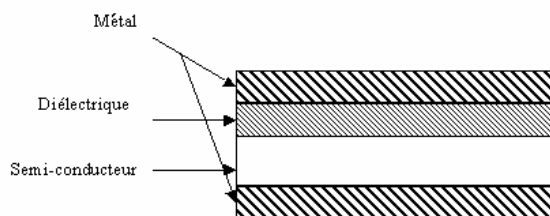


FIG.II.1 : La structure MIS

Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma :

Le plasma est le 4^{ème} état de la matière qui correspond à un gaz ionisé.

Les plasmas froids se caractérisent par un degré d'ionisation faible ($\leq \frac{1}{1000}$) et sont largement utilisés pour la fabrication des circuits intégrés en microélectronique.

A la différence de la méthode de dépôt chimique en phase vapeur (CVD), le procédé CVD assisté par plasma (PECVD) met en jeu une population des électrons énergétiques ($KT_e \approx$ quelques eV) et des espèces neutres actives thermalisées.

Dans ces conditions, on obtient des couches minces à basse température ($T < 300^\circ\text{C}$) de qualité comparable aux échantillons obtenus à plus haute température ($T > 500^\circ\text{C}$) par des procédés de dépôt en phase vapeur activés thermiquement (CVD).

Procédé PECVD :

Le réacteur se compose de deux parties principales cylindriques, la source à plasma et la chambre de diffusion. La source est constituée d'un tube diélectrique vertical de 30cm de hauteur et de 15 cm de diamètre, à l'intérieur duquel se forme le plasma, le mélange gazeux est composé d'un gaz (l'oxygène O₂ ou le méthane CH₄) introduit dans la source, mélangé à l'HMDSO. Le précurseur organosilicié est introduit au niveau de la chambre de diffusion, au-dessus du porte-substrat pour limiter le dépôt dans la source. La décharge est créée par l'application d'une puissance à radio fréquences 13.56 MHz couplée au plasma par l'intermédiaire d'une antenne extérieure à géométrie 'hélicon', caractéristique du réacteur 'hélicon' (FIG.II.2). Le plasma diffuse vers la chambre de diffusion où s'effectue la croissance de la couche sur le substrat posé sur un porte substrat. La chambre de diffusion dispose de plusieurs hublots en quartz en regard permettant la mise en oeuvre d'outils de diagnostic.

En particulier, le réacteur est équipé d'un ellipsomètre UV-visible qui assure le contrôle de la croissance : l'indice optique et l'épaisseur sont mesurés en temps réel.

L'ellipsomètre est un outil de caractérisation optique non destructif, qui mesure le changement d'état de polarisation d'une onde électromagnétique, après réflexion sur un substrat [5].

Le réacteur fonctionne avec un champ \vec{B} statique ($\vec{B} = 50$ G), appliqué au niveau de la source, et le vide résiduel (quelques 10^{-6} torr) est créé par un système de pompage constitué d'une pompe turbo moléculaire couplé à une pompe primaire à palette [5].

Dans les conditions habituelles de fonctionnement, le réacteur permet de générer des plasmas denses (densité électronique $n_e > 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) à basse pression ($p < 10$ mtorr). Ce type de réacteur permet un contrôle d'énergie des ions indépendamment de la puissance injectée dans la source.



Générateur HF
13.56MHz

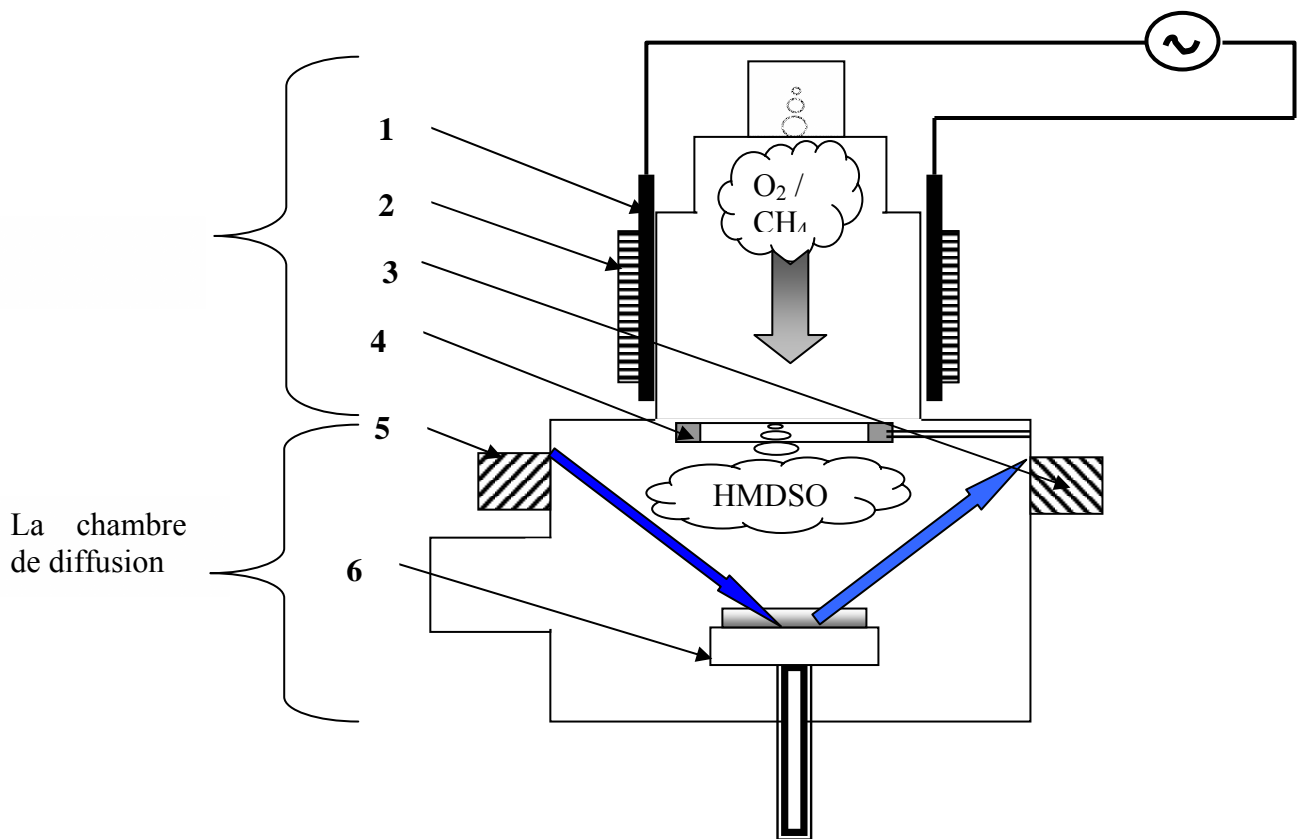


FIG.II.2 : Le réacteur hélicon

1. Antenne 2. Bobine 3. Récepteur de l'ellipsomètre 4. Source de l'HMDSO 5. Emetteur de l'ellipsomètre 6. Porte substrat

II.2 Préparation des échantillons :

Toutes les couches diélectriques élaborées par plasma sont réalisées au Laboratoire des Plasma et Couche Mince (LPCM) de l'Institut des Matériaux à Nantes (IMN).

La métallisation a été effectuée au laboratoire Centre Commun de Microélectronique de l'Ouest (CCMO) de Rennes.

Les dépôts ont été réalisés sur substrat de Silicium Si (100) de résistivité $\rho = 1 - 5 \Omega.cm$ de type n préalablement désoxydé dans une solution contenant de l'acide fluorhydrique (HF). Le diamètre des substrats est de 2 pouces.

L'étape suivante de la fabrication des échantillons est la métallisation, elle consiste à évaporer sous vide ($5 \cdot 10^{-5}$ m torr), l'Aluminium (500nm) par un arc électrique (un courant de 250 A), dans ces conditions l'Aluminium se vaporise directement sur les wafers constituant une couche de métal.

Le contrôle de l'épaisseur du métal déposé se fait par un oscillateur à quartz qui change sa fréquence propre en fonction de la quantité du métal déposé. Lorsque l'épaisseur de l'Aluminium est atteinte on interpose un 'cache' entre la source d'Aluminium et l'échantillon pour arrêter le flux d'Aluminium.

La détermination des surfaces des échantillons est faite par photolithographie. La résine photosensible est déposée sur le wafer à l'aide d'une 'tournette' dont on règle la vitesse de rotation pour assurer l'uniformité de l'épaisseur. L'échantillon est ensuite exposé au rayonnement ultraviolet à travers le masque qui détermine la surface voulue ($4,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$ dans notre cas).

L'Aluminium est gravé dans une solution liquide.

Enfin, un recuit à une température de 390° sous l'azote permet d'avoir une meilleure adhérence entre Al et l'oxyde.

II.2.1 Echantillons diélectriques élaborés par PECVD :

Pour cette étude, la polarisation du porte- substrat est nulle durant la croissance des oxydes.

La pression est entre 2mTorr et 10mTorr. Le plasma est créé par un mélange gazeux entre les molécules de l'HMDSO, l'oxygène O_2 , le méthane CH_4 .

L'épaisseur des films a été mesurée par l'ellipsomètre avant et après la métallisation pour tenir compte des variations causées par le recuit.

Pour cela, nous avons utilisé des zones dédiés non métallisées.(FIG.II.3)

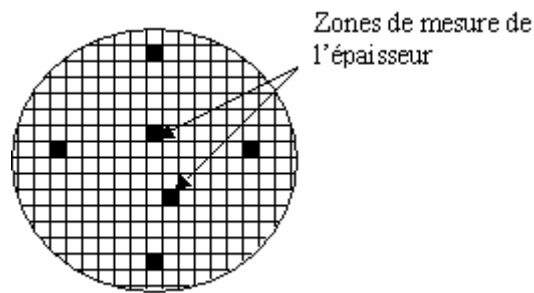


FIG.II.3 : Wafer après la métallisation.

Le tableau suivant donne les informations essentielles pour chaque type des échantillons que nous avons réalisés.

Condition d'élaboration	épaisseur avant recuit	épaisseur après recuit	Type de substrat
100% HMDSO 2mTorr 300W	966A°	-	n
100% HMDSO 10mTorr 300W	1085A°	-	n
78%HMDSO+22%CH ₄ 2mTorr 300W	1105A°	966A°	n
2% HMDSO+98%O ₂ 2mTorr 300W	754A°	741A°	n
25%HMDSO+75%CH ₄ 2mTorr 300W	1032A°	1010A°	n
2%HMDSO+98%CH ₄ 2mTorr 300W	916A°	-	n

TAB.II.1 : Les principales informations pour les oxydes/ Plasma, élaborés

A partir du tableau on remarque que l'épaisseur a été modifiée après l'étape de recuit consécutif à la métallisation (T 390°).

II.2.2 Echantillons d'oxyde thermique

Nous avons utilisé aussi, dans cette étude, l'oxyde thermique comme référence pour faire une comparaison avec les échantillons élaborés par plasma.

Des échantillons ont été fabriqués et mis en boîtier par Matra-Harris semi-conducteur (aujourd'hui ATMEL), ils sont nommés 'MHS' par la suite.

Le tableau suivant décrit leurs principales informations obtenues du constructeur.

type	Oxyde thermique sur wafer	Oxyde thermique en boîtier
métal	Al	Polysilicon n^+
Surface cm^2	$4.1 \cdot 10^{-3}$	$2.25 \cdot 10^{-3}$
épaisseur	1030A°	200A°
Type de substrat	n	p

TAB.II.2 : Principales informations pour les échantillons d'oxyde Thermique.

III RAPPELS THEORIQUES

Tous les tests effectués sur les échantillons sont faits dans une température ambiante et les échantillons se trouvent dans une cage de faraday pour éliminer toutes les sources électromagnétiques qui peuvent perturber les résultats des tests.

La configuration des appareils de mesure et la récupération des résultats se font à l'aide d'un micro-ordinateur.

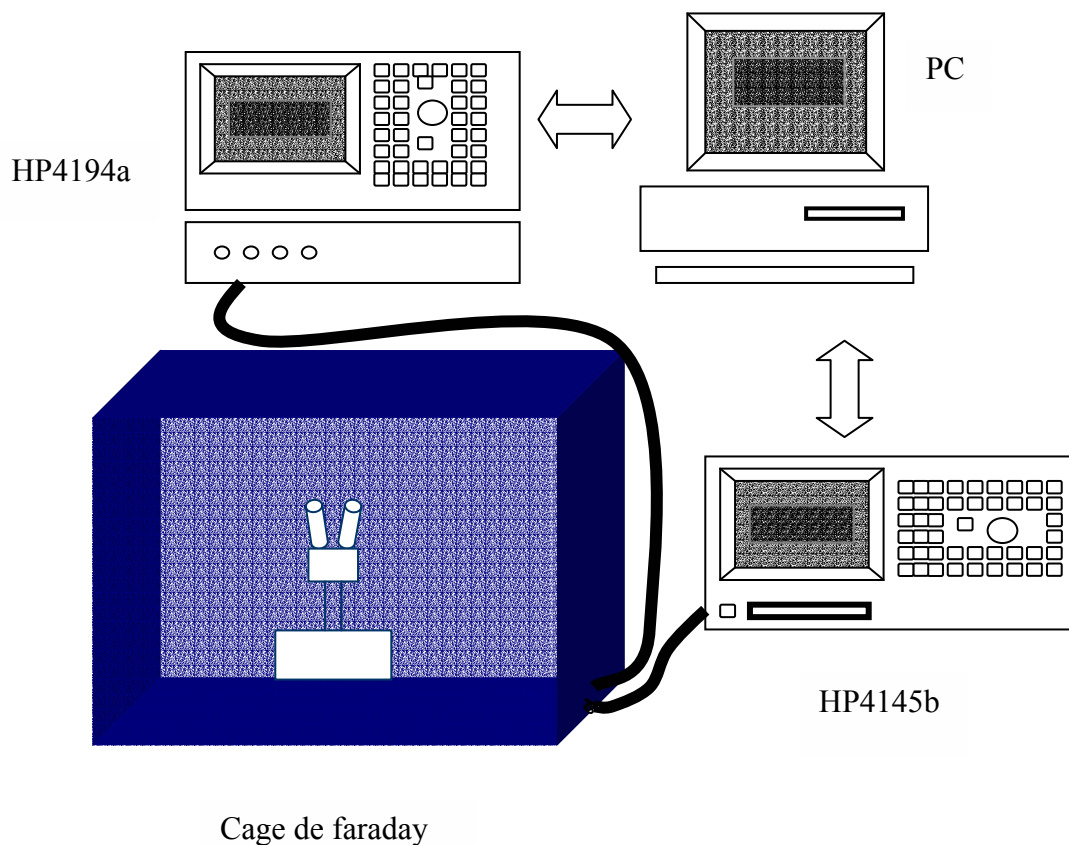


Fig III. Les instruments utilisés dans les tests

Nous avons utilisé des oxydes minces situés entre 1010\AA et 741\AA , de ce fait, on peut classer les tests effectués sur les échantillons en deux catégories [7] :

- Tests non destructifs.
- Tests destructifs.

III.1 Tests non destructifs :

III. 1.1 Caractéristiques capacité-tension :

Elle est considérée comme destructrice dans le cas où l'on utilise des oxydes ultra-minces, mais dans cette étude nous la classons parmi les méthodes non destructives [7].

On utilise l'analyseur d'impédance HP4194A pour extraire les caractéristiques capacité-tension. Cet appareil est conçu pour mesurer l'impédance en fonction de deux paramètres, tension ou fréquence. Pour extraire les caractéristiques, il faut comprendre le comportement d'une structure MIS, lors de sa polarisation.

Rappels théoriques :

Lors de la polarisation de la structure MIS on peut distinguer trois régimes :

Accumulation, désertion, inversion.

Régime d'accumulation :

Après une polarisation positive de la Grille V_G par rapport au semi-conducteur (dans

notre cas type N), les électrons libres du semi-conducteur s'accumulent à l'interface semi-conducteur.

Isolant.

La neutralité électrique s'écrit:

$$Q_M = -Q_{sc} \quad (\text{III-1})$$

Q_M La charge à l'interface isolant/métal.

La polarisation V_G se répartit entre une tension ψ_{sc} aux bornes semi-conducteur «potentiel de surface du semi-conducteur » et une tension V_i aux bornes de l'isolant.

$$V_G = V_i + \Psi_{sc} \quad (\text{III-2})$$

Avec

$$V_i = Q_M / C_i = -Q_{sc} / C_i \quad (\text{III-3})$$

C_i représente la capacité de la couche par unité de surface.

$$C_i = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0}{d_i} \quad (\text{III-4})$$

d_i est l'épaisseur de l'isolant, ε_0 est la permittivité du vide, ε_i la constante diélectrique relative de l'isolant.

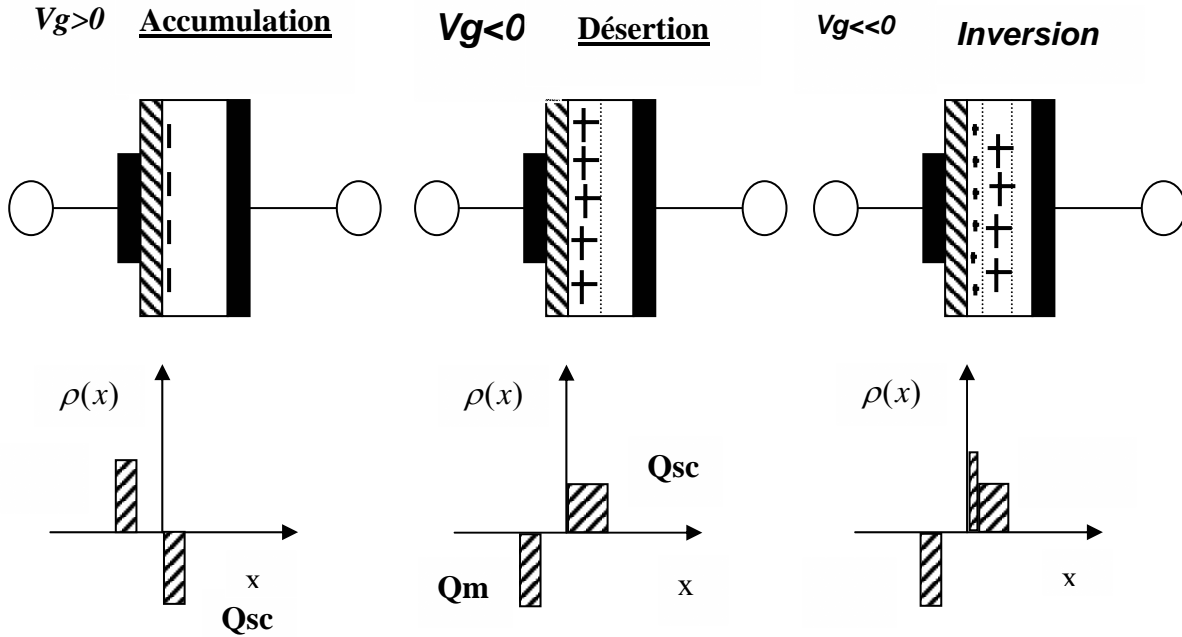


FIG.III.1 : Différents régimes de fonctionnement et répartition des charges dans une structure MIS(cas d'un semi-conducteur de type N)

Régime de désertion :

On polarise la Grille négativement par rapport au semi-conducteur N, les électrons sont chassés de l'interface. Il se crée une zone de désertion x_d qui est limitée par le dopage N_d de semi-conducteur

On a alors :

$$Q_M = -Q_{sc} = q N_d x_d \quad (\text{III-5})$$

et

$$V_G = V_i + \psi_{sc} \quad (\text{III-6})$$

$$V_i = \frac{q N_d x_d}{C_i} \quad \text{et} \quad \psi_{sc} = \frac{q N_d x_d^2}{2 \varepsilon_{sc} \varepsilon_0}$$

Régime d'inversion :

A la décroissance de la tension V_G , il apparaît une couche d'inversion séparée par une zone de désertion de largeur x_{dl} , on a alors :

$$Q_M = -Q_p + Q_N = qN_d x_{dl} - Q_N \quad (\text{III-7})$$

Q_p La charge intégrée dans la couche de désertion.

Q_N La charge dans la zone d'inversion.

Dans ce régime, l'épaisseur x_{dl} est indépendante de la polarisation et correspond à une courbure de bande φ_{inv} .

$$\varphi_{inv} = \frac{2kT}{q} \text{Ln}\left(\frac{N_d}{n_i}\right) \quad (\text{III-8})$$

et

$$x_{dl} = \sqrt{\left(\frac{4\varepsilon_{sc}\varepsilon_0}{qN_d}\left(\frac{kT}{q}\right)\text{Ln}\frac{N_d}{n_i}\right)} \quad (\text{III-9})$$

Structure réelle :

Dans la réalité $Q_M \neq -Q_{sc}$ pour une polarisation positive de la Grille par rapport au semi-conducteur. Il existe des charges dans l'isolant et à l'interface semi-conducteur/isolant

Ces charges sont les suivantes :

- Q_{ot} : Charges piégées dans le volume de l'isolant.
- Q_m : Charges ioniques mobiles dues a des impuretés ionisées localisées dans le volume de l'isolant. Elles peuvent se déplacer sous l'effet d'un champ électrique.
- Q_f : Charges fixes dans l'isolant localisées sur $\sim 2\text{nm}$ et proches de l'interface isolant/semi-conducteur. Ce sont des défauts de structure de l'isolant.
- Q_{it} : Charges piégées à l'interface isolant/semi-conducteur (état d'interface).

A l'existence de ces charges, les bandes ne peuvent être plates, lorsque la structure n'est pas polarisée. Alors pour retrouver une situation de bande plate, il faut appliquer une polarisation dite de bande plate V_{FB}

$$V_{FB} = \Phi_{ms} - \frac{Q}{C_i} \quad (\text{III-10})$$

$$Q = Q_{ot} + Q_m + Q_f + Q_{it} \quad (\text{III-11})$$

On peut observer cette tension en comparant les courbes $C(V)_{HF}$ pour une structure idéale et $C(V)_{HF}$ pour une structure réelle.

Caractéristique capacité/tension :

A l'aide d'une polarisation continue sur la Grille superposée à un signal alternatif de faible amplitude on peut extraire les caractéristiques capacité/tension de la structure MIS.

Caractéristique haute fréquence :

Dans ce cas la fréquence de petit signal (V) superposé à la tension continue (V_G) est de l'ordre de quelques dizaines de kHz ($F > 10\text{kHz}$). La fréquence standard correspond à 1MHz

La figure.III.2 représente l'évolution de la capacité d'une structure MIS type 'p' en fonction de la tension continue appliquée sur la grille métallique.

Lorsque V_G augmente depuis les valeurs positives vers les valeurs négatives, on décrit successivement le régime d'inversion de désertion et d'accumulation.

la tension de bande plate V_{FB} :

La capacité de bande plate est donnée par la relation :

$$C_{FB} = \frac{\epsilon_i \epsilon_0}{d_{ox} + \frac{\epsilon_i}{\sqrt{2\epsilon_{sc}}} L_D} \tag{ III-12}$$

L_D est la longueur de debye donnée par :

$$L_D = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon_{sc} \epsilon_0 kT}{qN_D q} \right)} \tag{ III-13}$$

Par une simple lecture de la courbe $C(V_G)$ pour la valeur C_{FB} on déduit $V_G = V_{FB}$.

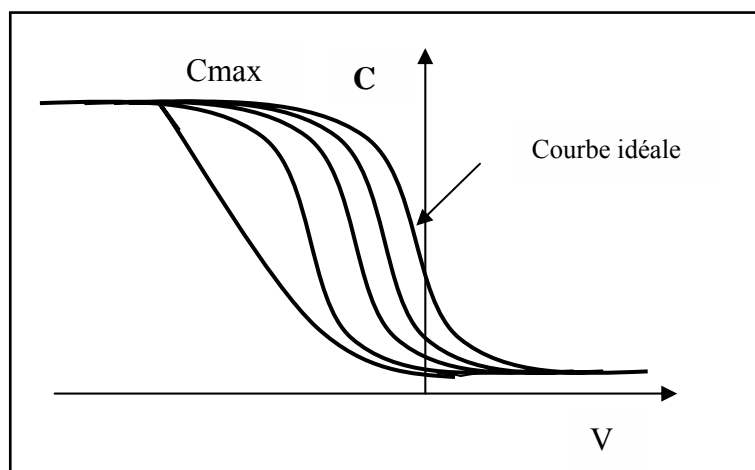


FIG.III.2 : La tension de bande plate

III.1.2 Pertes diélectriques :

L'analyseur d'impédance HP4194A permet aussi d'extraire les pertes diélectriques de la couche isolante à partir d'une structure MIS polarisée en régime d'accumulation.

Nous présentons ci-dessous les notions théoriques nécessaires.

Généralités:

L'application d'une contrainte électrique à un matériau diélectrique idéal établi dans la zone inter électrode une densité de courant $J(t)$ égale à:

$$J(t) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{III-14})$$

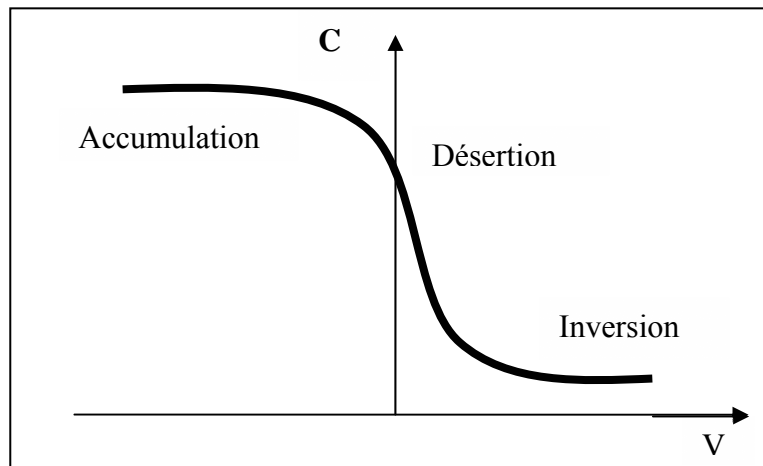


FIG.III.2 : Les différents régimes dans une MIS.

Régime d'accumulation ($V_G > 0$) :

La structure est équivalente à un condensateur plan d'épaisseur égal à l'épaisseur de l'isolant d_{ox}

$$C_i = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0}{d_{ox}} \quad (\text{III-15})$$

Régime de désertion ($V_G < 0$) :

La structure MIS est équivalente à deux condensateurs en série. Le premier C_i représente le diélectrique et le deuxième représente la capacité équivalente à la zone de désertion C_D

Avec

$$C_{Des} = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad (\text{III-16})$$

$$C_D = \frac{\varepsilon_{si}}{x_d} \quad (\text{III-17})$$

Régime d'inversion :

Dans ce régime la structure MIS est équivalente à deux condensateurs en série, la capacité C_i et la capacité C_{DL} équivalente à la zone de désertion qui sépare la couche d'inversion et la zone de semi-conducteur de type N(substrat).

Avec

$$C_{inv} = \frac{C_i C_{DL}}{C_i + C_{DL}} \quad (\text{III-18})$$

$$C_{DL} = \frac{\varepsilon_{si}}{x_{dl}} \quad (\text{III-19})$$

de cette partie on peut extraire les paramètres qui caractérisent la structure MIS, par exemple :

- **la permittivité si on connaît l'épaisseur du diélectrique**, par

$$\varepsilon_{ox} = \frac{C_{acc} d_{ox}}{\varepsilon_0} \quad (\text{III-20})$$

- **le dopage du semi-conducteur à partir de la capacité d'inversion.**

$$N_D = \frac{4}{\varepsilon_{ox} \varepsilon_0} \frac{kT}{q^2} \left(\frac{C_i + C_{DL}}{C_i C_{DL}} \right)^2 \text{Ln} \frac{N_D}{n_i} \quad (\text{III-21})$$

En supposant qu'aucun courant ne circule à travers la structure MIS.

Avec

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{III-22})$$

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (\text{III-23})$$

(χ est la susceptibilité du matériau)

Avec \vec{E} le vecteur de déplacement dans le vide, ε_0 permittivité du vide, \vec{P} le vecteur de polarisation proportionnel au champ extérieur appliqué

Avec

Le courant total dans la structure est la somme du courant de déplacement et de la polarisation.

$$\vec{J}(t) = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = \varepsilon_0 (1 + \chi) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \varepsilon_0 \varepsilon_i \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{III-24})$$

ε_i est la permittivité relative du diélectrique.

En général il s'ajoute à cette densité du courant une composante de conduction $\vec{I} = \sigma \vec{E}$, où σ est le tenseur de conductivité en régime continu qui rend compte que l'isolant n'est pas parfait.

A l'application d'une contrainte harmonique de la forme :

$$\vec{E}(\omega) = \vec{E}_0 \text{EXP}(j\omega t) \quad (\text{III-25})$$

Le courant total dans la structure s'écrit

$$\vec{J}(\omega) = \sigma \vec{E}(\omega) + j \omega \vec{D}(\omega) \quad (\text{III-26})$$

On pose :

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega) \quad (\text{III-27})$$

L'expression du courant devient :

$$\vec{J}(\omega) = [(\sigma + \varepsilon_0 \omega \chi''(\omega)) + j(\omega \varepsilon_0 (1 + \chi'(\omega)))] \vec{E}(\omega) \quad (\text{III-28})$$

ou encore :

$$\vec{J}(\omega) = [(\sigma + \omega \varepsilon''(\omega)) + j(\omega (\varepsilon'(\omega)))] \vec{E}(\omega) \quad (\text{III-29})$$

avec

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 (1 + \chi'(\omega)) \quad (\text{III-30})$$

$$\varepsilon'' = \varepsilon_0 \chi''(\omega) \quad (\text{III-31})$$

On remarque que la partie imaginaire de la permittivité est reliée à un courant en phase avec le champ appliqué. La conductance équivalente est réelle, alors il s'agit d'un effet résistif, donc de perte d'énergie.

Cette composante du courant de polarisation s'ajoute au courant de conduction. La partie réelle de la permittivité est reliée à un courant en quadrature avec le champ appliqué. il s'agit d'un effet purement capacitif.

De cela, on peut modéliser le matériau sous la forme d'un circuit RC en parallèle, comme représenté sur la figure III.6.

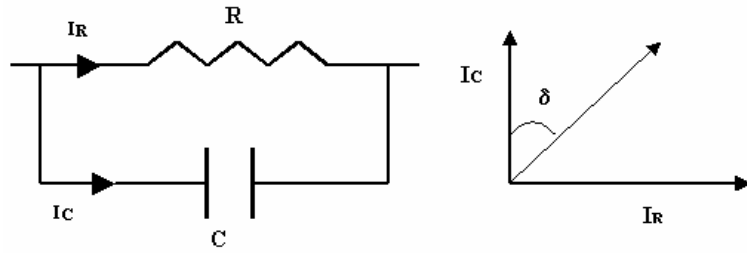


FIG.III.6 Circuit équivalent au matériau diélectrique

δ est appelé l'angle de perte du matériau, il représente le déphasage entre le courant qui circule dans la partie réelle (résistance) et le courant qui circule dans la partie imaginaire (la capacité) c'est à dire, entre l'isolant réel et idéal.

L'énergie dissipée est donnée par :

$$w = \frac{1}{2} V_{eff} I_{eff} \sin(\delta) \quad (III-32)$$

Allure générale des courbes de pertes diélectrique en fonction de la fréquence :

A) pertes aux basses fréquences (autour de 100Hz) :

Les films étudiés présentent la plupart du temps à la fois une variation de la permittivité ϵ' faible sur la plage de fréquence étudiée (100Hz – 1MHz) et une remontée des pertes aux basses fréquences.

Prenons la formule de la réponse harmonique d'un diélectrique

$$\vec{J}(\omega) = [(\sigma + \omega \epsilon''(\omega)) + j(\omega(\epsilon'(\omega)))] \vec{E}(\omega) \quad (III-33)$$

les pertes sont définies par

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma + \omega \epsilon''(\omega)}{\omega \epsilon'(\omega)} \quad (III-34)$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma}{\omega \epsilon'(\omega)} + \frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon'(\omega)} \quad (III-35)$$

dans les basses fréquences le terme $\frac{\sigma}{\omega \epsilon'(\omega)}$ a un effet considérable devant $\frac{\epsilon''(\omega)}{\epsilon'(\omega)}$

On peut alors négliger le deuxième terme si la conductivité σ est importante. La remontée des pertes en basses fréquences est attribuée au courant continu.

Nous avons utilisé le modèle du circuit électrique parallèle équivalent pour nos échantillons (FIG.III.6).

On peut écrire la conductance liée aux pertes sous la forme

$$G = G_0 + G(\omega) \quad (\text{III-36})$$

ou G_0 est la composante continue de la conductance

$G(\omega)$ est la composante alternative de la conductance aux moyennes fréquences (1kHz-100kHz).

Les pertes :

$$\text{tg}(\delta) = \frac{1}{RC\omega} = \frac{G}{C\omega} = \frac{G_0}{C\omega} + \frac{G(\omega)}{C\omega} \quad (\text{III-37})$$

On peut écrire alors

$$\text{tg}(\delta) = \frac{G_0}{C\omega} + K \quad (\text{III-38})$$

$$\text{tg} \delta = \frac{\sigma_0}{C\omega} + K \quad (\text{III-39})$$

K constant, elle est souvent prise égale aux pertes en moyennes fréquences « la valeur minimale des pertes aux moyennes fréquences ».

σ_0 est la conductivité en régime continu de l'échantillon et

ε' la partie réelle de sa permittivité.

La conductivité en régime continu pour les films dont les caractéristiques sont proches de celle de silice thermique est de l'ordre de 10^{-15} .

le facteur de perte ajouté $\frac{\sigma_0}{\omega\varepsilon'(\omega)}$ à 100Hz est faible de l'ordre 10^{-6} .

Lorsque les films voient leurs propriétés diélectriques se dégrader, la contribution des pertes par conduction aux basses fréquences peut devenir gênante.

Prenons un exemple pour une conductivité de 10^{-11} , les pertes ajoutées sont de l'ordre de quelques milli.

Les conductivités importantes sont dues à la présence de défauts dans les couches (eau absorbée, liaison pendante) [6] qui favorisent les phénomènes de transport de charges dans les isolants.

B) pertes aux hautes fréquences (au delà de 100kHz) :

En hautes fréquences, une remonté des pertes diélectriques est souvent observée.

Une variation linéaire par rapport à la fréquence.

Ce phénomène peut s'expliquer par la contribution de la résistance des contacts électriques (r) de la structure MIS.

On utilise le schéma électrique parallèle équivalent de la structure en introduisant une résistance équivalente au contact et à la résistance de substrat avec $r \ll R$ (FIG.III.7)

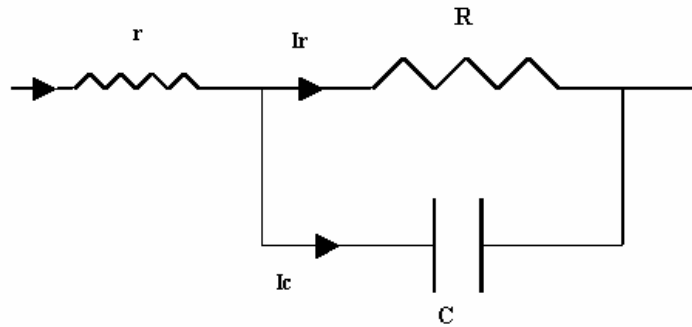


FIG.III.7 : Circuit équivalent au diélectrique en hautes fréquences

L'impédance totale du circuit s'écrit :

$$Z(\omega) = r + \frac{R}{1 + jRC\omega} = \frac{r[1 + (RC\omega)^2] + R - jR^2C\omega}{1 + (RC\omega)^2} \quad (\text{III-40})$$

le facteur de perte :

$$\text{tg} \delta = \frac{r + R}{R^2C\omega} + rC\omega \approx \frac{1}{RC\omega} + rc\omega \quad (\text{III-41})$$

alors l'expression des pertes sur toute la plage de fréquence s'écrit:

$$\text{tg} \delta = \frac{\sigma_0}{\varepsilon'\omega} + K + rC\omega \quad (\text{III-42})$$

III.2 Tests destructifs :

Ce sont les tests qui permettent de connaître la rigidité diélectrique ou d'étudier la fiabilité de la structure soumise à un stress.

Tous ces tests sont destructifs car la fin est déterminée par le claquage.

Dans ce travail, on a utilisé trois méthodes :

- Contrainte à courant constant (CCS).
- Contrainte à tension constant (CVS).
- Contrainte à rampe linéaire de tension (LRVS).

Pour tous ces tests, nous avons utilisé l'analyseur de paramètres HP4145B

III.2.1 Contrainte à rampe linéaire de tension :

Nous allons préalablement définir quelques termes pour comprendre le formalisme décrivant les différentes méthodes.

Je donnerai aussi quelques éléments sur la statistique utilisée pour le traitement des données.

Rappels théoriques :

La résistivité de l'isolant ρ :

Elle est déduite de la pente de la courbe $I(V)$ obtenue pour des faibles valeurs de champ (conduction de type ohmique)

On peut la calculer par :

$$\rho = \frac{\Delta V \cdot S}{\Delta I \cdot d_{ox}} \quad (\text{III-43})$$

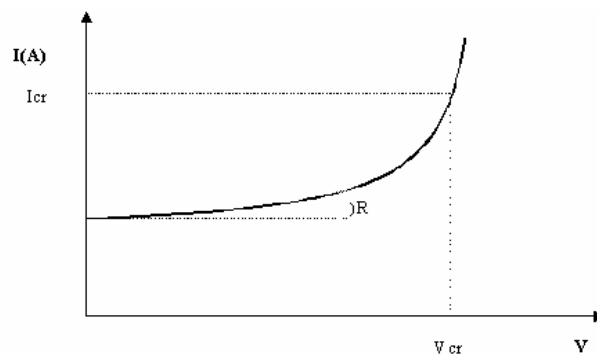


FIG.III.8 : Région Ohmique sur la courbe $I(V)$

Champ de claquage :

Il correspond à la valeur du champ électrique E_{bd} pour laquelle la couche diélectrique perd ses propriétés isolantes.

Dans le cas d'existence de charges dans l'isolant ou à l'interface, il correspond à la valeur calculée à partir de la relation $E_{bd} \approx \frac{V_{claquage} - V_{FB}}{d_{oxide}}$

Où V_{FB} est la tension de bande plate, d_i l'épaisseur de l'oxyde.

Le phénomène de claquage diélectrique s'explique par l'injection des porteurs dans l'isolant en présence d'un fort champ électrique (champ critique).

Cette injection associée au phénomène de piégeage et dépiégeage conduit à la formation d'un réseau de 'chemins' de faible résistance jusqu'à un réseau conducteur entre l'anode et la cathode qui conduit au claquage du diélectrique.

On définit la rigidité diélectrique de l'isolant par la valeur maximale de champ électrique (champ critique E_c) qui peut soutenir avant de claquer, au-dessous de cette valeur, toutes les mesures effectuées sont des mesures non destructrices.

III.2.1.a Les mécanismes de conduction:

Un isolant parfait implique une conductivité nulle, mais ce n'est pas le cas pour un isolant réel, qui peut conduire les charges sous fort champ ou à température élevée. Plusieurs modèles (mécanismes) ont été proposés en fonction de l'intensité du champ électrique.

Mécanisme de conduction ohmique :

La conduction ohmique est observée à des faibles champs électriques, lorsque la densité de charge volumique dans l'isolant est très faible. Dans ce cas l'isolant est électriquement quasi neutre.

$$J = q n \mu_n E \quad (\text{III-44})$$

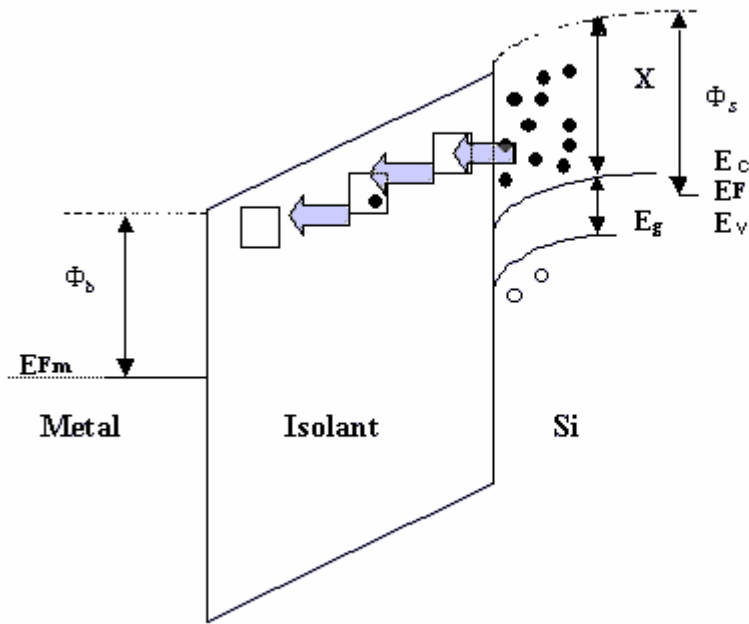


FIG.III.9 : Conduction Ohmique dans une structure MIS

A un champ électrique intense, trois mécanismes de conduction sont envisageables :
conduction Fowler Nordheim, Poole-Frenkel, Schottky.

Mécanisme de conduction par émission Fowler Nordheim :

Ce mécanisme implique le transport par effet tunnel à travers la barrière de potentiel isolant et électrode, les électrons pénètrent directement dans la bande interdite de l'isolant. L'épaisseur de la couche isolante joue un grand rôle dans ce phénomène, qui ne se produit que dans le cas d'un diélectrique ayant une épaisseur très petite, ou dans le cas d'un isolant d'épaisseur moyenne polarisé sous fort champ (> 7MV/cm).

La probabilité, que ce mécanisme ait lieu, diminue avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche isolante.

La densité du courant l'expression est [8]:

$$J = \frac{q^2}{8\pi h\Phi_0} E^2 \exp\left[-\frac{2\alpha^* \Phi_0^{3/2}}{3E}\right] \tag{ III-45}$$

$$\alpha^* = \frac{2^* (2m^* q)^{1/2}}{\hbar} \tag{ III-46}$$

avec m et m^* sont la masse et la masse effective de l'électron.

\hbar est la constante de Planck réduit.

ϕ_0 la hauteur de la barrière de potentiel à l'interface avec l'isolant du côté de l'électrode injectante.

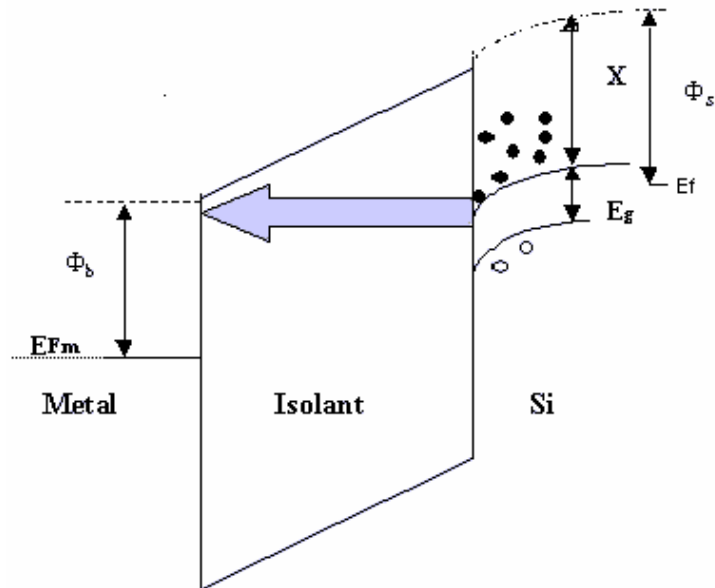


FIG.III.10 : Mécanisme de conduction par émission Fowler Nordheim dans une structure MIS.

Mécanisme de conduction Schottky :

A haute température, il apparaît un abaissement de la barrière de potentiel C_0 d'une quantité de :

$$\beta_s = \left(\frac{q}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} E^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-47})$$

Ce qui facilite le franchissement de cette barrière par les porteurs. La densité de courant est donné par [2]:

$$J = \frac{4 \pi m^* q K}{h^3} \frac{2}{B} T^2 \exp\left(-\frac{\phi_0}{K_B T}\right) \exp\left(\frac{\beta_s E^{\frac{1}{2}}}{K_B T}\right) \quad (\text{III-48})$$

ϵ_d est la permittivité de l'isolant.

ϵ_0 est la permittivité de vide.

K_B est la constante de Boltzmann.

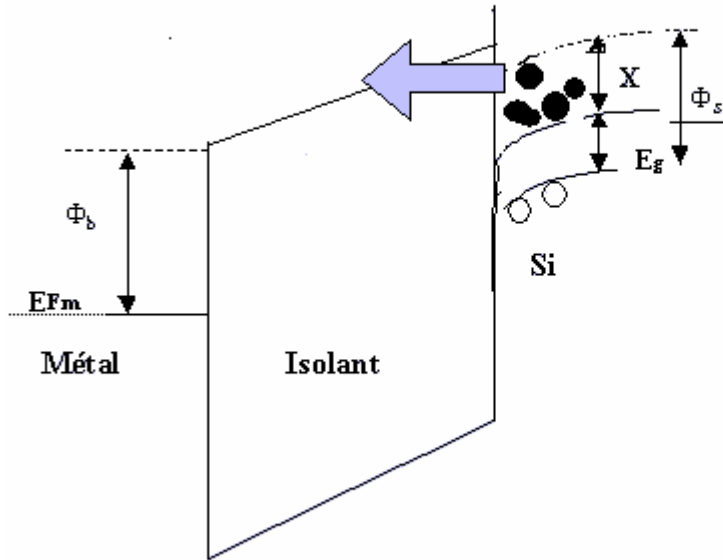


FIG.III.11 : Mécanisme de conduction Schottky dans une MIS.

Mécanisme de conduction par émission POOLE FRENKEL :

Ce mécanisme repose sur l'ionisation thermique des pièges présents dans le volume de film diélectrique en présence d'un champ électrique ;

la hauteur de barrière, associée à la présence des défauts, est abaissée d'une quantité :

$$\Delta \phi = \left(\frac{q}{4 \pi \cdot \epsilon_0 \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}} E^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-49})$$

la densité de courant dans une structure MIS à un diélectrique mince $d < 1 \mu.m$ sans ou avec piège est :

$$J = q N_c \mu_n \exp\left(\frac{\phi_0}{K_B T}\right) \exp\left(\frac{\beta_{PF}}{K_B T} E^{\frac{1}{2}}\right) E \quad (\text{III-50})$$

avec : β_{PF} est le coefficient de POOLE FRENKEL : $\beta_{PF} = \left(\frac{q}{4 \pi \cdot \epsilon_0 \epsilon_d} \right)^{\frac{1}{2}}$

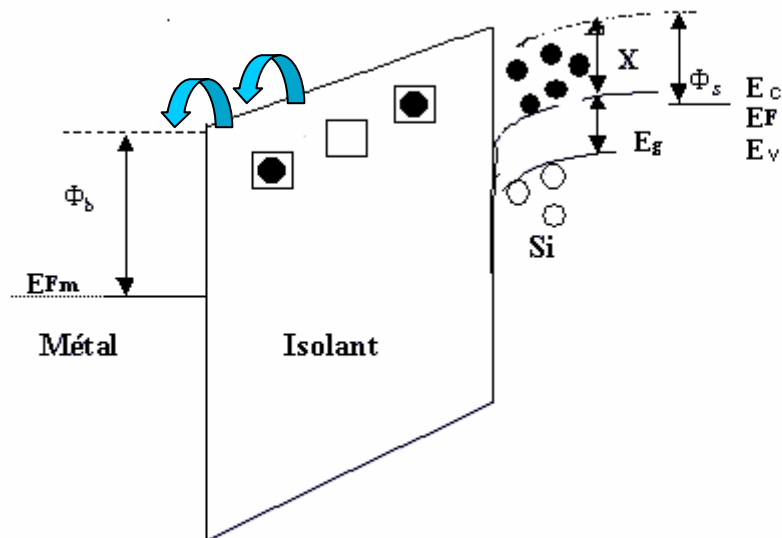


FIG.III.12 : Mécanisme de conduction par émission POOLE FRENKEL dans une structure MIS.

III.2.1.b Aspect statistique

Le but de ce paragraphe est de donner des notions statistiques utiles, comme les distributions cumulées, pour déterminer une grandeur caractéristique d'un lot d'échantillons. Dans notre étude nous sommes limités à 25 échantillons au centre du wafer pour éviter les erreurs dues aux changements d'épaisseur de l'oxyde.

Les deux principales familles de distribution qui ont été étudiées sont :

- Les lois normales et log normales.
- Les lois de Weibull.

Nous nous intéresserons ici à la loi Gumbel (distribution aux valeurs extrêmes), une des lois de Weibull. L'observation qui a conduit à utiliser ce type de loi pour l'étude de la distribution de claquage cumulée est la suivante [8]:

- Un claquage peut avoir lieu en une très petite zone parmi la totalité des lieux possibles.

- Le lieu le plus faible dans l'échantillon sera le lieu de claquage.
- La probabilité d'avoir un claquage en un lieu est indépendante des probabilités de claquage en d'autres lieux.

la Probabilité aux valeurs extrêmes de suivre la loi de Gumbel est donnée par l'expression [12], [9] :

$$F(E) = 1 - EXP(-EXP(Y)) \quad (\text{III-51})$$

F la probabilité cumulée (de claquage dans notre cas).

Y la variable réduite.

avec $F = \frac{n}{1+N}$ (donnée par Gumbel)

$n=1,2,3,\dots,N$. N le nombre total d'échantillons.

avec

$$Y = \frac{E_i - E_m}{S} \quad (\text{III-52})$$

E_i la valeur du champ de claquage correspondant à l'échantillon i .

E_m la valeur la plus probable ou modale

S est une mesure de la dispersion.

la densité de probabilité est :

$$\frac{\partial F}{\partial E} = EXP(Y - EXP(Y)) \quad (\text{III-53})$$

On admet ici que la distribution cumulée de champ suit exactement la loi de Gumbel. Dans ces conditions, on peut dire que la valeur E_m correspond à la probabilité cumulée de 63%.

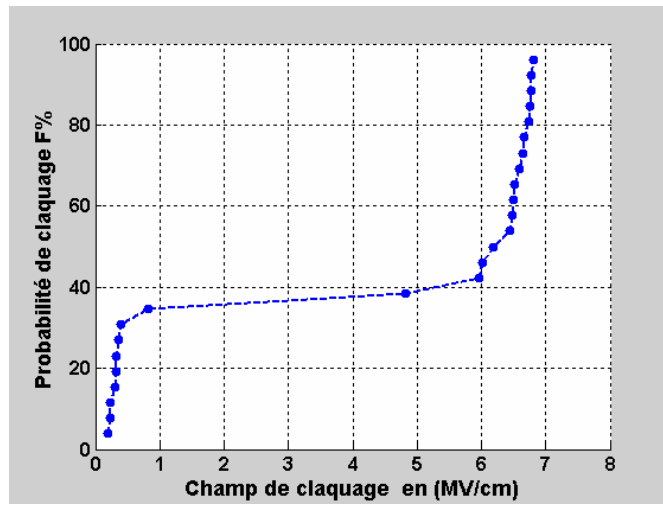


FIG.III.12 : Distribution cumulée du champ de claquage sur l'oxyde 100%HMDSO.

La probabilité non cumulée est représentée sur la figure.III.13 . Elle décrit la dispersion des puces claquées en fonction du champ.

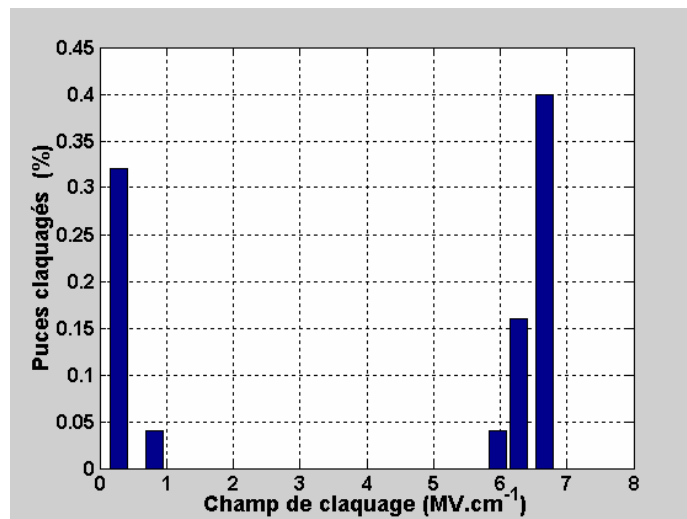


FIG.III.13 : Distribution non cumulée du champ de claquage sur l'oxyde 100% HMDSO (dans notre étude).

A partir de la figure.III.13, nous pouvons distinguer trois zones. La première zone à faible champ correspond aux structures défectueuses mort-nées, qui contiennent des défauts extrinsèques. La deuxième zone à champ moyen, présente un taux de claquage presque nul.

La troisième zone aux champs forts correspond à l'usure du matériau, à la limite extrême de résistance de celui ci, elle est relative aux défauts intrinsèques.

L'utilisation de la distribution des valeurs extrêmes, nous donne comme avantage, la connaissance de la distribution du champ de claquage d'un lot de surface S1 à partir d'un même lot mais de surface différente S2 (avec $S1 > S2$)

En traçant $\ln(-\ln(1-F))$ en fonction du champ de claquage, et en ajoutant une valeur de

$\ln\left(\frac{S1}{S2}\right)$ qui représente le décalage de la distribution entre les deux structures (FIG.III.14)

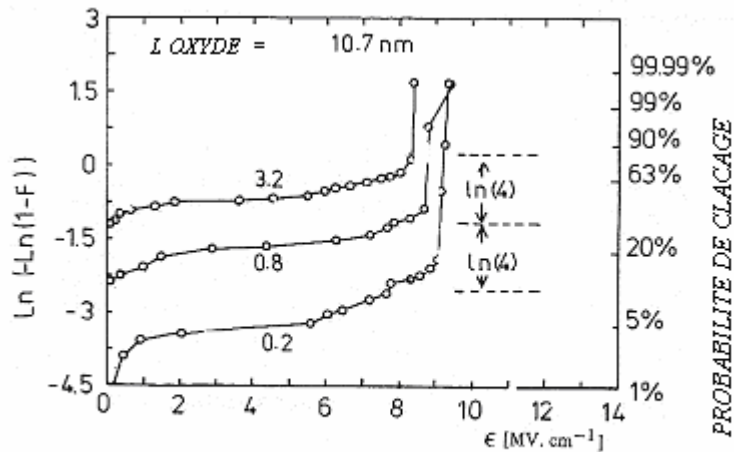


FIG.III.14 : Distribution de champ de claquage pour des capacités de surface 0.2, 0.8, 3.2 mm² (Référence : reproduit de [9])

Finalement, on a intérêt à prendre un nombre d'échantillons d'autant plus grand que la surface de la capacité est grande. Idéalement les petites surfaces sont préférables.

III.2.1.c Contrainte à rampe linéaire de tension (ramped voltage stress) :

Ce type de 'stress' a été utilisé pour déterminer le champ de claquage (la rigidité). Il consiste à appliquer une tension qui augmente linéairement avec le temps (rampe entre 0.1 et 10 MV/cm/s). L'intérêt de la méthode est la rapidité de la mesure. Elle fournit des informations sur la qualité intrinsèque et extrinsèque des échantillons testés.

Bien que la variable temps n'intervienne pas explicitement, la vitesse de la rampe de tension appliquée peut modifier les résultats obtenus. A faible champ, il est préférable d'utiliser une faible vitesse de rampe pour limiter les courants de déplacement. En revanche, on choisit plutôt des vitesses de rampe élevées à fort champ, pour limiter les effets de 'stress'

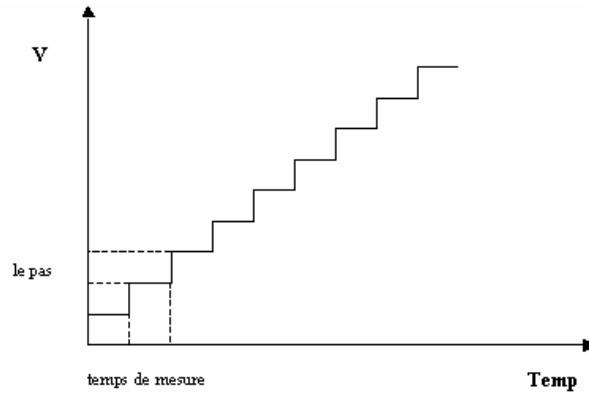


FIG.III.15: L'allure de la rampe en tension pour extraire la rigidité

III.2.2 Contrainte à courant constant (Constant Current Stress) :

Cette méthode consiste à appliquer un courant constant aux bornes de la structure et à suivre l'évolution de la tension.

Le claquage est déterminé par une chute de tension de 20% de la tension entre deux pas consécutif de mesure[10].

La charge injectée au claquage Q_{bd} , est alors égale au produit de la densité de courant J et le temps au claquage t_{bd} , alors

$$Q_{bd} = t_{bd} J. \quad (\text{III-54})$$

Lorsque les mesures et la qualité d'oxyde sont bonnes, le temps au claquage t_{bd} et la charge au claquage Q_{bd} suivent en fonction de la densité du courant injecté J_{inj} , les lois :

$$t_{bd} = t_0 J_{inj}^p \quad (\text{III-55})$$

et

$$Q_{bd} = t_0 J_{inj}^{p+1} \quad (\text{III-56})$$

Où p est un exposant négatif lié aux caractéristiques de l'oxyde. L'interpolation du temps au claquage t_{bd} ou la charge au claquage Q_{bd} peut se faire si on connaît le courant injecté ou la tension appliquée équivalente à ce courant, en connaissant bien la courbe $I(V)$ de l'oxyde.

III.2.3 Contrainte à tension constante (Constant voltage Stress) :

C'est le contraire de la méthode CCS, on applique une tension constante aux bornes de la structure et on observe l'évolution du courant qui la traverse en fonction du temps.

On détermine le temps t_{bd} comme le temps nécessaire pour que l'on observe un courant important qui circule à travers la structure.(fig III.16 , fig III.17).

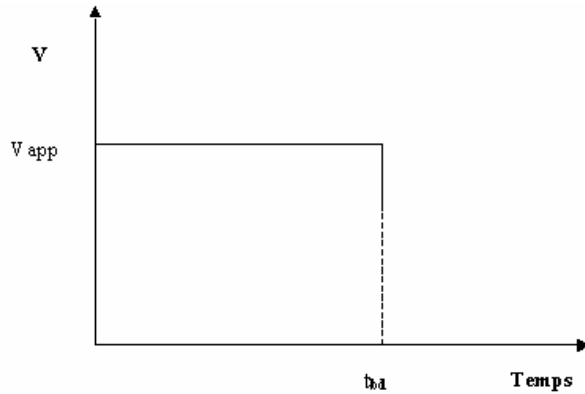


FIG.III.17 : Application d'une tension de stress pour obtenir t_{bd} (Chute de tension)

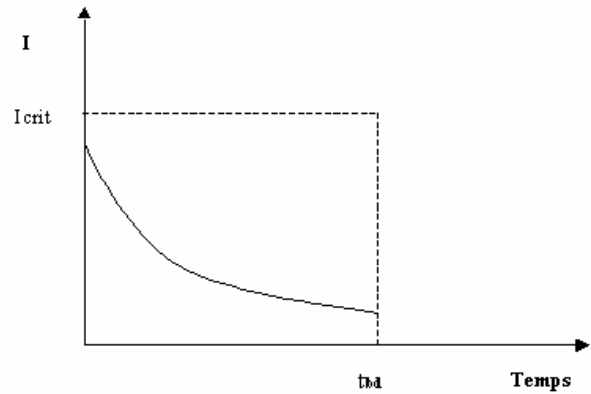


FIG.III.16 : Evolution du courant pendant l'application d'un stress en tension

Cette méthode est très lente. A partir des résultats de 'stress' à tension constante on peut observer une relation forte entre le temps au claquage et le champ électrique de stress.

Dans ce travail les mesures ont été effectuées à fort champ. La durée de vie du diélectrique dans ces conditions normale d'utilisation peut être extraite par l'extrapolation de ces mesures à champ faibles.

Actuellement, il existe deux modèles permettant d'effectuer une extrapolation à plus faible champ.

- 1- le modèle en E_{ox} .
- 2- Le modèle en $\frac{1}{E_{ox}}$.

Ces deux modèles sont exposés ci dessous.

A) modèle en E_{ox} :

Ce premier modèle purement empirique a été introduit par Crook et Berman. [7] . Il postule que le temps de claquage est relié au champ dans l'oxyde par la relation :

$$t_{bd} = t_0 \text{EXP}(-\gamma_e E_{ox}) \quad (\text{III-57})$$

γ_e est l'accélération en champ,

t_0 constante,

E_{ox} est le champ appliqué.

Pour obtenir la durée de vie, il suffit de tracer le logarithme du temps de claquage en fonction du champ et d'extrapoler le champ désiré. La pente de la droite de régression peut être utilisée comme un critère de qualification du diélectrique. En effet, plus elle est élevée, meilleur est le diélectrique (durée de vie élevée). Cette pente représente l'accélération en champ, elle est donnée par :

$$\gamma_e = -\frac{d \ln t_{bd}}{dE_{ox}} \quad (\text{III-58})$$

B) modèle en $\frac{1}{E_{ox}}$:

Dans ce modèle le temps au claquage est donné par :

$$t_{bd} = t_0 \text{EXP} - \left(\frac{G}{E_{ox}} \right)$$

G et t_0 des constantes positives.

La même chose, comme le premier modèle, il suffit de tracer le logarithme du temps au claquage en fonction de l'inverse du champ.

Ce modèle est réservé pour les oxydes thermiques d'épaisseur inférieure à 110\AA . Par simple observation, la combinaison entre les formules $t_{bd} = t_0 \text{EXP} - \left(\frac{G}{E_{ox}} \right)$ et $t_{bd} = \frac{Q_{bd}}{J_{inj}}$ nous donne une relation entre J_{inj} et E_{ox} très proche à la formule d'émission de Fowler-Nordheim, cela justifie la faible épaisseur de l'isolant testé.

Pour la qualification d'un diélectrique en milieu industriel, il est plus prudent d'utiliser le modèle le plus pessimiste « E_{ox} ».

Le tableau III.1 décrit les tests effectués avec les appareils de mesure et les résultats souhaités.

TESTS	CCS	CVS	RVS	$C(V)_{HF}$	Les pertes
Appareil	HP4145b	HP4145b	HP4145b	HP4194a	HP4194a
Résultat	t_{bd}, Q_{bd}	t_{bd}, Q_{bd}	E_{bd}	$\varepsilon, \Delta V_{FB}$	$tg \delta$
Calcul	$Q_{bd} = t_{bd} J$	$Q_{bd} = \int_{t_{bd}} j(t) dt$	-	$\varepsilon_i = \frac{C_{max} d_{ox}}{S \varepsilon_0}$	$tg \delta = \frac{1}{RC\omega}$
Observation	Destructif	Destructif	Destructif	Non destructif	Non destructif

TAB.III.1 : Les différentes méthodes de caractérisation électrique

III.3.Modélisation de la capacité MIS

III. 3. 1. Les équations de bases

La capacité totale d'une capacité Mis, de surface A_{eff} , est composée de capacité d'oxyde, C_{ox} , en série avec la capacité dynamique du semiconducteur, C_{sc} :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}} \quad (III.59)$$

Avec

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox} A_{eff}}{t_{ox}} \quad (III.60)$$

$$C_{sc} = \frac{\partial Q_G}{\partial \psi_s} = -\frac{\partial Q_{sc}}{\partial \psi_s}$$

Où ψ_s est le potentiel de surface du semiconducteur, et t_{ox} l'épaisseur de la couche d'oxyde. La charge au niveau de la grille, Q_G , est reliée à la tension aux bornes de l'isolant par la relation capacitive :

$$Q_G = C_{ox} V_{ox} \quad (III.61)$$

Où V_{ox} est la tension appliquée aux bornes du diélectrique.

Notons que dans les expressions(III.60), les états d'interface ne sont pas pris en compte.

Pour une capacité MIS, deux équations doivent être respectées : la neutralité de la charge (III.62) et la conservation de l'équation aux potentiels. (III.63)

$$Q_G + Q_{ox} + Q_{sc} = 0 \quad (III.62)$$

$$V_{GB} = \phi_{MS} + \psi_s + V_{ox} \quad (III.63)$$

Où ϕ_{MS} est la différence entre les travaux de sortie du métal et du semi-conducteur et Q_{ox} la charge fixe dans l'isolant.

A partir des équations (III.61) à (III.63) , l'équation aux potentiels (III.63) s'écrit (V_{GB} est la tension au niveau de la grille):

$$V_{GB} = V_{FB} + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} \quad (III.64)$$

Où la tension de bandes plates, V_{FB} , est définie par :

$$V_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} \quad (III.65)$$

Notons que dans le cas d'une capacité MIS réelle, les pièges d'interface, Q_{it} , ne sont plus négligeables et la relation donnant la tension de bandes plates, V_{FB} , doit être corrigée pour prendre en compte ces charges :

$$V_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{Q_{it}(\psi_s = 0)}{C_{ox}} \quad (III.66)$$

II.3.2-La charge du semiconducteur Q_{sc}

Exprimons, à présent, la charge du semi-conducteur Q_{sc} . Celle-ci est déterminée à partir de la résolution de l'équation de Poisson, puis de l'utilisation du théorème de Gauss.

Considérons N_A la concentration en atomes accepteurs ionisés (et respectivement N_D la concentration en atomes donneurs ionisés), à une dimension, pour une capacité de type P dont la concentration N_A est uniforme, l'équation de Poisson se résout simplement.

Cette équation de Poisson relie la courbure des bandes du semi-conducteur, $\psi(y)$, à la densité de charges, $p(y)$:

$$\frac{\partial^2 \psi(y)}{\partial^2 y} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon_{si}} \quad (\text{III.67})$$

Où y correspond à l'axe verticale entre la surface du semi-conducteur et le volume de celui-ci et $\epsilon_{si} = \epsilon_{sc} \epsilon_0$ représente la permittivité du semi-conducteur.

La densité de charge dépend à la fois de la densité en porteurs libres et de la charge fixe due aux impuretés dopantes ionisées du substrat :

$$\rho(y) = q[p(y) - n(y) + N_D - N_A] \quad (\text{III.68})$$

Où $p(y)$ et $n(y)$ sont respectivement les densités de trous et d'électrons dans le semi-conducteur.

$$n(y) = n_0 \exp(\beta\psi(y)) \quad (\text{III.69})$$

$$p(y) = p_0 \exp(-\beta\psi(y)) \quad (\text{III.70})$$

Où p_0 et n_0 sont respectivement les densités de trous et d'électrons libres dans le semiconducteur loin de l'interface et β représente le potentiel thermique (q/kT).

De plus dans le volume du semi-conducteur, la condition de neutralité doit être satisfaite, c'est-à-dire

$$\rho(y \rightarrow \infty) = p_0 - n_0 + N_D - N_A = 0 \text{ ce qui implique que } p_0 - n_0 = N_D - N_A.$$

L'équation (III.68) devient alors :

$$\rho(y) = -qN_A \left\{ \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 [\exp(\beta\psi(y)) - 1] - [\exp(-\beta\psi(y)) - 1] \right\} \quad (\text{III.71})$$

Avec pour un substrat de type P, $p_0 = N_A$ et $n_0 = (n_i)^2 / N_A$

A partir de l'équation (III.71) et de l'équation de Poisson (III.67), on obtient le champ électrique, $\xi(y)$:

$$\frac{\partial \psi(y)}{\partial y} = -\xi(y) = \pm \sqrt{\frac{2kTN_A}{\epsilon_{si}}} \left\{ \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 [\exp(\beta\psi(y)) - \beta\psi(y) - 1] - 1 + \exp(-\beta\psi(y)) + \beta\psi(y) \right\}^{\frac{1}{2}}$$

(III.72)

En appliquant le théorème de Gauss au champ électrique à l'interface, $\iint_{(S)} \vec{\xi} d\vec{S} = \frac{Q_{int}}{\epsilon_{sc}\epsilon_0}$, la densité totale des charges dans le semiconducteur est obtenue :

$$Q_{sc} = \pm \sqrt{2kT\epsilon_{si}N_A} \left\{ \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 [\exp(\beta\psi_s) - \beta\psi_s - 1] - 1 + \exp(-\beta\psi_s) + \beta\psi_s \right\}^{\frac{1}{2}}$$

(III.73)

Avec un signe + si $\psi_s < 0$ et un signe - si $\psi_s > 0$ et N_A considéré comme constant.

III.3.3-La charge de la zone désertée Q_D

Pour obtenir l'expression de la charge de la zone désertée Q_D , l'équation de Poisson est résolue en omettant le terme ayant pour origine les électrons de la couche d'inversion (quantité n). La densité de charges s'écrit donc à présent :

$$p = q[p_0 \exp(-\beta\psi(y)) + n_0 - p_0] = qp_0 \left[\exp(-\beta\psi(y)) - 1 + \frac{n_0}{p_0} \right]$$

(III.74)

En reportant l'équation (III.74) dans l'équation de poisson (III.67) , on obtient :

$$\frac{d^2\psi}{dy^2} = -\frac{qp_0}{\epsilon_{si}} \left[\exp(-\beta\psi(y)) - 1 + \frac{n_0}{p_0} \right]$$

(III.75)

En utilisant la même démarche mathématique que celle mise en œuvre pour le calcul de Q_{sc} , on obtient la charge de la zone désertée :

$$Q_D = \sqrt{2kT\epsilon_{si}p_0} \left[\exp(-\beta\psi_s) + \beta\psi_s - \frac{n_0}{p_0} \beta\psi_s - 1 \right]^{\frac{1}{2}}$$

(III.76)

Notons que puisque le substrat est de type P, la zone désertée dans semi-conducteur apparaît uniquement pour $\psi_s > 0$, c'est pourquoi seule la racine positive de l'équation est considérée. Puisque ψ_s est positif, il est possible de simplifier l'équation en remarquant que :

$$1 - \frac{n_0}{p_0} = 1 - \frac{n_i^2}{N_A} \approx 1$$

(III.77)

Et

$$\exp(-\beta\psi_s) \ll -\beta\psi_s$$

La charge de la zone désertée s'exprime alors comme suit :

$$Q_D = \sqrt{2kT\epsilon_{si}p_0} [\beta\psi_s - 1]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.78})$$

III.3.4- La charge de la zone d'inversion Qn

La charge d'inversion Qn est définie comme la différence entre la charge du semi-conducteur et la charge de la zone désertée :

$$Q_n = Q_{SC} - Q_D \quad (\text{III.79})$$

En faible inversion, puisque $\psi_s + V_{BS} - 2\phi_F < 0$ [18] alors

$$\exp(\beta\psi_s - V + V_{BS} - 2\phi_F) \ll \beta\psi_s - 1$$

Du moins tant que $\psi_s + V_{BS} \ll 2\phi_F - kT/q$. ainsi en développant Qsc au premier ordre, on obtient:

$$Q_{SC} \approx -\sqrt{2kT\epsilon_{si}p_0} \left[1 + \frac{\exp[\beta(\beta\psi_s - V + V_{BS} - 2\phi_F)]}{2(\beta\psi_s) - 1} \right] (\beta\psi_s - 1)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.80})$$

A partir des relations simplifiées (III.20) et c on obtient une relation simplifiée de la charge Qn :

$$Q_n = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2kT\epsilon_{si}N_A}{(\beta\psi_s - 1)}} \exp[\beta(\beta\psi_s - V + V_{BS} - 2\phi_F)] \quad (\text{III.81})$$

On peut également exprimer la charge d'inversion en fonction du potentiel appliqué sur la grille par :

$$Q_n = Q_{SC} - Q_D = C_{OX} \left[V_{FB} - V_{GS} + V_{BS} + \psi_s + \frac{\sqrt{2kT\epsilon_{si}N_A}}{C_{OX}} (\beta\psi_s - 1)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{III.82})$$

Où $\beta = kT/q$ et N_A est un dopage uniforme du substrat.

III.3.5-Non uniformité du dopage du substrat

En raison des procédés de fabrication, le dopage du substrat n'est pas réellement uniforme dans le volume du semi-conducteur pour un dopage de substrat non constant entre l'interface isolant/substrat et le volume du substrat,(Fig.III.18), il est nécessaire de déterminer la courbure des bandes du semi-conducteur afin d'obtenir la charge totale de la zone désertée.

Nous avons donc réalisé un simulateur de courbe $C(V)$ pour résoudre l'équation de poisson en 1 dimension dans le substrat.

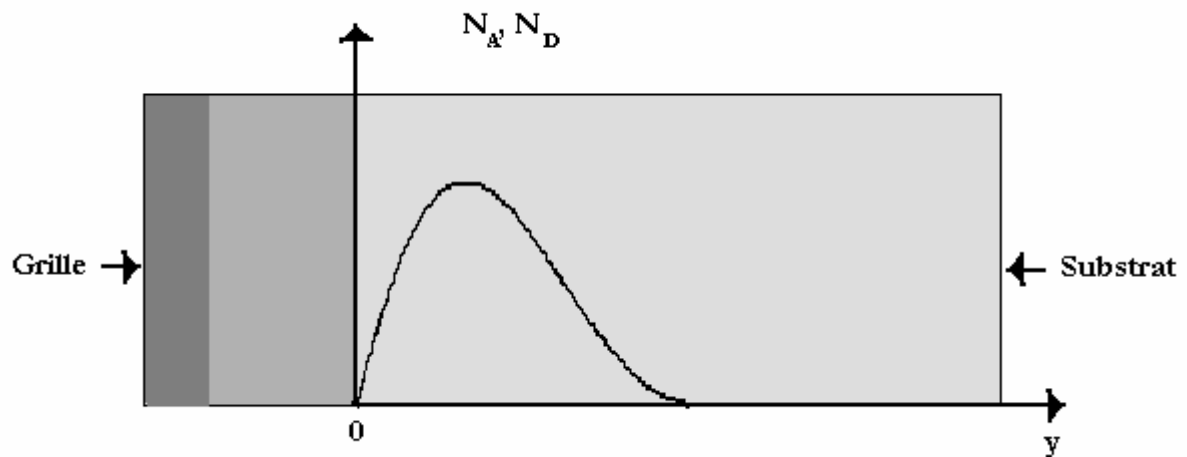


Fig.III.18 Capacité MIS à dopage de substrat non constant

IV :Caractéristiques électriques des échantillons:

Dans ce chapitre nous présentons les résultats de caractérisation électrique obtenus pour les échantillons élaborés au LPCM à partir de plasma HMDSO pur ou mélangé avec du méthane (CH₄).

Ces oxydes sont: 100%HMDSO, 22%CH₄-78%HMDSO, 75%CH₄-25%HMDSO, 98% CH₄+2%HMDSO, et 100% CH₄. La caractérisation de ce dernier a été très difficile et nous avons limité notre étude aux quatre premiers.

IV.1 Etude de la permittivité et des pertes diélectriques en fonction du pourcentage de méthane :

Cette étude a été réalisée sur 10 échantillons pour chaque type d'oxyde. Leur caractérisation en régime dynamique est obtenue par l'appareil HP4194A comme il était site dans le chapitre III.

IV.1.a La permittivité :

La permittivité a été calculée à partir des valeurs de capacité C mesurées en régime d'accumulation.

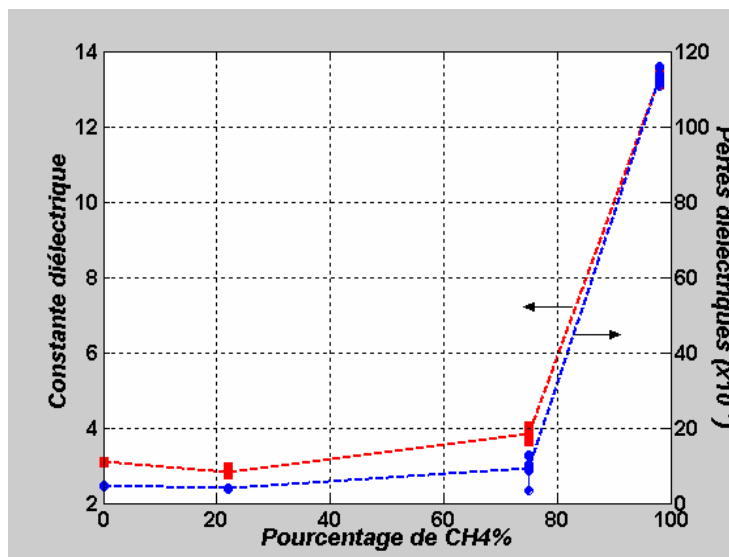


FIG IV.I Permittivité et pertes diélectriques en fonction du pourcentage de méthane.

La figure IV.1 représente la constante diélectrique et les pertes en fonction du pourcentage de méthane dans le mélange.

On remarque l'existence d'une valeur minimale de la permittivité (2.8) qui correspond à un pourcentage de méthane de 22%, l'oxyde 0% CH₄ qui donne une valeur de 3.1 ce qui reste comparable au 22% CH₄.

Par contre à partir de la valeur 22%, une faible remontée de permittivité est observée en fonction du pourcentage de méthane jusqu'à la valeur de 75% CH₄ (3.80), au delà de cette valeur, une remontée considérable de permittivité, elle atteint 13.5 à la valeur de 98% CH₄

En reliant ces résultats avec les résultats de l'ellipsométrie et la spectrométrie, nous ne trouvons aucun rapport entre la densité des oxydes et la permittivité, par contre il y a une relation entre cette dernière et le rapport entre la liaison de SI-CH₃ et la liaison de SI-O-SI.

Une valeur maximale du rapport $\frac{S_i-CH3}{S_i-O-Si}$ est observée pour un pourcentage de méthane de 22% ce qui correspond à la valeur de permittivité la plus petite (2.8).

Puis vient la valeur du rapport $\frac{S_i-CH3}{S_i-O-Si}$ qui correspond à 0% de méthane et une permittivité de 3.1

Ensuite la valeur de $\frac{S_i-CH3}{S_i-O-Si}$ qui correspond à 75%.CH₄

Au delà de cette valeur le rapport $\frac{S_i-CH3}{S_i-O-Si}$ 13.5 diminuera et comme conséquence la permittivité augmente et atteint la valeur 13.5 pour un pourcentage de 98% CH₄ .

Cela s'explique par la substitution de la liaison polaire SI-O-SI par la liaison moins polaire de SI-CH₃ ; mais à partir d'un pourcentage de 75% de méthane, les deux liaisons disparaissent et cèdent leur place à la liaison C-H.

Notons, qu'il y a une valeur du rapport $\frac{S_i-CH3}{S_i-O-Si}$ plus grande que celle de 22% enregistré pour le 10% CH₄, mais malheureusement nous n'avons pas mesuré la permittivité correspondante à cause du retard de sa métallisation.

De ces résultats, nous constatons que l'évolution de la permittivité des ces oxydes est contrôlée par le rapport de $\frac{S_i - cH3}{S_i - O - S_i}$:

c.-à-d. que la permittivité augmente avec la diminution du rapport $\frac{S_i - cH3}{S_i - O - S_i}$. Et vice versa.

IV. 1 .b Pertes diélectriques:

Comme nous l'avons déjà indiqué, nous avons utilisé l'appareil HP4194A en fixant une tension aux bornes de la structure MIS de façon à être en régime d'accumulation. Dans ce cas, la structure MIS est équivalente à une structure MIM (Métal Isolant Métal), habituellement utilisée dans ce type d'expérience.

Les résultats obtenus à la fréquence de 1kHz sont reportés sur la figure. IV.1. On observe une évolution des pertes diélectriques et la permittivité en fonction du pourcentage de méthane. Les pertes diélectriques augmentent avec la permittivité, ce qui implique l'augmentation considérable de la conductivité aux forts pourcentages de méthane. Alors, on peut relier directement les pertes diélectriques avec le rapport $\frac{S_i - CH3}{S_i - O - S_i}$.

Une augmentation des pertes diélectriques entraîne une diminution du rapport $\frac{S_i - CH3}{S_i - O - S_i}$ et vice versa.

Le tableau IV.1 nous donne les résultats de permittivité, des pertes diélectriques

(à 1kHz) et de conductivité, notons que cette dernière est calculée à partir de la relation [6]

$$\sigma_0 = \varepsilon' \omega (tg \delta - K)$$

σ_0 est la conductivité en régime continu de l'échantillon.

ε' la partie réelle de sa permittivité.

La constante K est prise égale aux pertes en moyennes fréquences (la valeur minimale des pertes aux moyennes fréquences).

Echantillons	100% HMDSO	22% CH₄+78% HMDSO	75%CH₄+25% HMDSO	98% CH₄+2% HMDSO
Permittivité	3.1	2.8	3.8	13.2
Pertes diélectriques x10⁻³	4.5	3.9	9.3	113.2
Conductance $\sigma\delta$	5.3. 10 ⁻¹¹	4.8.10 ⁻¹¹	4.6 10 ⁻¹⁰	7.7 10 ⁻¹⁰

**TAB.V.1 : Caractéristiques des oxydes élaborés à partir de plasma de mélange
HMDSO /méthane.**

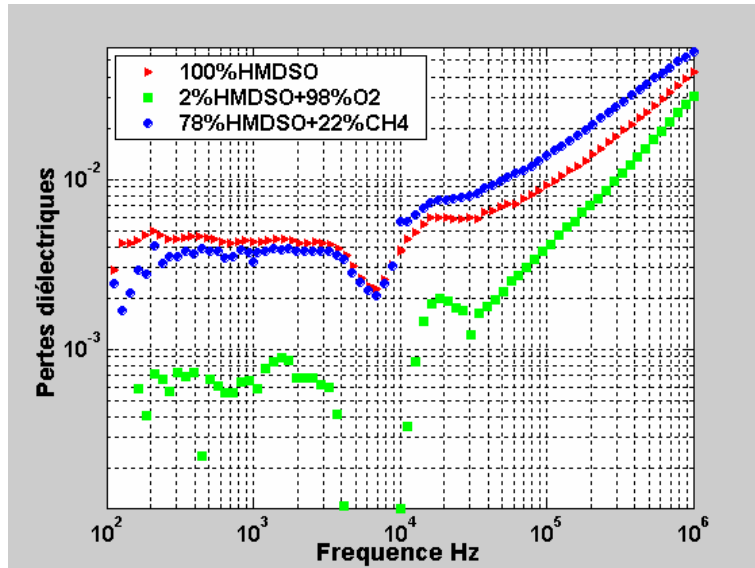
IV.2 Etude des Caractéristiques des matériaux 'low k' :

Dans la suite, nous prenons toujours l'oxyde 98%O₂+2%HMDSO et l'oxyde thermique de MHS comme références, pour comparer les résultats obtenus pour les matériaux 'low k' aux caractéristiques du dioxyde de Silicium.

IV.2.1 Les pertes diélectriques pour 'les low k' :

Nous avons déterminé les pertes diélectriques pour les oxydes 100%HMDSO. et 22% CH₄+78%HMDSO dans un plage de fréquence de 100 Hz à 10⁶ Hz avec un champ de polarisation d'environ 0.5 Mv.cm⁻¹ et un signal alternatif de IV.

En traçant les pertes diélectriques enregistrées en fonction de la fréquence, on obtient la figure IV.2



**FIG.IV.2 : Les pertes diélectriques pour les oxydes
100%HMDSO 22%CH4+78%HMDSO et
98%O2+2%HMDSO.**

Pour les faibles fréquences (autour de 100Hz), nous remarquons une région instable des pertes diélectriques pour l'oxyde de référence 98%O₂+2%HMDSO, puis une autre région pour les moyennes fréquences où les pertes diélectriques sont négatives. Le même comportement est observé pour l'oxyde thermique. Ceci, est peut-être dû à l'utilisation d'une structure MIS à la place d'une structure MIM dédiée à ce type de mesure.

Dans les hautes fréquences (au delà de 100kHz), on observe une remontée des pertes diélectriques en fonction de la fréquence suivant la relation [6]:

$$tg \delta = \frac{\sigma_0}{\epsilon' \omega} + K + rc \omega$$

Pour estimer les valeurs de la résistance du substrat, nous avons calculé la valeur du dopage à partir de la courbe C(V)HF des échantillons testés. La valeur du dopage sur 20 échantillons nous donne une concentration moyenne de 310^{15} cm^{-3} .

Nous avons calculé la résistivité correspondante par le logiciel SILVACO, elle est égale à : $1.7\Omega.\text{cm}$.

Avec une épaisseur de Silicium de 50010^{-4} cm et une section de 4.110^{-3} cm^3 .on obtient : $r=20.7\text{Ohm}$.

Le calcul de la pente à partir de la FIG.IV.2 donne une valeur de $\sim 200 \text{ Ohm}$, ce qui reste très grand devant la résistance des substrats. Le facteur limitant provient donc plutôt de la résistance de contact. Le tableau IV. 2 donne les résultats des pertes diélectriques à 1kHz et la conductivité calculée à partir de la relation [6] :

$$\sigma_0 = \varepsilon' \omega (tg \delta - K)$$

Echantillon	100% HMDSO	22%CH4+78%HMDSO	98%o2+2%HMDSO
Pertes diélectriques 10^{-3}	4.5	3.9	0.6
conductivité $\sigma_0 \text{ S}$	$5.3 \cdot 10^{-11}$	$4.8 \cdot 10^{-11}$	$5.5 \cdot 10^{-15}$

T.A.B.IV. 2 : Caractéristiques des Low K.

Notons que la conductivité de l'oxyde 98%O₂+2%HMDSO a été trouvée à partir de la région ohmique de la courbe I(V).

L'extraction de la conductivité pour les autres oxydes à partir de la courbe I(V) était impossible, à cause de la taille de région ohmique très petite (la région de champ critique était la plus dominante sur la courbe I(V) de ces oxydes).

Nous constatons, à partir du tableau, que l'oxyde 98%O₂+2%HMDSO a un facteur de pertes et une conductivité très proches à celle de l'oxyde thermique de MHS ($tg\delta = 4 \cdot 10^{-4}$).

On peut alors dire que l'oxyde 98%O₂+2%HMDSO a des caractéristiques très intéressantes.

Cependant, l'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO a une valeur de pertes diélectriques inférieure à celle d'oxyde 100%HMDSO, ce qui lui donne un avantage sur ce dernier.

La conductivité de 22%CH₄+78%HMDSO est inférieure à celle de l'oxyde 100%HMDSO ce qui implique un courant de fuite plus grand par rapport à celui du 100%HMDSO.

IV.II.2. Le courant de fuite des low k.

Nous avons utilisé l'appareil HP4145b pour mesurer le courant qui circule à travers la structure pour les oxydes 100% HMDSO, 22% CH₄ + 78%HMDSO et 98%O₂ + 2% HMDSO, par l'application d'une rampe de tension (RVS) entre 6 et 7 V.S⁻¹.

En traçant les valeurs du courant associées aux valeurs du champ électrique appliqué, nous obtenons la figure IV. 3

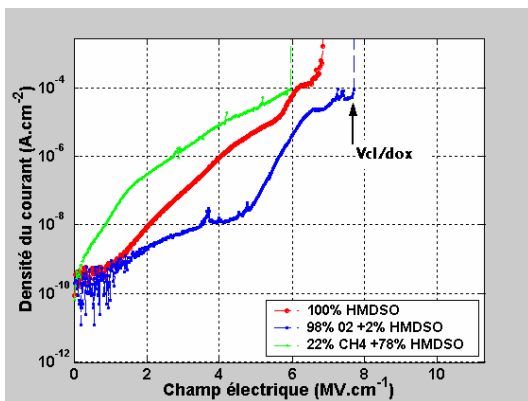


FIG.IV.3 : Densité de courant en fonction du champ électrique

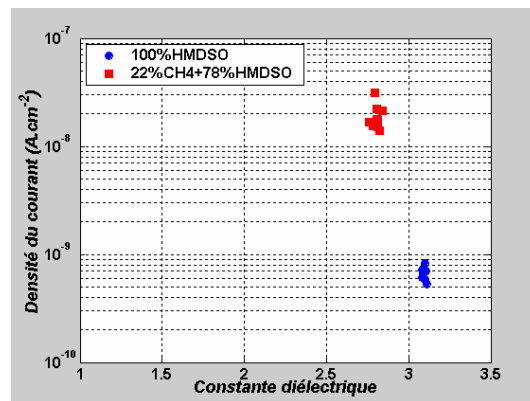


FIG.IV.4 : Densité de courant de fuite à 1MV.cm⁻¹ en fonction de la permittivité

De la courbe I(V), nous remarquons que le courant de fuite d'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO est supérieur à celui du 100%HMDSO. De ce résultat, il n'y a donc pas de corrélations entre la valeur de conductivité déduite des pertes diélectriques et la valeur du courant de fuite.

La figureIV.4 donne la densité du courant de fuite à 1MV.cm⁻¹ en fonction de la constante diélectrique, obtenue à partir d'une population de 10 échantillons pour chaque type d'oxyde. La faible dispersion pour la constante diélectrique et le courant de fuite montre la stabilité électrique des deux oxydes.

L'oxyde 100%HMDSO donne un niveau de courant de fuite à 1MV.cm⁻¹ très proche de celui d'oxyde 98%O₂+2%HMDSO, ce qui lui donne l'avantage sur le 22% CH₄+78%HMDSO pour ce test.

IV.2.3 La détermination du mécanisme de conduction :

Pour déterminer le mécanisme de conduction sur les oxydes 100%HMDSO 22%CH₄+78%HMDSO et le 98%O₂+2%HMDSO, on a utilisé HP4145B, en mesurant le courant qui traverse la structure MIS en fonction de la tension appliquée, et toujours comme référence l'oxyde thermique.

Dans un premier temps, on a essayé de trouver une relation entre la vitesse de la rampe et la pente en faisant une comparaison entre l'oxyde 100%HMDSO et l'oxyde thermique.

Dans les premiers essais on a pris l'échantillon 100%HMDSO, après l'application d'une rampe de tension V de 0à 100v (pas =0.1, temps d'intégration =20ms, temps de Delay =10mS, I comp =10 μA), on a eu les valeurs de courant associés à chaque pas de tension.

En traçant $\ln(J/E)$ en fonction de \sqrt{E} (pour l'émission de Poole-Frenkel), on a une droite entre 70.4V et 79.4V, la pente de cette ligne et de $\alpha = 17.10^{-3}$.

A partir de cette pente, on peut calculer la valeur de permittivité. Sachant que pour une émission de Poole-Frenkel dans un oxyde mince, le coefficient r de la relation de la barrière de potentiel est égale à 1.

Le calcul de la constante diélectrique dynamique de l'isolant ϵ_d , nous donne une valeur de 2.95 comprise entre la constante diélectrique statique ϵ_s (3.1) et la constante diélectrique optique $\epsilon_0 = n^2$ (2.06), ce qui confirme l'émission de Poole-Frenkel[5].

Pour estimer l'erreur commise sur cette pente. On a l'erreur commise pour une tension entre 40-100v et de $\Delta V = 500$ mV, ce qui correspond à une erreur sur le champ électrique de $\Delta E = 500$ V/cm !.

Le calcul de la pente en deux points successifs avec une erreur de ± 500 V/cm nous donne une erreur sur la pente de $\pm 4 \cdot 10^{-3}$, et le calcul de l'erreur commise sur la pente due à l'erreur en courant (± 500 pA), nous donne une erreur négligeable devant la valeur de la pente (de l'ordre $8 \cdot 10^{-8}$).

Dans la deuxième mesure, on a appliqué une rampe de tension entre 45 et 80V pour minimiser le nombre des points mesurés avec la même configuration de HP4145B que la mesure précédente,

Après le dessin de $\ln(J/E)$ en fonction de \sqrt{E} , on a une pente de $\alpha = 6.2 \cdot 10^{-3}$

ce qui donne une valeur de constante diélectrique dynamique de 11 à partir de la relation d'émission de Poole-Frenkel et de 3.9 à partir de la relation d'émission de Schottky ;

et pour vérifier cette remarque, on fait les mêmes expériences avec tous les oxydes, et on a obtenu les mêmes résultats.

L'obtention des résultats communs permet de relier la vitesse de la rampe de la tension et la pente calculée par Matlab. Alors la vitesse de rampe lente donne une pente plus grande.

De cela on peut dire que la vitesse de la rampe d'un stress en tension produit plusieurs phénomènes qui changent la pente entre le champ et le courant.

De ces essais, nous concluons que la vitesse de la rampe de tension a un effet sur les mécanismes de conduction dans les isolants.

Dans le deuxième chapitre, nous avons vu la possibilité d'avoir deux mécanismes dans le même échantillon ;

Le mécanisme de Fowler-Nordheim, qu'on ne peut observer que dans des structures à faible épaisseur, est détecté dans l'oxyde thermique MHS de 200Å° ; la grille de polysilicon est la cause de cette injection[5].

Ce mécanisme est observé à des valeurs de champ -grandes- (>7 MV/cm).

Au-dessus de cette valeur le mécanisme dominant est celui de Poole-Frenkel.

L'identification du mécanisme de conduction sur l'échantillon 22% CH₄ + 78% HMDSO était très difficile à cause du changement brusque sur les allures des courbes I(V)

par contre elle était facile pour les oxydes 100%HMDSO et 98%O₂+2%HMDSO.

Notons que la même configuration de l'HP4145B est gardée pour toutes les mesures.

La pente calculée par Matlab, nous donne les résultats suivants.

Elle nous donne une constante diélectrique dynamique qui satisfait la relation de la constante optique et statique.

On peut dire alors que le seul mécanisme identifié sur tous les échantillons est celui de Poole-Frenkel, mais il est détecté seulement sur des régions limitées de la courbe I(V).

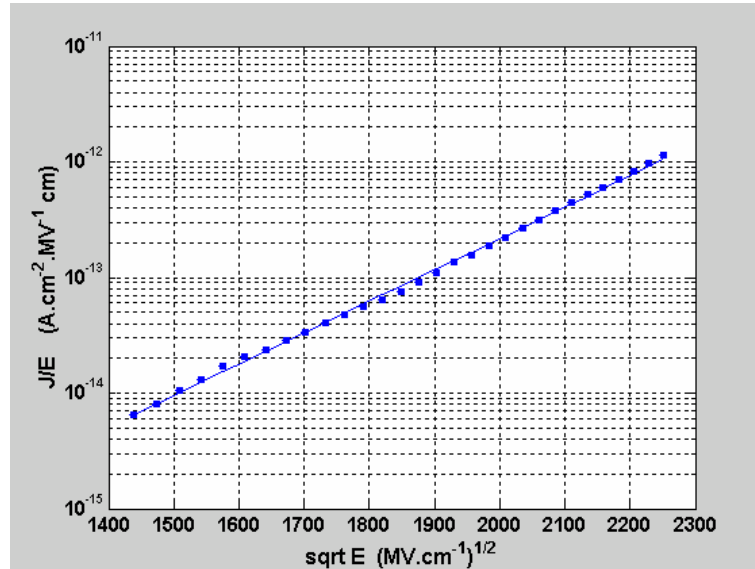


FIG.IV.5 : Le mécanisme de Poole-Frenkel détecté sur le 100%HMDSO(comme exemple).

On peut conclure que le mécanisme dominant sur le transport des porteurs dans les oxydes qui sont élaborés à partir de l'HMDSO est celui de Poole-Frenkel ;

notons qu'il y a toujours des changements observés sur les courbes I(V)(sauf pour le 98%O₂+2%HMDSO), ce qui implique l'existence d'autres types d'émissions.

IV.2.4 La détermination de tension de bande plate :

Dans cette partie, nous cherchons à déterminer la tension de bande plate des oxydes 100%HMDSO, 22%CH₄+78%HMDSO et 98%O₂+2%HMDSO, pour éviter l'effet de cette tension sur la valeur du champ de claquage. Le calcul de cette tension se fait par la détermination de la courbe C(V) en haute fréquence par l'HP4194A pour chaque oxyde, puis le calcul de la capacité de bande plate (voir partie théorique) et la tension de bande équivalente. Ce calcul est effectué à l'aide d'un programme MATHLAB.

Le tableau IV.3 représente les résultats trouvés, sachant que nous avons détecté une quantité très petite des charges mobiles piégées dans les oxydes, ce qui traduit, le degré de pureté de l'isolant.

Echantillon	100% HMDSO	22%CH ₄ +78%HMDSO	98%O ₂ +2%HMDSO
V_{FB} (V)	-0.8	-2.3	-8.7
$\Delta V_{FB} \times 10^{-1}$ (V)	9.2	2.8	3.9

TAB.IV.3 :Tension de bande plate des oxydes

Notons que, l'erreur max est de 0.13V pour ΔV_{FB} et de 0.9 pour V_{FB} d'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO, une erreur max de 0.18V pour ΔV_{FB} et de 0.12V pour V_{FB} d'oxyde 100%HMDSO,et une erreur max de 0.2 V pour ΔV_{FB} et de 1.2V pour V_{FB} d'oxyde 98%O₂+2%HMDSO

Cette dispersion est due à la surface non homogène après le rinçage des substrats dans l'acide hydrofluorique. La tension de bande plate importante de l'oxyde 98%O₂+2%HMDSO est due à la mauvaise interface lors de l'élaboration de la couche d'oxyde, la couche indigne SiO₂ sur le substrat n'était pas bien nettoyée par le rinçage dans l'acide hydrofluorique. Pour les autres oxydes, la tension de bande plate est raisonnable.

IV.2.5 L'extraction du champ de claquage :

Cette étude est faite sur une population de 25 échantillons aux centres des wafers, pour éviter les variations de l'épaisseur de l'oxyde, qui peuvent produire de faux résultats. Sachant que la variation de l'épaisseur à partir du centre vers les cotés du wafer peut atteindre -20% de l'épaisseur initiale, ce qui produit un champ additionnel de 1.25MV.cm⁻¹ pour une épaisseur initiale de 100Å et une tension de claquage réel de 50V.

Notons aussi que l'industrie demande un nombre de mesure sur plus de 30 échantillons pour valider la distribution cumulée de champ de claquage[10].

Nous avons utilisé l'appareil HP4145b pour les mesures du champ de claquage pour les oxydes 100%HMDSO, 22%CH4+78%HMDSO et 98%O2+2%HMDSO, en gardant la même configuration de l'appareil utilisé pour la détermination du courant de fuite. La valeur du champ de claquage E_{bd} a été calculée par la relation :

$$E_{bd} \approx \frac{V_{claquage} - V_{FB}}{d_{oxyde}}$$

V_{FB} la tension de bande plate, d_{oxyde} l'épaisseur de l'oxyde

Comme nous avons déjà vu dans la partie précédente, l'oxyde 98%O2+2%HMDSO a une valeur de tension de bande plate remarquable ($V_{FB} = -8$ volt environ), ce qui produit un champ additionnel au champ réel de 1 MV.cm^{-1} , par contre, la tension de bande plate a été raisonnable de 0.8 à 2 volt, équivalente d'un champ erreur de 0.08 à 0.2 MV.cm^{-1} , ce qui reste très petit devant la valeur réelle du champ de claquage, nous n'avons ignoré ces valeurs que pour l'oxyde 100%HMDSO.

La représentation de ces valeurs par la lois de Weibull, nous donne la figure.IV.6.

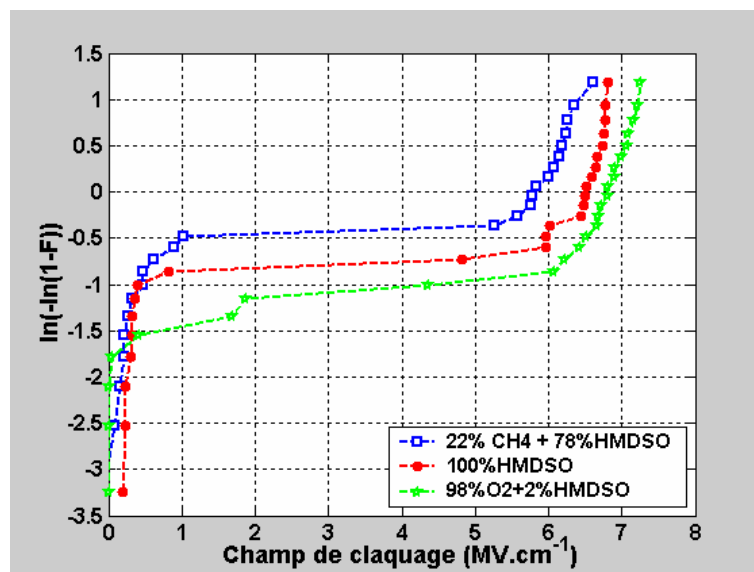


FIG.IV.6 : Distribution du champ de claquage des oxydes 100%HMDSO, 22%CH4+78%HMDSO et 98%O2+2%HMDSO

Suivant la représentation de Weibull.

A partir de cette figure, nous pouvons remarquer l'existence d'une population importante qui claque à des valeurs de champ très faible pour tous les oxydes.

Cette population représente les puces 'mort-nées' du fait de la présence de défauts extrinsèques (impuretés lors du dépôt de la couche isolante...).

Le volume de cette population varie d'un oxyde à l'autre, elle est de ~ 46% pour le 22%CH₄+78%HMDSO et de ~ 35% pour le 100%HMDSO et de -20% pour le 98%O₂+2%HMDSO.

Nous ne pouvons pas commenter davantage ces résultats à cause de la surface des capacités testées ($A=4,1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2$) qui reste importante pour ce genre de mesure[9].

Dans la région des valeurs du champ moyen (considéré comme extrinsèque) la quantité d'individus claqués est presque nulle, sauf pour l'oxyde 98%O₂%HMDSO. Ce résultat est attribué à la tension de bande plate élevée.

Dans la région des valeurs de champ fort (claquage intrinsèque), tous les oxydes ont la même allure de graphe de Weibull, comme nous l'avons déjà dit dans la partie théorique, nous admettons que la distribution du champ de claquage suit la loi de Gumbel, ce qui implique l'existence d'une valeur modale E_m telle que :

$$F(E_m)=1-EXP(-EXP(Y))=0$$

$$\text{et } Y=\frac{E_i-E_m}{S}$$

La valeur E_m représente une probabilité cumulée de 63% dans la représentation de distribution cumulée ordinaire

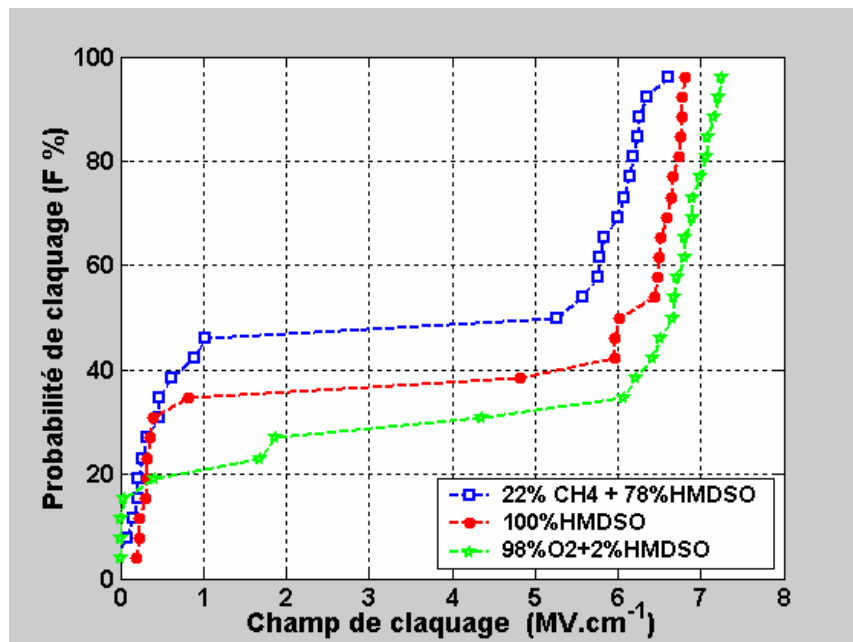


FIG.IV.6 : Distribution du champ de claquage des oxydes

100%HMDSO, 22%CH₄+78%HMDSO et 98%O₂+2%HMDSO

De la figure.III.5, nous pouvons tirer les valeurs de claquage pour chaque oxyde, elle est de $\sim 5.7 \text{ MV.cm}^{-1}$ pour 22%CH₄+78%HMDSO, $\sim 6.5 \text{ MV.cm}^{-1}$ pour le 100%HMDSO et de $\sim 6.7 \text{ MV.cm}^{-1}$ pour 98%O₂+2%HMDSO.

On peut considérer ces résultats comme bons puisque les critères industriels requis correspondent à $E > 1 \text{ MV cm}^{-1}$.

Il faut noter aussi, que pour un calcul fiable de la valeur intrinsèque du champ de claquage d'un oxyde,

Il faut toujours prendre en compte l'effet de la surface de grille et de l'épaisseur d'oxyde qui doivent être petits pour limiter l'effet d'existence des charges piégées dans l'oxyde ou à l'interface isolant/semi-conducteur [9].

V. Etude de la fiabilité des diélectriques

Bien que les contraintes en courant ou en tension ne soient pas à priori les facteurs principaux limitant la durée de vie des diélectriques low k, il nous a paru intéressant d'étudier la fiabilité des diélectriques soumis à un stress en courant ou en tension.

Nous avons limité l'étude aux échantillons 100%HMDSO et au 22%CH₄+78%HMDSO, l'oxyde 2%HMDSO+ 98%O₂ étant utilisé comme référence.

V. 1. Stress en courant (CCS):

La figure.V. 1 représente pour exemple la variation de la tension en fonction du temps durant l'injection d'un courant constant $I_{inj} = 45$ nA dans l'échantillon 100% HMDSO.

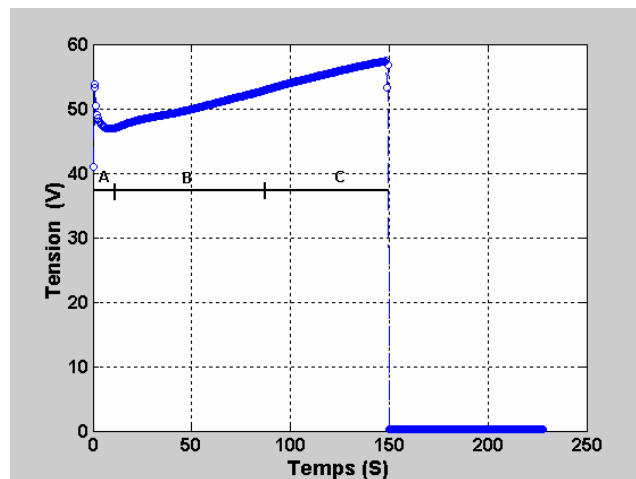


FIG. V.1 : Variations de la tension pendant l'application d'un stress de

$I_{inj} = 45$ nA sur l'échantillon 100%HMDSO.

La diminution de la tension dans la phase initiale correspond à un piégeage de charges positives. Il y a ensuite un changement d'évolution avec augmentation de la tension. Dans ce cas, il s'agit d'un piégeage d'électrons dans l'isolant.

V.1.1 Accélération en courant (P) :

La figure.V.2 représente les charges au claquage (Q_{Bd}) de l'oxyde 100%HMDSO et 22%CH₄+78%HMDSO en fonction de la densité du courant injecté J_{inj} .

On peut calculer l'accélération en courant pour les deux oxydes, à partir de la relation :

$$-p = \frac{dInt_{bd}}{dInj_{inj}}$$

Elle est de 1.92 pour l'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO, et de 4.3 pour l'oxyde 100% HMDSO.

On peut dire que : $P_{100\%HMDSO} \approx 2 P_{22\%CH_4 + 78\%HMDSO}$

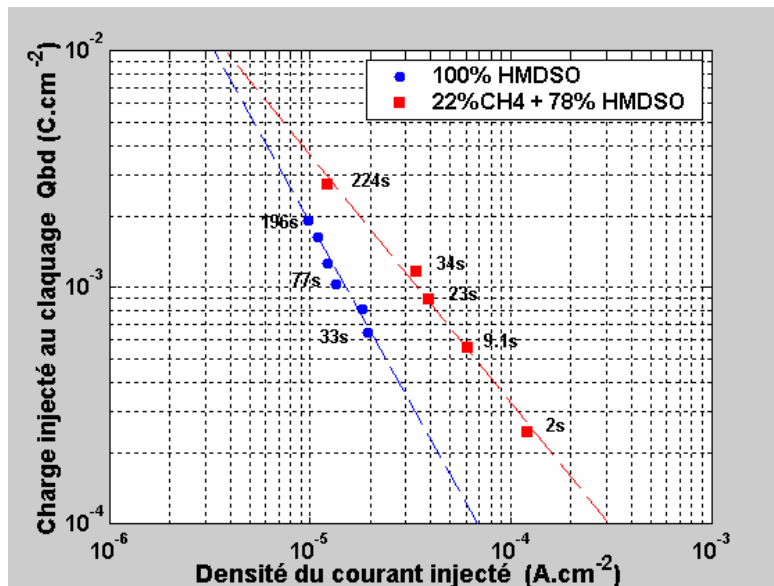


FIG.V.2 : Variations de Q_{bd} en fonction de la densité du courant injecté.

Puisque les deux oxydes ont la même épaisseur (966Å), on peut comparer les Q_{Bd} pour le même courant injecté [10].

L'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO possède un facteur d'accélération plus élevé, ce qui lui donne une plus grande fiabilité en courant.

Cependant, la figure.V.2 montre qu'à partir d'une valeur de courant injecté $\leq 0.3 \cdot 10^{-5}$ A.cm⁻², la charge injectée au claquage de l'oxyde 100%HMDSO, devient supérieure à la charge injectée au claquage de l'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO.

Il faudrait valider ce résultat en effectuant d'autres mesures à faible courant injecté

V.2 Stress en tension(CVS) :

Nous avons utilisé la méthode de stress en tension constante(CVS) pour connaître la fiabilité des oxydes soumis à un champ électrique constant.

On applique une tension constante sur les capacités MIS et on observe l'évolution du courant qui traverse cette structure jusqu'au claquage du diélectrique.

L'enregistrement de ces variations en fonction du temps, pour une tension de 47 V appliquée sur une capacité MIS de l'oxyde 100% HMDSO, est représenté sur la figure V.3.

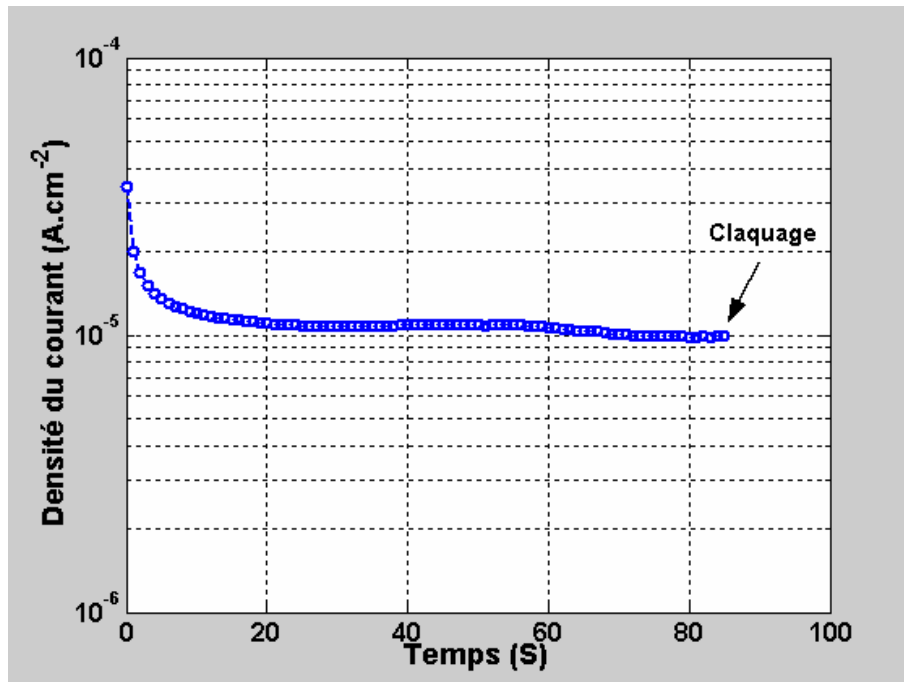


FIG.V.3 :Variation de courant en fonction du temps pour un stress en tension de 47V sur un échantillon 100%HMDSO jusqu'au claquage à t_{bd}= 85 S

On peut calculer les charges au claquage en intégrant le courant $i(t)$ par rapport au temps de claquage

$$t_{bd}, Q_{bd} = \int_{t_{bd}} i(t) dt$$

Pour la courbe $i(t)$ de la figure précédente, la quantité de charges au claquage est de :

$$Q_{bd} = 9.8 \cdot 10^{-4} \text{ C.cm}^{-2} .$$

Cette valeur est très proche de celle déduite de la figure.V.2,

pour un t_{bd} comparable(77 s, $Q_{bd} = 1.03 \cdot 10^{-3} \text{ C.cm}^{-2}$).

Ce résultat est en bon accord avec la théorie.

V.2.1 Accélération en champ γ_e (A) :

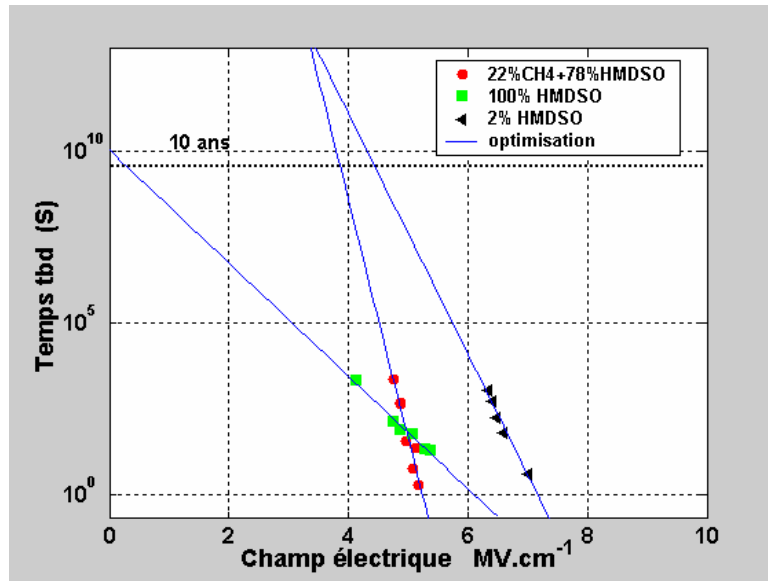


FIG.V.4: Durées de vie des oxydes 100%HMDSO, 22%CH₄+78%HMDSO, 98%O₂+2%HMDSO soumis à un champ électrique constant

De cette figure, on peut tirer la valeur d'accélération en champ électrique pour chacun des oxydes testés.

Elle est de 3 cm.MV⁻¹ et de 16 cm.MV⁻¹ pour le 100%HMDSO et le 22%CH₄+78%HMDSO respectivement.

On remarque que $A_{22\%CH_4+100\%HMDSO} \approx 5 A_{100\%HMDSO}$,

c'est le cas inverse pour l'accélération en courant, mais avec un rapport d'accélération différent.

On a alors

$$A_{22\%CH_4+100\%HMDSO} \approx 5 A_{100\%HMDSO}$$

$$P_{100\%HMDSO} \approx 2 P_{22\%CH_4+78\%HMDSO}$$

A partir de la figure.V.4, on remarque l'existence d'un point d'intersection entre les deux droites de $t_{bd}=f(E)$ pour les deux oxydes 100%HMDSO et le 22% CH₄+ 78% HMDSO,

ce qui est en concordance avec la figure.V.4.

La comparaison d'accélération en champ électrique de l'oxyde le 22% CH₄+ 78% HMDSO et celle de l'oxyde thermique à partir des résultats de [10], nous donne le même coefficient pour les deux oxydes (16 cm.MV⁻¹).

On estime une durée de vie de 10 ans pour l'oxyde 100%HMDSO à un champ $E \approx 1MV cm^{-1}$, par contre, une durée de vie de 10 ans à un champ de $E \approx 4MV cm^{-1}$ pour l'oxyde le 22%CH₄+78%HMDSO, ce qui traduit la différence d'accélération des deux oxydes.

Le résultat relativement mauvais de l'oxyde 98%O₂ +2%HMDSO est de($\gamma_e = 8 Mcm.V^{-1}$), est probablement dû à des charges piégées dans l'oxyde à l'interface oxyde/semi-conducteur. Cependant cet oxyde est le plus adapté aux contraintes à fort champ.

VI. Modélisation

VI.1 Modélisation :

Nous développons ici la méthode numérique itérative fondée sur les différences finies à une dimension afin de déterminer $\psi(y)$ pour un potentiel de surface donné. En conservant la résolution de l'équation de Poisson à une dimension, la densité de charge dans le substrat s'écrit :

$$p(y) = q[p(y) - n(y) + N_D(y) - N_A(y)] \quad (\text{VI.1})$$

Où $N_A(y)$ et $N_D(y)$ représentent les densités de dopants (de types accepteurs et donneurs) de l'interface vers le volume du semi-conducteur.

Comme le montre la figure 2, la résolution de l'équation de Poisson nécessite le découpage de l'axe y en petits éléments de longueur Δ . L'épaisseur de la couche d'inversion étant très faible par rapport à la longueur de la ZCE, il est indispensable de découper l'axe y de façon non uniforme : le maillage est plus resserré à l'interface.

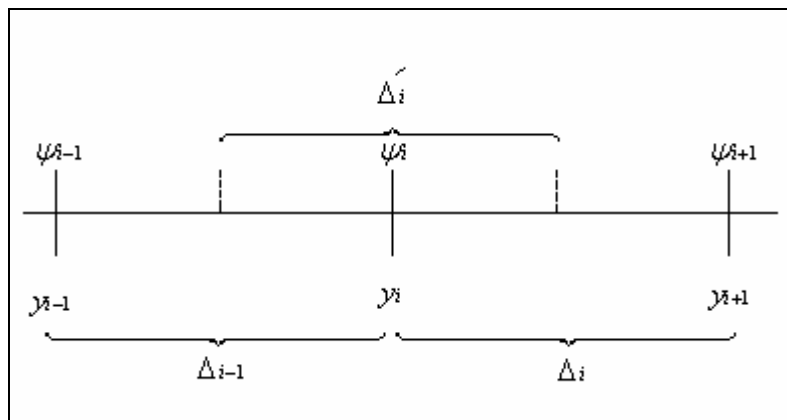


Fig VI.1 : Maillage du substrat à une dimension

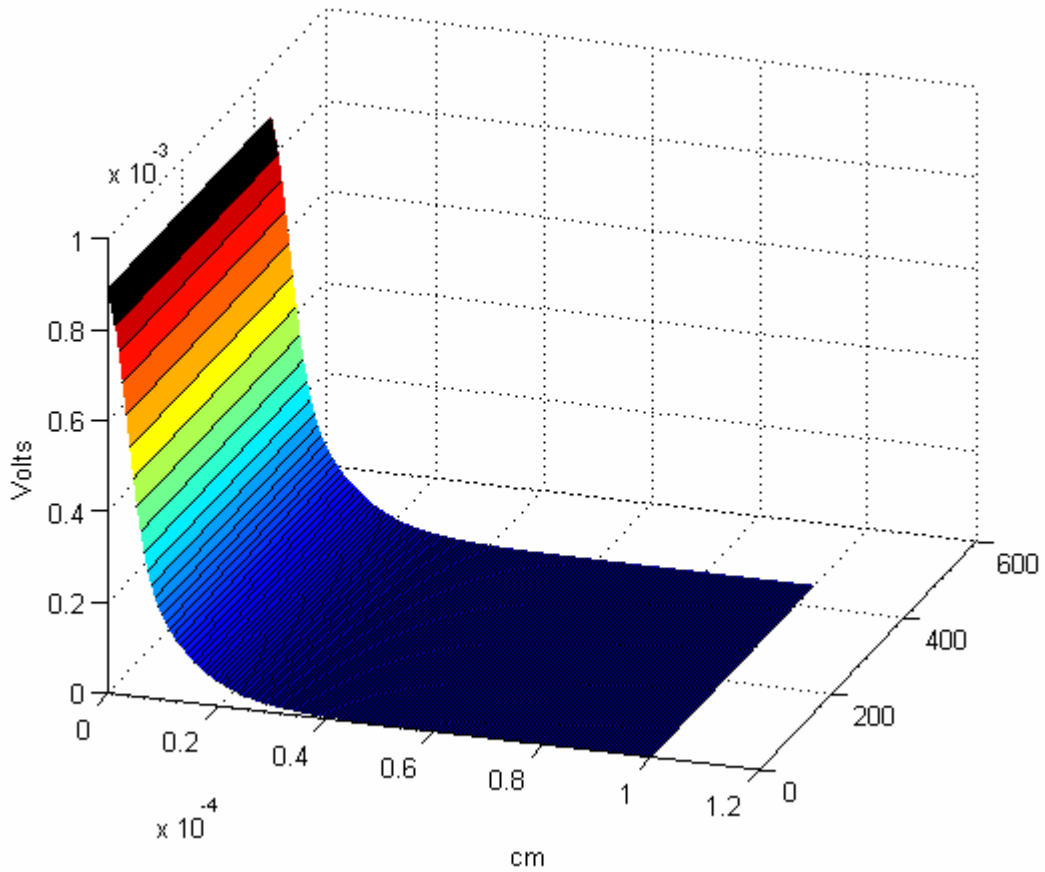


Fig VI.2.a Exemple de maillage (1D) Régime de désertion échantillon 100%HMDSO à $V_G=0.2$ V

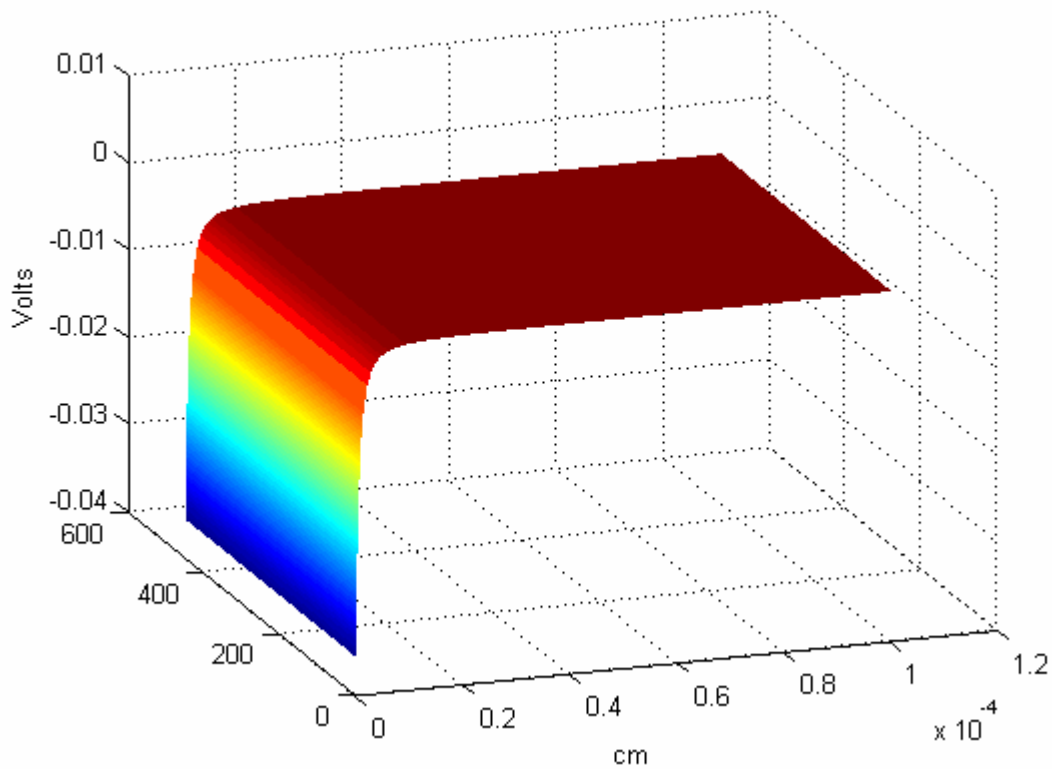


Fig VI.2.b Exemple de maillage (1D) Régime d accumulation échantillon 100%HMDSO à $V_G=2$ Volt

La dérivée première de la courbure de bandes est donnée par [17]:

$$\psi'_i = \frac{\psi_{i+1} - \psi_{i-1}}{\Delta_{i-1} + \Delta_i} \quad (\text{VI.2})$$

Par suite, la dérivée seconde de la courbure de bandes s'écrit de la façon suivante :

$$\psi''_i = \frac{\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{\Delta_i} - \frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{\Delta_{i-1}}}{\Delta'_i} = \frac{2}{\Delta_{i-1} + \Delta_i} \left[\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{\Delta_i} - \frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{\Delta_{i-1}} \right] \quad (\text{VI.3})$$

Car :

$$\Delta'_i = \frac{\Delta_{i-1} + \Delta_i}{2} \quad (\text{VI.4})$$

On développe alors l'expression (VI.3) :

$$\psi''_i = \frac{2}{(\Delta_{i-1} + \Delta_i)\Delta_i\Delta_{i-1}} \left[\Delta_{i-1}\psi_{i+1} - \Delta_{i-1}\psi_i - \Delta_i\psi_i + \Delta_i\psi_{i-1} \right] \quad (\text{VI.5})$$

Pour exprimer la courbure de bandes au point i :

$$\psi_i = -\frac{\Delta_i\Delta_{i-1}}{2}\psi''_i + \frac{\Delta_{i-1}}{\Delta_{i-1} + \Delta_i}\psi_{i+1} + \frac{\Delta_i}{\Delta_{i-1} + \Delta_i}\psi_{i-1} \quad (\text{VI.6})$$

D'après l'équation de Poisson (1D), la dérivée seconde de la courbure de bandes au point i sans le semi-conducteur correspond à la densité de charge en ce point divisée par la permittivité du substrat, nous pouvons donc écrire :

$$\psi_i = -\frac{\Delta_i\Delta_{i-1}R_i}{2\epsilon_{sl}}\psi''_i + \frac{\Delta_{i-1}}{\Delta_{i-1} + \Delta_i}\psi_{i+1} + \frac{\Delta_i}{\Delta_{i-1} + \Delta_i}\psi_{i-1} \quad (\text{VI.7})$$

La charge totale du semi-conducteur (par unité de surface) s'obtient en intégrant la densité de charge p suivant l'axe y :

$$Q_{sc} = \sum_i \frac{\rho_i + \rho_{i+1}}{2} \Delta_i \quad (\text{VI.8})$$

VI.2-Etude d'un dopage de substrat non constant

Nous considérons un profil de dopage de type gaussien de largeur variable (Δy variable) centré plus ou moins loin de l'interface (Y_c variable) décrit par l'expression suivante :

$$N_A(y) = N_{Amax} \exp\left[-\left[\frac{y - y_c}{\Delta y}\right]^2\right] + N_{Amin}$$

Où N_{Amax} correspond à la valeur maximale de la gaussienne et N_{Amin} au dopage minimum du substrat.

Nous considérons que la dopage suit une gaussienne de largeur variable centrée à l'interface c'est-à-dire $Y_c=0$ et que le largeur de cette gaussienne est variable jusqu'à l'obtention d'un dopage constant (c.à.d Δy très grand) (Fig VI.3)

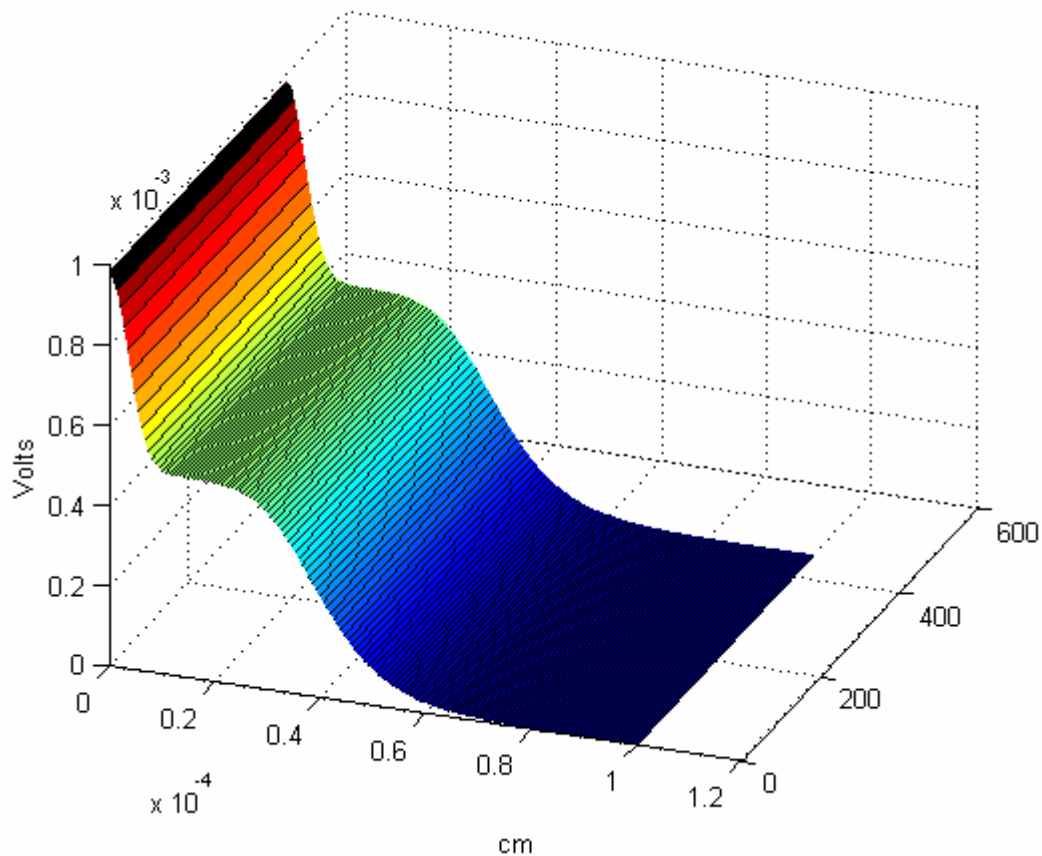


Fig VI.3: Densité de charge d'espace en régime d'inversion à $V_G=-1$ Volt

V.3 Résultats de la simulation :

la simulation de la capacité en basse fréquences nous donne la figure Fig VI.4

L épaisseur du Silicium= 1000^E-7 cm , région désertion = 50^E-8 cm

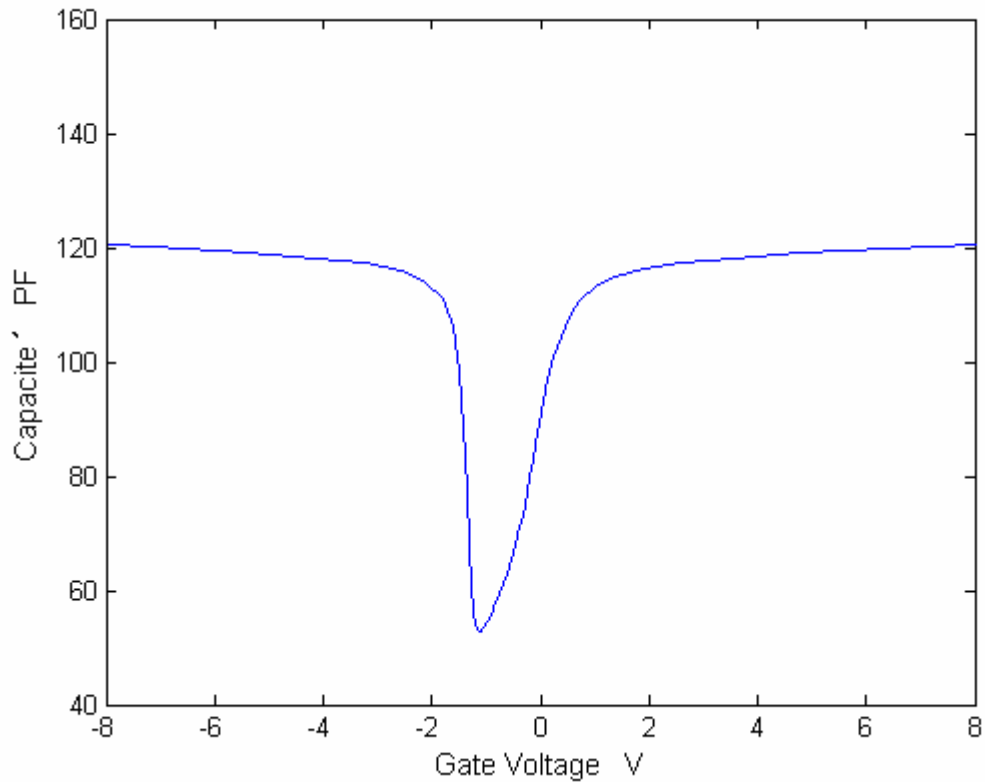


Fig VI.4 : Simulation de la courbe C(V)BF pour l'échantillon 100% HMDSO

La courbe de C(V) BF est très proche de la réalité ce qui valide les résultats de la simulation.

Comme nous l'avons déjà vu dans le chapitre III , les porteurs majoritaire sont les responsable de la réponse de la capacité en mode hautes fréquence, on peut ignorer le terme des porteurs minoritaire de la relation(VI.1) [16].

La simulation des capacités MIS élaborées par différents pourcentages de HMDSO et CH_4 a donnée les résultats ci-dessous :

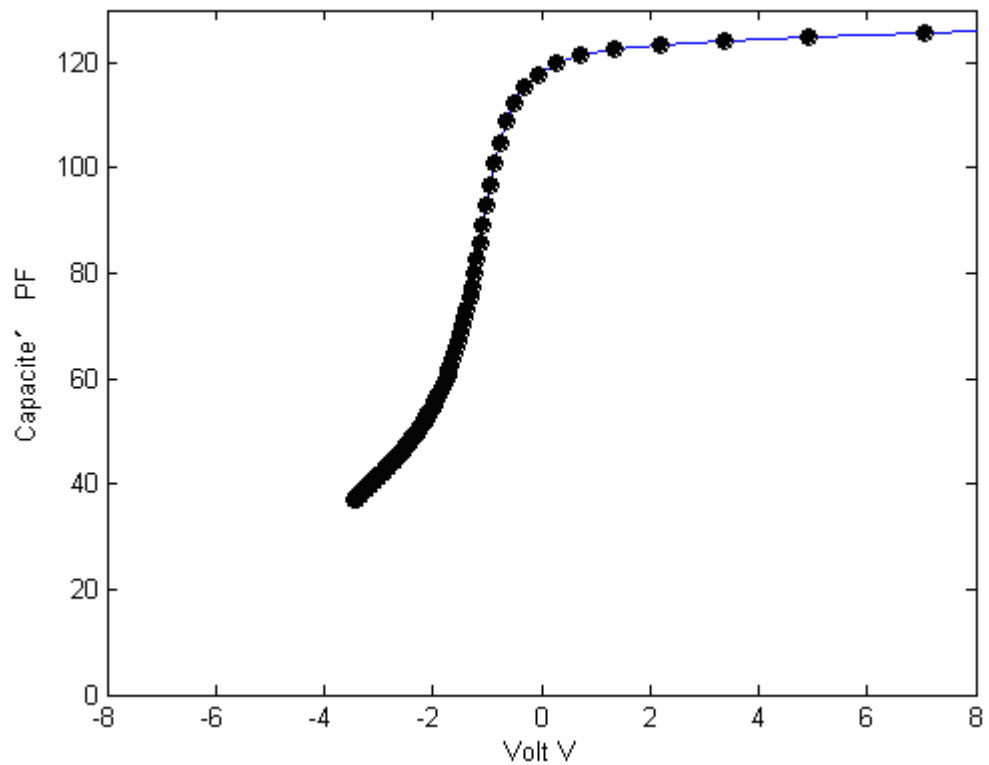


Fig VI.5 : Simulation de la courbe C(V)HF pour l'échantillon 100% HMDSO

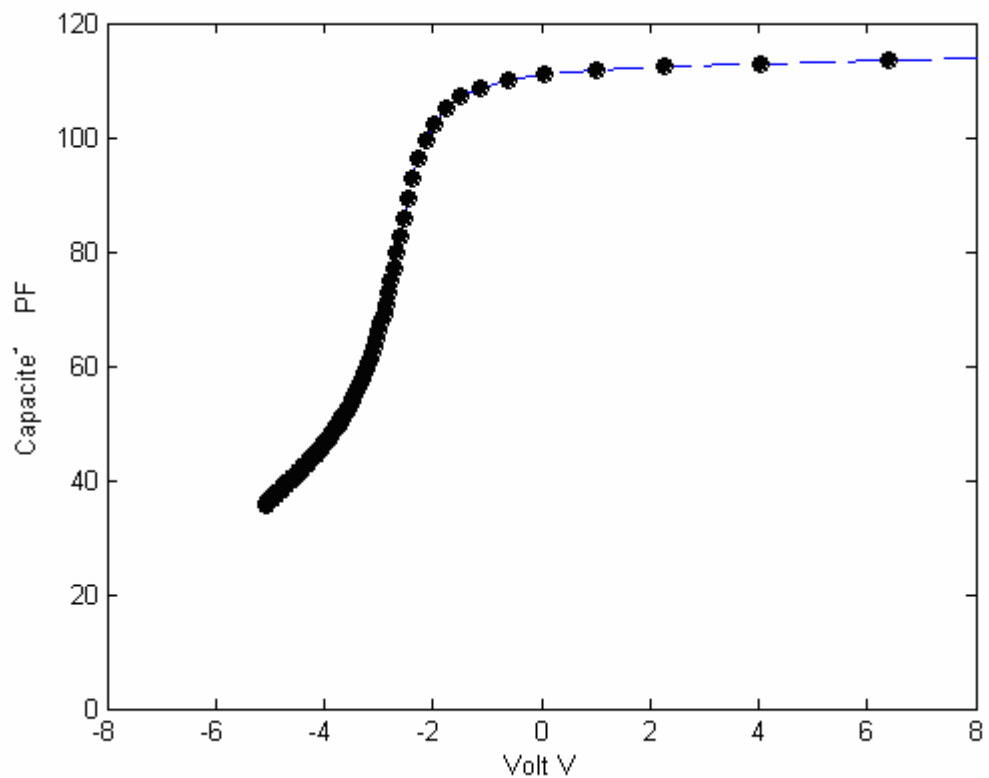


Fig VI.6 : Simulation de la courbe C(V) pour l'échantillon 22% CH₄

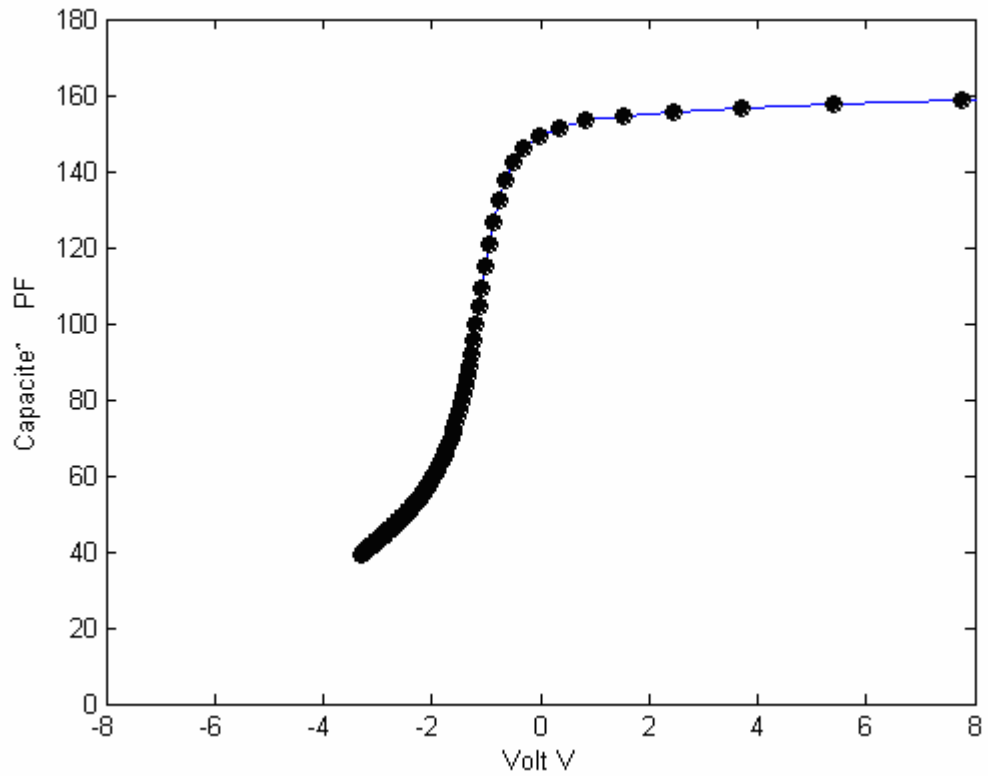


Fig VI.7 : Simulation de la courbe C(V) pour l'échantillon 75% CH₄

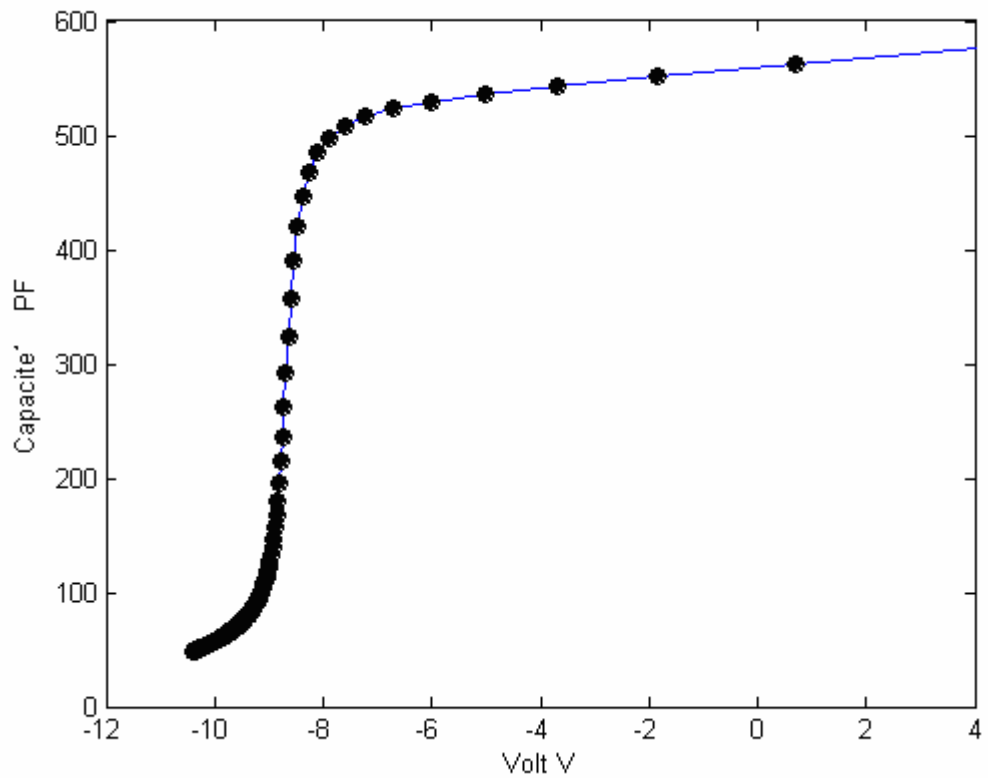


Fig VI.8 : Simulation de la courbe C(V) pour l'échantillon 98% O₂

La figure(VI.9)montre la courbe C(V) HF expérimentale d'une capacité MIS 100% HMDSO

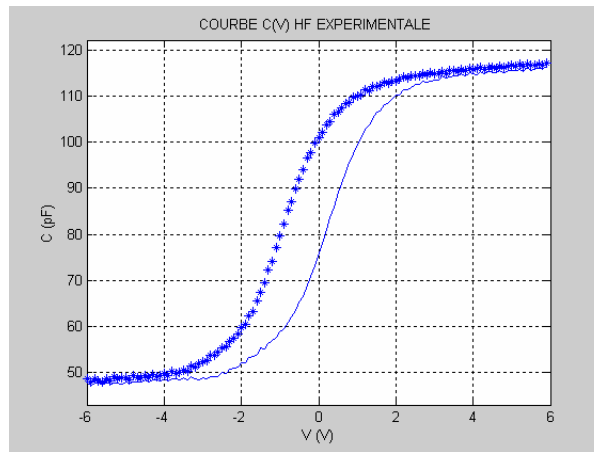


Fig VI.9 Courbe C(v) HF sweep up et sweep down expérimentale d'une capacité MIS 100%HMDSO

Nous remarquons qu'il existe une différence entre les deux pentes (expérimentale (fig VI.9) et simulation (fig VI.5) d'une capacité MIS 100% HMDSO). On peut dire que cette différence de pentes est due aux pièges mobiles dans l'isolant et les pièges à l'interface isolant/semi-conducteur [6].

Ce qui n'est pas pris en compte dans notre simulation . en plus de ça la valeur de la capacité en régime d'inversion est n'est pas la même , cela est du a la différence entre le dopage théorique et réel du substrat , une simple augmentation de la valeur du dopage du substrat dans la simulation résoudre cette différence.

Notons que pour la capacité MIN dans la simulation (régime d'inversion) est celle au point ou la tension de surface du substrat est égale a la valeur $V_{end} = n_p * 1,4$. au delà de ce point C_{MIN} est constante.

Les valeurs de la capacité C_{MIN} et C_{MAX} dans la simulation sont presque les mêmes dans la pratique.

La figure VI.10 représente la courbe C(V) HF expérimentale d'une capacité 100% HMDSO soumise à un stress en tension (8 volt) à différentes durées (1,2,4,8,16,32,64,128sec...).

A l'aide d'un programme Matlab nous avons pu extraire la valeur de la tension de bande plate de la structure MIS après chaque stress. A partir de ces valeurs nous avons obtenu la Fig VI.10 qui montre l'évolution de la tension de bande plate avec la durée du stress appliqué.

Cette figure montre bien le phénomène de piégeage à l'interface isolant/semi-conducteur ce qui explique la variation de la tension de bande plate

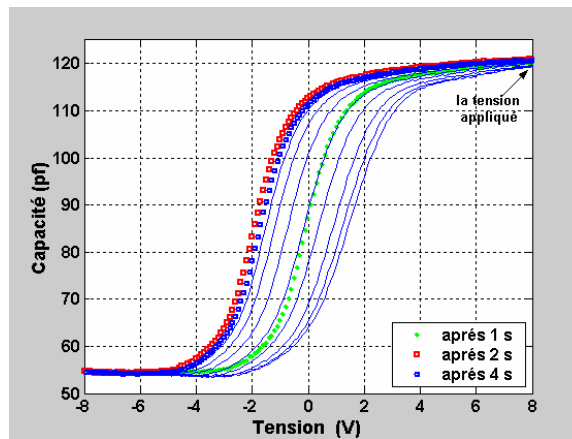
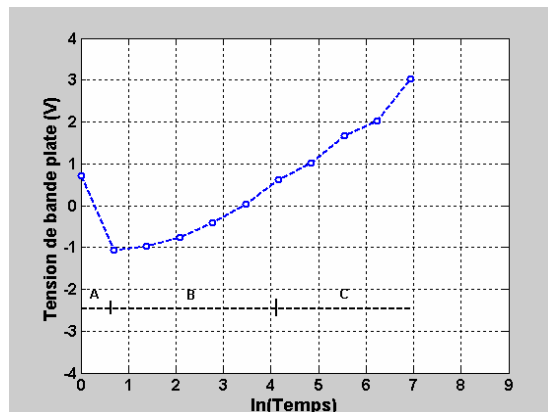


Fig.VI.10 : Courbe C(v) HF expérimentale d'une capacité MIS 100% HMDSO soumise à un stress en tension à différentes durées.



FigVI.11 : Evolution de la tension de bandes plates de la capacité MIS 100%HMDSO (de la Fig VI.10).

Nous avons utilisé les résultats obtenus dans la partie expérimentale (la détermination de la bande plate) pour faire la simulation de la courbe C(V)HF de la capacité 100%HMDSO.

La figure VI .12 montre la simulation de la courbe C(V) d'une MIS 100% HMDSO soumise à un stress en tension de différentes durées (1,2,4,8sec...)

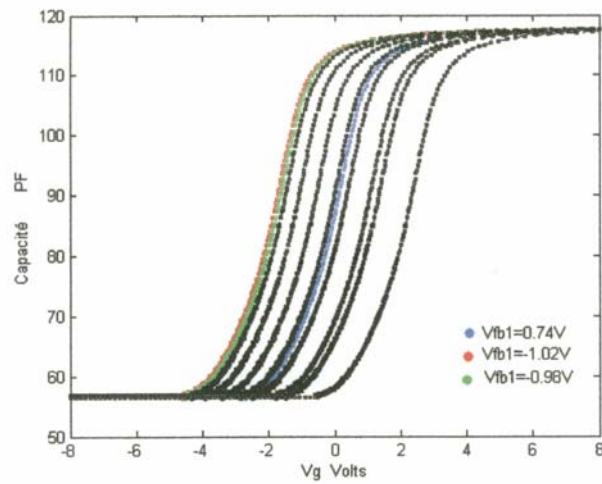


Fig. VI.12 : Simulation de la courbe C(V) HF d'une MIS 100% HMDSO subie à un stress en tension de différentes durées(1,2,3,..8 sec..).

Nous remarquons la grande ressemblance entre les résultats obtenus par la simulation et ceux obtenus par la pratique .le seul point de différence reste la pente de la courbe expérimentale et la pente de la courbe par simulation.

Comme nous l'avons dit, il reste des phénomènes que nous n'avons pas pris en compte ;tels les pièges mobiles dans l'isolant et les pièges à l'interface isolant/semi-conducteur.

Notons qu'on peut se débarrasser de ce genre de pièges en faisant cuire la structure MIS dans une haute température, ce qui n'est pas le cas pour nos échantillons.

Conclusion

L'objectif visé par ce travail de magister et qui était de caractériser et déterminer des matériaux à faible k a été atteint. En effet, à travers les caractéristiques électriques exigées pour l'intégration des low k , nous pouvons tirer deux oxydes qui satisfont la première condition du faible k .

Les deux oxydes sont le 100%HMDSO avec un k de 3.1 et le 22%CH₄+78%HMDSO avec un k de 2.8.

En ce qui concerne la dissipation ou les pertes diélectriques, le 22%CH₄+78%HMDSO se comporte mieux que le 100%HMDSO avec des pertes diélectriques de $3.9 \cdot 10^{-3}$ et de $4.5 \cdot 10^{-3}$ successivement.

La condition du champ de claquage fort est satisfaisante pour les deux oxydes, un champ de claquage de 6.7 MV.cm^{-1} pour le 100%HMDSO et de 5.7 MV.cm^{-1} pour le 22%CH₄+78%HMDSO.

Pour la fiabilité, l'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO montre une meilleure fiabilité que l'oxyde 100%HMDSO, il a une durée de vie de 10 ans pour un champ électrique de fonctionnement de 4 MV.cm^{-1} , et il est très proche de la fiabilité d'oxyde thermique de même épaisseur.

Par contre, l'oxyde 100%HMDSO a une durée de vie de 10 ans pour un champ électrique de 1 MV.cm^{-1} . De cela, on peut dire que les deux oxydes satisfont la condition de fiabilité.

Le test de piégeage montre qu'il est facile de piéger des charges dans les deux oxydes. A un champ de 0.8 MV.cm^{-1} durant 37 minutes.

Il y a un grand décalage enregistré sur la bande plate des deux oxydes. Cela traduit la facilité de piégeage, et comme conséquence l'augmentation de bruit dans les circuits intégrés qui utilisent ce genre de diélectrique comme isolant d'interconnexions métalliques[13].

Enfin, le courant de fuite : L'oxyde 100%HMDSO se comporte mieux que le 22%CH₄+78%HMDSO dans ce test, on a un courant de fuite à un champ de 1 MV.cm^{-1} de $6 \cdot 10^{-10} \text{ A.cm}^{-2}$.

Par contre l'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO a un courant de fuite de $2 \cdot 10^{-8} \text{ A.cm}^{-2}$ c'est une valeur un peu critique.

En ce qui concerne la partie de la simulation, nous constatons que les résultats obtenus coïncident avec ceux de la pratique, ce qui confirme la validité des résultats.

De ce bilan, on peut dire que l'oxyde 100%HMDSO est mieux classé que l'oxyde 22%CH₄+78%HMDSO, mais le seul problème qui gêne l'introduction de ces isolant dans les circuits intégrés est le piégeage des charges qui reste important pour les deux oxydes.

Mais il convient cependant de compléter cette étude par la mise en œuvre d'autres mesures effectuées sur des structures de tests adaptés pour envisager l'intégration de ces matériaux dans un circuit intégré.

Ceci place notre activité de recherche au cœur des préoccupations actuelles de la micro électronique concernant, d'une part le développement des futurs composants, et d'autre part la fiabilité, toujours accrue, exigée par les utilisateurs.

References bibliographiques

[1] J P LANDESMAN « cours de DEA électronique O17 » UNIVERSITE DE NANTES
2002

[2] Wei William LEE and Paul S.HO « Low Dielectric-Constant
Materials for ULSI Interlayer-Dielectric Application

[3] P HESTO « Instability in Silicon Devices » elservier science publisher BV
(North-Holland) 1986

[4] Thèse de Méckael LAPEYRADE «Utilisation des plasmas micro-onde
RCE pour préparer des films minces de Nitrure de Silicium.
Application à la passivation des matériaux GaInAs et AlInAs » 1999

[5] D-j DIMARIA « Defect Production Degradation, and Breakdown of
Silcon Dioxide Films » Solide State Electronic « vol 41 n° 7 1997 »

[6] Thèse de Regis DELSOL « Etude de la croissance et des propriétés de films
minces obtenus par plasma RCER à partir de TEOS »
1995

[7] T BROZEK « Efect of Radiation on Breakdown of Electrically Pre-
degraded Oxide in MOS Structures »
Microelectronics engineering 28 (1995) p 349-352

[8] Olivier BRIERE « Contribution à l'étude des mécanismes de dégradation et de claquage diélectriques de grille ultra minces pour les technologie MOS ULSI» 1992

**[9] DR WOLTERS and J F VERWEY « Instability in Silicon Devices» elservier science publisher
BV (North-Holland) 1986**

**[10] « Accelerated Dielectric Breakdown and Wear Out Standard Testing Methods and Structures for Reliability Evaluation of Thin Oxides»
Microelectronics Reliability 39(1999)**

**[11] Laura PETERS « Industry Divides on LOW-K Dielectric »
semiconductor international may 2001**

[12] Wei William LEE and Paul S.HO « Low Dielectric-Constant Materials for ULSI Interlayer-Dielectric Application

**[13] C. CLAEYS « Impact of advanced processing modules on the low-frequency noise performace of deep-sbmicron CMOS technologies »
Microelectronic Reliability 40(2000)**

[14] Philippe TASSI « Méthodes statistiques » 2^{eme} édition ECONOMICA

[15] Thèse C.VALLEE 1999- université de Nantes.

**[16] G.BARBOTTIN, J.J.SIMONNE, A.VAPAILLE « Ideal & Actual MOS structures , The C(V) curve» instabilities in silicon devices Elsevier Sciences Pub B.V
North Holland 1986**

[17] Wei William Lee & Paul S.HO « Low Dielectric Constant Materials for ULSI Interlayer Dielectric Applications » MRS Bulletin/ OCT 1997

[18] Thèse de s BERNARDINI « Modélisation des structures MOS : applications aux Dispositif Mémoires » UNIVERSITE AIX MARSEILLE 1

2004