

D0012/04B

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole Nationale Polytechnique



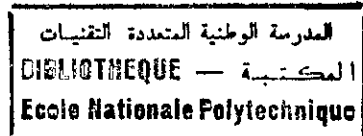
A. Hamid
et

Département d'Electronique

Thèse de Doctorat d'Etat

Présenté par :
BENTARZI Hamid

- Ingénieur d'état en Electronique INELEC
- Magister en Electronique Appliquée INELEC



Etude des Phénomènes de Transport des Ions Mobiles
dans l' Oxyde des Structures MOS

Devant la composition du jury d'examen:

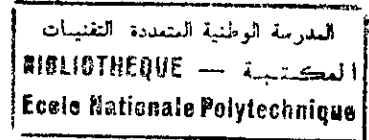
Président :	Aksas Rabia	Prof	(ENP)
Directeur de Thèse :	Zerguerras Ahmed	Prof	(ENP)
Examineur :	Haddadi Mourad	Prof	(ENP)
Examineur :	Mme Touhami Rachida	M.C	(USTHB)
Examineur :	Kribes Youcef	M.C	(Université de Boumerdes)

(Novembre 2004)

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

A toute ma famille

Remerciements



Je voudrais exprimer ma gratitude la plus sincère vers mon promoteur Pr. Ahmed Zerguerras pour ses conseils de recherche au cours de la préparation de ce travail. En plus, je voudrais remercier Pr. V. Mitra, Pr. L. Refoufi, Dr Y. Kribes, Dr H. Bourdoucen et Dr B.Nadji pour leurs aides et conseils.

Je voudrais remercier très vivement Pr. R. Aksas, qui m'a fait l'honneur de présider le Jury de cette thèse.

Pr. M. Haddadi, Dr. R. Touhami, Dr. Y. Kribes, et Dr. A. Chikouche qui ont accepté d'examiner ce travail et de siéger dans ce Jury. Qu'ils en soient remerciés.

Les chercheurs de CDTA trouvent ici l'expression de mes remerciements pour leur aides et conversations utiles.

Je voudrais remercier très vivement ma femme pour son appui moral et l'aide continue pendant la préparation de cette thèse. Je suis aussi reconnaissant à ma famille pour son encouragement.

Je n'oublie pas de remercier tous mes amis Mr. R. Bouderbala, A. Zitouni, K. Meghriche, A. Ouadi, et M. Chafai pour leur aide.

Enfin, Je voudrais remercier tous les enseignants et le personnel du département électronique pour leur aide.

ملخص

الهدف من هذا البحث هو القيام بدراسة نظرية و اعمال تطبيقية تساعد على فهم أثر الأيونات المتحركة في أوكسيد أجهزة (MOS) . قسم هذا العمل إلى ثلاثة أجزاء, الجزء الأول خصص لتعيين كثافة الأيونات المتحركة باستعمال طريقة ضخ الشحنات إلى جانب طريقة الضغط بالكهرباء و الحرارة, و في الجزء الثاني لقد تم تعيين شكل توزيع كثافة الأيونات داخل الأوكسيد باستعمال طرق مختلفة منها نظرية لحالة التوازن ورقمية لكل الحالات. الجزء الأخير يتعلق باستحداث الخاصية النظرية لتيار كهربائي ناتج عن حركة الأيونات بدلالة فرق الكمون. لتأكد من صحة هذا العمل لقد أجريت عملية مقارنة بين النتائج النظرية مع أخرى تطبيقية متحصل عليها أو منشورة.

Abstract:

The purpose of the present research project is to carry out theoretical and experimental investigations that help in understanding the effect of mobile ionic charges in the oxide. The whole work is divided into three parts. The first part will be devoted to the determination of the density of mobile ions using the charge pumping technique associated with Bias Thermal Stress (BTS) method. In the second part, the density distribution of mobile ions will be determined by different methods theoretically at equilibrium state and numerically at any state. The numerical modelling of the mobile ion distribution within the oxide layer under different oxide parameters will be developed. The last part will be devoted to the development of a theoretical ionic current-voltage characteristic of MOS oxides using an analytical model of the density distribution of mobile ions that is given in terms of certain known physical constants and device parameters. In this work, the calculated data so obtained may then be compared with the experimental or published one.

Résumé :

L'étude des ions mobiles dans l'oxyde est importante dans la mesure où leur présence peut affecter de façon significative les caractéristiques électriques des structures MOS. La connaissance précise de la distribution et la densité d'ions mobiles (d.i.m) dans l'oxyde serait d'une aide appréciable pour étudier leur influence sur la performance de la structure. Dans la présente recherche, une nouvelle technique de la détermination de la d.i.m employant la technique du pompage de charge associée à la méthode du Stress Thermo-Electrique (BTS) est développée. En plus, la distribution de la d.i.m est déterminée analytiquement à l'état d'équilibre et numériquement à n'importe quel état. Le modèle analytique de la d.i.m développé permet une représentation formelle du courant ionique en fonction de paramètres connus de la structure considérée. Les résultats obtenus par simulation des modèles analytiques et numérique avec ceux des mesures réalisées où déjà publiés valide les modèles proposés.

Mots clés : La structure MOS, les caractéristiques électriques, la distribution et la densité d'ions mobiles, la méthode du Stress Thermo-Electrique (BTS), la technique du pompage de charge, le courant ionique.

Table de Symboles et Abréviations

A	Surface, (cm^2)
C_D	capacité de déplétion, (F/cm^2)
C_{HF}	capacité à haute fréquence, (F/cm^2)
C_{it}	capacité des états piégés à l'interface, (F/cm^2)
C_{LF}	capacité à basse fréquence, (F/cm^2)
C_{OX}	capacité d'oxyde, (F/cm^2)
C_{Si}	capacité de silicium, (F/cm^2)
C_{mos}	capacité de la structure MOS, (F/cm^2)
D	coefficient de diffusion, (cm^2/sec)
\dot{D}_{it}	densité des charges d'interface piégées, ($\text{eV}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$)
E	énergie, (eV)
E_A	énergie d'activation, (eV)
E_c	énergie de la bande de conduction, (eV)
E_F	énergie du niveau de Fermi, (eV)
E_g	énergie de la bande interdite, (eV)
E_{ae}	niveau d'énergie d'émission des électrons, (eV)
E_d	énergie des pièges, (eV)
E_v	énergie du niveau supérieur de la bande de valence, (eV)
E_o	énergie d'activation à l'interface, (eV)
F	/flux, force, (N)
f	fréquence, (Hz)
G	conductance, (Ω^{-1})
G_{mos}	conductance à travers la structure MOS, (Ω^{-1})
h	constante de Planck
J	densité du courant, (A/cm^2)
J_{DT}	densité du courant (direct tunneling), (A/cm^2)
J_{FN}	densité du courant (Fowler-Nordheim tunneling), (A/cm^2)
I_g	courant de grille, (A)
I_{cp}	courant de pompage, (A)
K	coefficient de Boltzmann, (J/K)
L_D	Longueur de Debye, (μm)
m	masse de l'électron, (g)
m^*	masse effective de l'électron, (g)
m_{ox}	masse effective de l'électron dans l'oxyde, (g)
n	densité de charge, (cm^{-2})
n_i	concentration intrinsèque de porteurs, (cm^{-2})
n_s	densité d'électron à l'interface, (cm^{-2})
n_A	densité des accepteurs ionisés, (cm^{-2})
n_D	densité des donneurs ionisés, (cm^{-2})
N_i	densité des pièges, (cm^{-2})
N_c	densité des états dans la bande de conduction, (cm^{-2})
N_m	densité des ions mobiles (d.i.m), (cm^{-2})
N_{ox}	densité des charges d'oxyde, (cm^{-2})

N_s	densité des charges piégées à l'interface, (cm^{-2})
P	densité des trous, (cm^{-2})
q	charge électronique unitaire, (C)
Q_{it}	charge surfacique totale piégé à l'interface, (C/cm^2)
Q_f	charge volumique totale fixe dans l'oxyde, (C/cm^2)
Q_{ot}	charge volumique totale piégée dans l'oxyde, (C/cm^2)
Q_m	charge volumique totale ionique mobile, (C/cm^2)
R	résistance, (Ω)
t	temps, (sec)
t_{ox}	épaisseur d'oxyde, (μm)
T	température, (K)
V	tension, (V)
V_{fb}	tension de la bande plate, (V)
ΔV_{fb}	dérive de la tension de la bande plate, (V)
V_g	tension grille, (V)
V_{ox}	tension d'oxyde, (V)
V_t	tension de seuil, (V)
V_A	tension appliquée, (V)
V_F	tension grille effective, (V)
W_{ms}	différence des énergies du métal et du semi-conducteur, (eV)
\bar{X}	barycentre de charge, (μm)
α	taux de tension de balayage, (V/sec)
ϵ_n	permittivité du vide,
ϵ_{ox}	permittivité de l'oxyde,
ϵ_{si}	permittivité du silicium,
Φ	potentiel, (V)
Φ_M	niveau du potentiel métal, (V)
Φ_{Si}	niveau du potentiel semi-conducteur, (V)
ζ	champ électrique, (V/cm)
ζ_s	champ électrique à l'interface, (V/cm)
ζ_{ox}	champ électrique dans l'oxyde, (V/cm)
μ	mobilité, ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$)

Abréviations

BTS	Stress Thermo- électrique
EDP	Equation aux Dérivés Partielle.
CP	Pompage de Charge
CV	Capacité en fonction de la tension
CVD	Dépôt de Vapeur Chimique
C.E.L	Charge d'Espace Limite
C.S	Conduction Schottky (ou Thermoïonique)
C.E.T	Conduction par Effet Tunnel
C.F-N	Conduction de Fowler-Nordheim
C.F-P	Conduction de Frenkel-Poole

C.H	Conduction par Sauts (Hopping)
d.d.i.m	Distribution de la densité d'ions mobiles
d.i.m	densité d'ions mobiles (Nm)
FET	Field Effect Transistor
HF	Haute Fréquence
IC	Circuit intégré
LF	Basse Fréquence
LPCVD	CVD sous Basse Pression
M.O	Interface métal - oxyde
MOS	Métal Oxyde Semi-conducteur
O.S	interface oxyde – semi-conducteur
MOSFET	Métal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor
NMOS	n-channel MOS
PECVD	Rehaussement Plasma du CVD
PMOS	p-channel MOS
RF	Radio - Fréquence
RTD	Resonance Tunnelling Diode
RTA	Recuit Thermique Rapide
RTO	Oxydation Thermique Rapide
TSIC	Technique du Courant Ionique Stimulé Thermiquement
TVS	Technique du Balayage de Tension Triangulaire

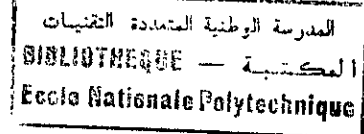


Table des matières

Dédicace	i
Remerciement	ii
Résumé	iii
Table des Symboles et Abréviations	iv
Chapitre 1 : Introduction.....	1
Chapitre 2 : Croissance et Caractérisation de l'Oxyde de la Structure MOS.....	5
2.1 Introduction.....	6
2.2 Techniques de Croissance d'Oxyde.....	7
2.2.1 Oxydation Thermique.....	8
2.2.2 Oxydation Anodique.....	10
2.2.3 Oxydation Thermique Rapide (RTO).....	10
2.3 Défauts d'Oxyde de MOS.....	11
2.3.1 Charge d'Interface piégée.....	12
2.3.2 Charge d'Oxyde Fixée.....	14
2.3.3 Charge d'Oxyde piégée.....	15
2.3.4 Charge Ionique Mobile.....	16
2.4 Effet de la Charge Distribuée dans l'Oxyde.....	16
Chapitre 3 : Mesures Expérimentales de la Concentration d'Ions Mobiles	19
3.1 Introduction.....	20
3.2 Mesure MOS C-V à Haute Fréquence sous BTS.....	21
3.2.1 Détermination de la Tension de la Bande plate	22
3.2.2 Séparation de l'effet de Charge mobile de ceux des autres Types de charge.....	22
3.2.3 Modèle (C-V) Barycentrique de la Charge ionique Totale	24
3.2.4 Résultats Expérimentaux et discussion.....	25
3.3 Technique du Balayage de Tension Triangulaire TVS.....	27
3.3.1 Modèle (TVS) Barycentrique de la Charge ionique Totale.....	30
3.3.2 Etudes Antérieures	31
3.4 Technique du Courant Ionique Stimulé Thermiquement (TSIC).....	33
3.4.1 Modèle (TSIC) Barycentrique de la Charge ionique Totale	35
3.5 Technique de Pompage de charge (CP) sous BTS.....	36
3.5.1 Principe du Pompage de Charge.....	36
3.5.2 Modélisation du Courant CP.....	38
3.5.3 Séparation de l'Effet de Charge mobile de ceux des autres Types de Charge.....	39
3.5.4 Résultats Expérimentaux et Discussion.....	40
Chapitre 4 : Détermination Théoriques de la Distribution d'Ions Mobiles.....	43
4.1 Introduction.....	44
4.2. Modèle de Chou.....	44
4.3. Modèle de Tengena	47
4.4 Modèle de Romanov	51

4.5 Modèle Analytique de la d.i.m.....	52
4.5.1 Théorie.....	52
4.5.2 Vérification Expérimentale.....	57
4.6 Conclusion.....	57
Chapitre 5 : Formulation de la d.d.i.m dans l'Oxyde	58
5.1 Introduction.....	59
5.2 Formulation Générale.....	59
5.3 Modèle Empirique de l'Exponentielle Ajustable	60
5.4 Modèle Empirique à Multi- distributions Pondérées	64
5.4.1 Distribution Uniforme Rectangulaire.....	64
5.4.2 Distribution Exponentiel.....	65
5.4.3 Distribution Gaussienne.....	66
5.4.4 Résultats et Discussion.....	67
Chapitre 6 : Simulation de la d.d.i.m dans l'Oxyde des Structures MOS.....	69
6.1 Introduction.....	70
6.2 Détermination Analytique du Décalage de la V_{n0}	70
6.3 Evaluation Numérique du Décalage de la V_{n0}	72
6.4 Résultats de Simulation et Discussion.....	74
6.5 Résultats Expérimentaux et Simulation.....	76
6.6 Conclusion.....	77
Chapitre 7 : Courant Ionique dans l'Oxydes de Dispositifs MOS.....	78
7.1 Introduction.....	79
7.2 Modèle Analytique de la d.d.i.m.....	79
7.3 Détermination du Courant ionique	80
7.4 Résultats Expérimentaux et Discussion.....	82
7.5 Conclusion.....	82
Chapitre 8 : Conclusion.....	84
Annexe A	88
Annexe B	97
Références.....	98

Introduction

Depuis une quarantaine d'année, au cœur de la révolution numérique actuelle avec des microprocesseurs travaillant à des fréquences de l'ordre GHz se trouve un matériau clef l'isolant de la grille du transistor MOSFET. Ce matériau élaboré par croissance thermique du dioxyde de silicium (SiO_2) présente de hautes performances en termes de rapidité et faibles puissances exigées sous un grand choix de tensions de travail. Les diélectriques (SiO_2) actuels ont des densités de charge de défaut de l'ordre de $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}$ et des champs électriques de claquages qui dépassent le 10 MV/cm [1].

Durant les décennies passées, la fabrication des dispositifs MOS était mise en échec en raison du manque d'obtention de surface contrôlable et stable. Jusqu'à 1960, une interface stable et reproductible entre le silicium et un film d'oxyde ne pouvait pas être produite. Pendant cette période, la modélisation théorique de courbure de bandes qui tuent compte des effets de surface a été formulée par Brown [2] et Garret et al [3] en 1955. La décennie suivante, cette modélisation de base a été appliquée à l'interface oxyde- silicium. Les premiers films isolants (produits entre 1960 et 1961) de bonne qualité avec des tensions de claquage diélectrique élevées et de faible perte ont été obtenus par Ligenza [4] par oxydation sous vapeur d'eau et à haute pression (oxydation thermique humide).

Au début de l'année 1960, une découverte majeure dans le traitement des semi-conducteurs est apparue avec le développement du procédé "planar" du silicium qui a été décrit d'abord par Hoerni [5]. Cependant, les tentatives dans la fabrication des dispositifs MOSFET butaient sur les problèmes de migration de charge, causant la détérioration de leurs caractéristiques électriques. Dans la période 1963-1964, il est apparu différentes charges associées à la structure du silicium oxydée thermiquement causant des problèmes sérieux de rendement et de fiabilité. Par la suite, quelques investigations concernant les charges d'oxyde furent initiés par plusieurs laboratoires [6]. Durant cette période, on associant quatre classes de charges au dispositif MOS [7], [8], lesquelles sont : la charge d'interface piégée (Q_{it}), la charge d'oxyde fixée (Q_f), la charge d'oxyde piégée (Q_{ot}) et la charge ionique mobile (Q_m). Par la suite,

la plupart des travaux se sont concentrées à la réduction des effets défavorables de ces charges sur les propriétés des dispositifs MOS. Plus tard, les efforts se sont focalisés sur une compréhension quantitative de la densité d'ions mobiles (d.i.m), sections efficaces et la nature des charges d'oxyde et des pièges afin d'obtenir la performance désirée. Avec les nouveaux raffinements du traitement, les premiers circuits intégrés MOSFET discrets, simples, fiables et reproductibles ont été produits et commercialisés durant cette période.

Le problème sérieux d'instabilité causé par la charge d'oxyde mobile dans les dispositifs MOS, est généralement évaluée quantitativement en employant une structure MOS et en mesurant le décalage de potentiel de bande plate (ΔV_{TH}) sous une contrainte BTS (de température et de tension données). La charge d'oxyde mobile ne peut pas être liée à l'interface Si-SiO₂ mais elle est produite par les impuretés d'ions introduits durant ou après le traitement. Cela signifie qu'en principe, la charge d'oxyde mobile peut être évitée si le soin est pris pour empêcher ces impuretés d'atteindre le dispositif (pendant ou après le traitement).

En 1965, Snow et al [9] ont attribués le décalage dans la tension de bande plate au mouvement d'ions d'alcalins dans SiO₂. A cette période, il était connu selon l'étude de conductivité que les atomes d'alcalines sont abondants partout et leurs ions seraient aisément introduits ou incorporés dans les couches de croissance d'oxyde sur le silicium.

Il y a quelques décennies le tau de contamination était si élevé qu'un dispositif stable ne pouvait être fabriqué et qu'il masquait les autres types de charges qui ne pouvaient être étudiés individuellement. De nos jours, ces problèmes de contamination ont été fortement résolus grâce à l'emploi des techniques de traitement propres et du "guttering". Certains chercheurs pensaient que la charge d'oxyde mobile n'avait pas de rapport avec les instabilités observées de dispositifs semi-conducteurs. Cette affirmation est aujourd'hui réfutée et l'importance de l'étude des ions mobiles dans les oxydes est de nouveau réanimé. Il est prouvé que ces instabilités sont dues non seulement à la contamination initiale par ions mobiles mais aussi à l'activation du sodium neutre déjà existant dans le dispositif pendant les étapes de traitement ce que peut causer des problèmes sérieux aux performances du dispositif [8].

Puisque les conditions de traitement très propres ne sont pas toujours présentes dans tous les laboratoires et ne le seront seulement qu'après un investissement supplémentaire, l'expérience accumulée et le soin appliqué pendant le traitement, en présence d'un niveau de contamination ionique élevé aideront à comprendre et à trouver les meilleures voies d'amélioration [10].

L'utilisation de la technique du 'guttering' pour inactiver les ions mobiles comporte plusieurs inconvénients qui s'amplifient avec la miniaturisation des dispositifs MOS modernes. Pour tels dispositifs, la qualité de la couche SiO_2 et celle de l'interface SiO_2 -Si, doivent être prises en considération, et ce d'autant plus que l'en approche la contamination désirée. Ceci permet de mieux comprendre les aspects suivants :

- La structure de l'interface Si- SiO_2 ,
- L'interaction entre le matériau des électrodes et SiO_2 pendant le traitement de recuit à basse température.
- L'usure et les claquages.

Des études récentes concernant le piégeage d'électrons par N^+ et la relation entre ions mobiles et défauts d'oxyde ont été effectuées. En employant des échantillons avec des niveaux de contamination très bas, une sorte de "spectroscopy" d'interface peut être réalisée avec une sensibilité extrêmement élevée [10].

Même si les échantillons contiennent au départ de très faibles concentrations d'ions mobiles, leur contamination par Na^+ peut augmenté sous l'influence d'une exposition de la couche SiO_2 aux rayons X où à des faisceaux laser. Comme ces types de rayons sont appelés à jouer un rôle de plus en plus important dans les traitements, l'instabilité à cause de ces ions mobiles Na^+ résultants ne peut être ignorée [10].

Il faut savoir aussi que les étapes de traitement "secs", en particulier par plasma, sont encore plus gravement exposés à la contamination. Ils peuvent contribuer à la contamination ionique de toutes les couches d'isolation lithographiées. Bien que d'habitude la qualité de l'oxyde thermique en contact avec le substrat de silicium n'est pas affectée par cette contamination, celle-ci garde son importance quand on considère le bilan de la charge totale distribuée dans la couche d'isolation.

Des efforts récents dans la miniaturisation du diélectrique de grille se sont focalisés sur l'extension de l'utilisation de SiO_2 dopé à l'azote. De plus, la qualité de SiO_2 mince, et l'automatisation de l'oxydation, ont étendu son domaine d'utilisation durant ces dernières décennies, à la technologie CMOS. Récemment il a été démontré que des transistors avec des oxydes de grille aussi mince que 13-15 Å peuvent fonctionner de manière satisfaisante [11,12].

La présente thèse est consacrée à l'étude du phénomène de transport d'ions mobiles dans l'oxyde de structure MOS. Elle est constituée de 8 chapitres. Après la présentation du sujet de recherche

dans le présent chapitre, le chapitre 2 est consacré à l'état de l'art des méthodes utilisées pour développer l'oxyde telles que les procédures thermiques dont l'oxydation thermiquement rapide (R.T.O) et chimique (anodique). En plus une étude approfondie des divers aspects de l'oxyde MOS, des charges d'oxyde et leurs différents effets sur la performance du dispositif est y également présentée. Dans le chapitre 3, les techniques de mesure de la charge ionique mobile dans les oxydes de structure MOS sont décrites, suivi d'une détermination expérimentale de sa densité totale. Aucune des techniques développées jusqu'ici n'a été employée pour obtenir la d.d.i.m sous une forme explicite. Cependant, quelques approches théoriques faites dans cette direction, sont exposées dans le chapitre 4. Le présent travail présente une détermination originale de la (d.d.i.m). La d.d.i.m dans l'oxyde, obtenue analytiquement, est basée sur l'argument que ces ions doivent atteindre une distribution de densité à l'équilibre sous l'influence de diverses forces internes et externes qui agissent sur eux [14]. Ce modèle aussi est décrit dans le chapitre 4. Le chapitre 5 présente deux méthodes qui sont développées pour déterminer la d.d.i.m à partir de la connaissance des valeurs mesurées de la tension de la bande plate sous trois conditions différentes : avant la contamination / activation, après la contamination / activation et finalement après l'application du stress thermo- électrique **BTS** [13] dans sa forme explicite. Le chapitre 6 présente une étude complète sur la simulation du profil de la d.i.m et de son évolution sous contraintes **BTS**. Le chapitre 7 présente un nouveau modèle analytique du courant ionique, suivi d'une conclusion générale.

Croissance et Caractérisation de l'Oxyde de la Structure MOS

Ce travail décrit les méthodes courantes de croissance d'oxyde telles que : l'oxydation thermique, l'oxydation chimique (l'oxydation anodique) et l'Oxydation Thermique Rapide (RTO). En plus, des études de base sont présentées sur plusieurs aspects de l'oxyde MOS, sur les charges d'oxyde et leurs différents effets sur la performance du dispositif MOS.

2.1 Introduction

Le film d'oxyde est un élément fondamental incorporé dans la structure MOS qui s'emploie à son tour comme un dispositif dans l'intégration à grande échelle. La structure MOS de base consiste en un film d'oxyde (dioxyde de silicium ou dioxyde de silicium avec des couches de nitrure de silicium) mis entre un métal (souvent l'aluminium) ou une couche de Poly Silicium fortement dopé et un substrat de silicium type P ou N. La figure 2.1 présente le diagramme de bande d'énergie d'une structure d'aluminium / dioxyde de silicium / silicium de type P avec une polarisation zéro. Toutes les études liées à n'importe quel type de dispositif MOS ont besoin de la connaissance de base des oxydes MOS.

Un oxyde de MOS réel contient toujours des charges en volumique et à l'interface d'oxyde-silicium (OS). Ces charges sont traditionnellement divisées en quatre classes :

Charge d'oxyde fixée

Charge ionique mobile

Charge d'Interface piégée

Charge d'oxyde piégée

Leur nomenclature, emplacement et leurs propriétés électriques seront discutés avec les techniques qui sont employées pour les détecter. En plus, l'impact de ces charges sur le comportement de la structure MOS réelle et en particulier sur la tension de bande plate est aussi présenté.

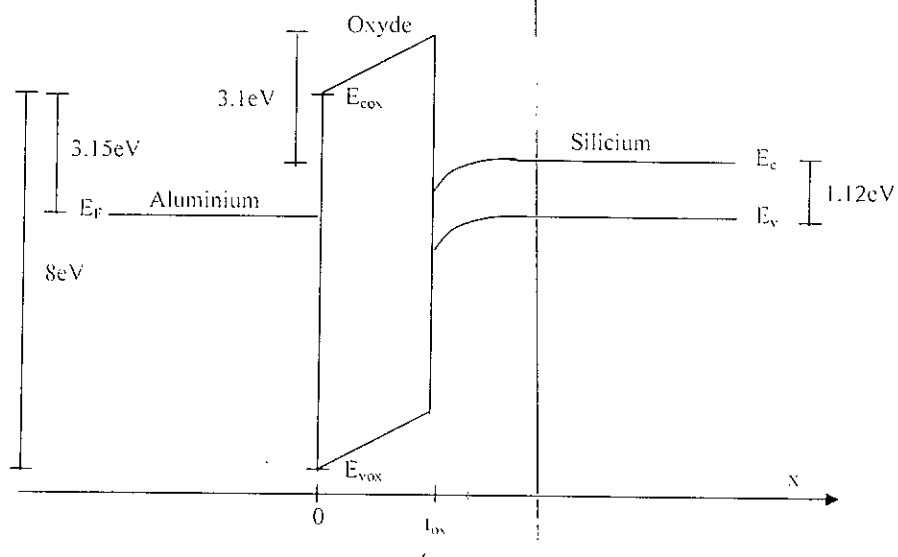


Fig. 2.1 Diagramme énergétique d'une structure (Aluminium/Oxyde/ Silicium de type- p) en déplétion [20].

2.2 Techniques de Croissance de l'Oxyde

Le dioxyde de silicium agit comme un isolant quand il est développé entre deux couches métalliques dans un dispositif. L'oxyde épais (3000 - 10000 Å), appelé un champ d'oxyde, empêche les charges électriques de passer d'une couche métallique à l'autre et minimise la circulation du courant électrique à travers le transistor. Une couche mince d'oxyde (150-500 Å) est développée sous une grille du transistor. Une couche mince d'oxyde agit toujours comme un diélectrique, mais permet à une petite charge électrique de passer entre le métal de grille et le silicium. Cette charge appelée charge inductive, ouvre la grille pour permettre à un courant électrique de passer entre la source et le drain. Les oxydes à effet tunnel sont des couches minces d'oxyde (< 100 Å) développés entre les matériaux super - conducteurs dans des dispositifs ROM. En raison de la finesse de l'oxyde, les électrons peuvent traverser avec une résistance nulle.

Le but de l'oxydation est le développement d'une couche d'oxyde uniforme de haute qualité sur un substrat de silicium. En présence d'oxygène, la réaction avec le silicium produit le dioxyde de silicium. Quand la couche de dioxyde de silicium croît, la réaction chimique entre l'oxydant et le silicium consomme les atomes de silicium. En général, la quantité de silicium consommée dans la réaction d'oxydation représente 44 % de l'épaisseur finale d'oxyde [15]. Par exemple, la croissance de 10,000 Å d'oxyde consomme 4,400 Å de silicium. L'oxydation de silicium apparaît à la température ambiante et malgré le taux lent de croissance d'oxyde, une couche mince (< 20 Å) de dioxyde de silicium se forme. Cependant, afin de réduire les coûts, les fabricants ont développé les techniques d'oxydation qui accélèrent le taux de croissance du dioxyde de silicium.

L'oxydation de wafers suit quatre étapes :

- 1) les wafers sont placés dans le four,
- 2) les wafers sont oxydés,
- 3) les wafers sont enlevés du four et nettoyés,
- 4) l'oxyde sur le wafer est inspecté.

Les méthodes typiquement utilisées pour développer l'oxyde sont : l'oxydation thermique, l'oxydation chimique (l'oxydation anodique) et l'Oxydation Thermique Rapide (RTO). L'oxydation thermique est le traitement d'oxydation le plus employé aujourd'hui pour développer le dioxyde de silicium sur le silicium.

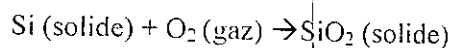
2.2.1 Oxydation Thermique

L'oxydation Thermique est un traitement de croissance d'oxyde à hautes températures. Cette technique d'oxydation augmente le taux de croissance d'oxyde, et se fait à des coûts avantageux. Pendant l'oxydation thermique, le silicium est exposé aux oxydants à des températures entre 900-1200° C. Par conséquent, le taux de croissance d'oxyde augmente dramatiquement [16]. Avec l'oxydation thermique, les oxydes peuvent croître à la fois dans des conditions humides et sèches.

L'oxydation thermique peut être effectuée dans un four avec tube horizontal ou bien vertical. Les deux fours ont le même système de chauffage et fonctionnent de la même manière, mais ils sont différents dans leur orientation structurelle. Aujourd'hui, les fours verticaux sont les plus répandus dans l'industrie parce qu'ils exigent moins de place au sol et éliminent beaucoup de problèmes associés aux fours horizontaux, tels que les fuites de température et du gaz. Indépendamment du four, le traitement d'oxydation pour les deux types est le même. Les wafers nettoyés sont placés dans la station de charge de wafer où l'azote sec (N₂) est introduit dans la chambre. L'azote empêche l'oxydation de se produire jusqu'à ce que le four atteigne la température requise. Une fois que la température indiquée dans la chambre est atteinte, le flux de gaz d'azote est coupé et l'oxygène (O₂) est ajouté à la chambre. La source d'oxygène peut être à l'état de gaz ou de vapeur d'eau selon le traitement employé. L'oxydation est achevée lorsque la couche d'oxyde atteint l'épaisseur correcte, l'azote est alors réintroduit dans la chambre pour empêcher la poursuite de l'oxydation. Les wafers sont ensuite enlevés de la chambre et après leur inspection, ils sont prêts pour le nouveau traitement.

a) Oxydation Sèche

Pendant l'oxydation sèche, l'oxygène sec est présenté dans le tube de traitement où il réagit avec le silicium. Puisque l'oxydation sèche est un traitement lent, approximativement 140-250 Å /heure, il est seulement employé dans l'industrie pour la croissance d'oxydes minces (< 1000 Å). La réaction pendant l'oxydation sèche est :

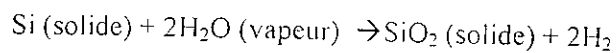


Dans l'oxydation sèche, la quantité d'eau dans le tube de traitement est minimisée. Si le niveau d'eau excède 25-50 ppm, le taux d'oxydation augmente et une couche épaisse d'oxyde de mauvaise qualité est produite [16]. La croissance d'oxydes minces est importante dans la

fabrication de transistors MOS, des structures MOS et les composants diélectriques des dispositifs. Les dimensions dans tous ces composants sont plus petites que le micron, exigeant des oxydes diélectriques d'épaisseur de moins de 150 Å. Des oxydes minces de haute qualité sont difficiles à obtenir par croissance épitaxiale parce que dans des conditions industrielles normales le taux de croissance d'oxydation est trop rapide pour être contrôlé. Donc, pour avoir une croissance d'oxyde mince de bonne qualité, le traitement d'oxydation doit être réglé pour ralentir le taux de croissance de l'oxyde. Le traitement d'oxydation sec permet le contrôle de la croissance d'oxydes minces. En introduisant l'acide chlorhydrique (HCl), le trichloroéthylène (TCE) ou le trichloroéthane (TCA) avec l'oxygène dans le tube d'oxydation en ralentit le taux de croissance d'oxyde. D'autres réglages, comme la réduction du niveau de pression ou la baisse de la température tant que la pression augmente, ralentissent aussi le taux de croissance d'oxyde et améliore la qualité de l'oxyde. Par exemple, 300 Å d'oxyde peuvent être obtenus par croissance épitaxiale sous haute pression (10atm) aux basses températures (750°C) en trente minutes [9].

b) Oxydation Humide

Le taux de croissance du dioxyde de silicium est plus rapide dans l'oxydation humide, 1000 - 1200 Å / heure. L'oxydation humide est donc la méthode préférée pour fabriquer des oxydes épais. Pendant l'oxydation humide, les atomes de silicium réagissent avec la vapeur d'eau pour produire le dioxyde de silicium comme il apparaît dans la réaction suivante :



Pendant l'oxydation humide, la vapeur d'eau est introduite dans le tube d'oxydation chauffé. Les molécules d'eau étant de dimension plus petite que celle des molécules d'oxygène, diffusent plus rapidement dans le dioxyde de silicium [17] et augmentent le taux de croissance d'oxyde. Le dioxyde de silicium formé, piège les atomes hydrogènes en son intérieur. Ces atomes d'hydrogène sont libérés lors des étapes postérieures du traitement et n'affectent pas la qualité de l'oxyde. Il y a plusieurs différentes techniques d'oxydation humides. Ils incluent :

Bubblers : un flacon en verre appelé bubbler contient l'eau déionisée et est attaché au tube d'oxydation. L'eau est chauffée (90-99 ° C) et la vapeur d'eau se forme au-dessus du niveau d'eau déionisée. Un gaz porteur, l'azote, est réchauffé par l'eau déionisée. Quand il passe à travers le tube d'oxydation il va être saturé par l'eau, où avec un chauffage supplémentaire il se transforme en vapeur et l'oxydation se produit. Avec cette méthode, un taux de croissance est difficile à

maintenir cohérent à l'oxyde à cause de difficulté de contrôler la quantité d'eau vaporisée entrant dans le tube d'oxydation et la température de l'eau. Le risque de contamination est aussi élevé.

Système Flash : le système flash est semblable dans sa conception au bubbler. Une petite quantité d'eau déionisée est versée sur une surface de quartz chauffée où elle se transforme immédiatement en vapeur. Un gaz porteur déplace la vapeur vers la chambre d'oxydation chauffée. Comme dans la technique bubbler, il est très difficile de réaliser un taux constant de croissance d'oxyde. Contrairement au bubbler, le flacon n'est jamais ouvert dans le système de flash, donc le risque de contamination est bas.

Système Dryox : Dans un système dryox, l'oxygène et l'hydrogène entrent directement dans le tube d'oxydation chauffé, où les deux gaz se mélangent et forment la vapeur d'eau. Le système dryox est la méthode d'oxydation préférée pour fabriquer les dispositifs modernes parce que le taux de croissance d'oxyde peut être précisément contrôlé. Des contrôleurs de flux massifs règlent le flux du gaz dans le tube, assurant la croissance uniforme d'oxyde. La contamination de l'oxyde est limitée puisque ces gaz sont propres. Un inconvénient majeur du système dryox est dû à la nature explosive de l'hydrogène aux hautes températures. Des précautions de sécurité doivent être prises pour minimiser le risque d'une explosion d'hydrogène.

2.2.2 Oxydation Anodique

L'oxydation anodique est aussi une oxydation chimique. Durant ce traitement, le "wafer" est attaché à une électrode positive et immergé dans un bain de nitrate de potassium (KNO_3). Le réservoir d'immersion contient une électrode négative. Quand une tension est appliquée au système, l'oxygène est créé et une réaction entre le silicium et l'oxygène se produit. Ce traitement est employé pour développer l'oxyde sur les wafers. Contrairement à l'oxydation thermique, le silicium se déplace au sommet de la couche d'oxyde pendant l'oxydation et le dopant est tiré à la surface du wafer. L'emplacement du dopant près de la surface du "wafer" permet de mesurer la résistivité du wafer et les concentrations de dopant [18]

2.2.3 Oxydation Thermique Rapide (RTO)

L'oxydation thermique rapide est employée pour la croissance des oxydes minces pour des grilles MOS. Les systèmes RTO peuvent chauffer et refroidir rapidement le wafer et ainsi contrôler efficacement l'épaisseur de l'oxyde. Les systèmes RTO emploient des sources de

chaleur rayonnantes tel que les unités à micro-ondes, l'arc de plasma, des lampes d'halogène de tungstène et des appareils de chauffage de graphite au lieu des sources de chaleur traditionnelles. Les systèmes de chauffage dans le RTO chauffent et refroidissent plus rapidement que des systèmes de chauffage conventionnels, permettant plus de contrôle du taux de croissance d'oxydes minces. Cependant, les systèmes de chauffage ne produisent pas toujours une température constante à travers un groupe de wafers et il peut par conséquent en résulter une oxydation non uniforme. Malgré ce problème, le RTO est toujours largement employé pour croître des oxydes minces sur un seul wafer [19].

2.3 Défauts d'Oxyde de la Structure MOS

Le système Si-SiO₂ est formé quand une couche de dioxyde de silicium (SiO₂) est obtenue soit par croissance thermique ou déposée par des traitements de déposition de vapeur chimique (CVD) sur un substrat de silicium. Dans l'un ou l'autre cas, une couche mince SiO_x est formée à l'interface entre les deux matériaux. Dans le système Si-SiO₂, les défauts sont induits soit lors de traitement de fabrication soit par des effets de champ élevé tel que l'injection de porteurs chauds. Les études des dispositifs MOS ont montré que la tension de seuil V_t et la tension de bande plate V_{fb} peuvent fortement être affectées par ces charges d'oxyde. La compréhension de l'origine et de la nature de ces charges est très importante si elles doivent être contrôlées ou réduites au maximum pendant la fabrication de dispositifs [8,20]. La présence de n'importe quelle charge dans l'oxyde induit une charge de polarité opposée dans le silicium sous-jacent. La quantité de charge induite sera inversement proportionnelle à la distance de la charge de la surface de silicium. Ainsi, un ion résidant dans l'oxyde très près de l'interface Si-SiO₂ reflétera toute sa charge dans le silicium, tandis qu'un ion près de la surface d'oxyde extérieure ne causera aucun effet dans le silicium. La charge est mesurée en terme de la charge nette par unité de section à la surface de silicium. La plupart des évaluations de charge d'oxyde peuvent être faites en employant la méthode de capacitance en fonction de la tension (C-V). Cette méthode est simple et rapide, dans la plupart des cas, fournit une mesure quantitative ou au moins semi-quantitative de la charge d'interface [21,22]. Les charges d'oxyde peuvent être classées en quatre types [23]. Ces types de défauts dans le système Si-SiO₂ sont la charge d'oxyde fixée Q_f , la charge ionique mobile Q_m , la charge d'interface piégée Q_{it} et la charge d'oxyde piégée Q_{ox} . La figure 2.2 illustre

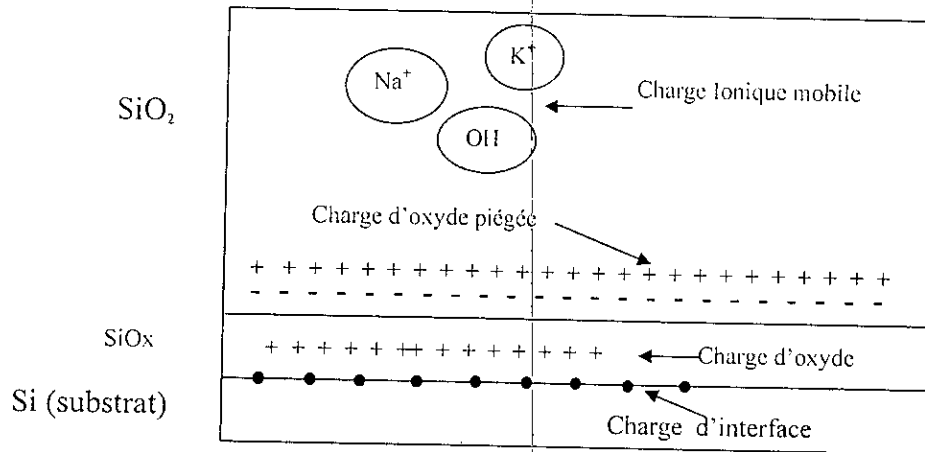


Figure 2.2. Illustration schématique des défauts dans l'oxyde des dispositifs MOS. [22].

ces défauts et leur emplacement dans la structure Si-SiO₂. Tous ces types de charges d'oxyde ont été étudiés en détail et ainsi que les méthodes qui permettent de mesurer leur densité [23].

2.3.1 Charge d'Interface piégée

Il est prouvé que certaines charges existent à l'interface oxyde-silicium (appelé la charge d'interface piégée), et introduisent des niveaux d'énergies dans la bande de valence et sont produits par des défauts structurels [24,25], défauts induits par l'oxydation [26,27], ou d'autres défauts causés par rayonnement [28]. Les charges d'interface piégées ont été étudiées pendant une période plus longue que les autres charges associées aux dispositifs à semi-conducteurs. Elles ont été même l'objet d'étude dans les dispositifs à germanium. Les charges d'interface piégées tirent leur nom du fait que les pièges existent sur l'interface oxyde-silicium. Dans le passé, ces charges ont été diversement appelées états de surface, états rapides, ou états d'interface. Quand les porteurs de charge (électron / trou) occupent ces états, ils attribuent une charge positive ou négative à l'interface selon le type d'états de surface (donneur ou accepteur). La charge ou la décharge de ces états dépend de la tension appliquée à la grille. Nicollian et al [29] et Brown et al [30] ont montré que la distribution des états associés aux charges d'interface piégées à travers la bande interdite de silicium contient typiquement des pics près des bords de la bande avec un minimum uniforme apparaissant près du centre de la bande interdite. Brown et Gray [30] ont constaté que, la densité observée des charges d'interface piégées est fonction de l'orientation de substrat du silicium et diminue dans l'ordre (111) > (110) > (100). Aux hautes fréquences, la présence des charges d'interface piégées ne modifie pas la valeur totale de la capacité, mais

seulement la relation entre C et V_A . C'est la raison pour laquelle les pièges d'interface ne peuvent pas adapter leurs états et suivre le signal alternatif appliqué. Pour ce cas, la capacité totale de la structure MOS est la capacité idéale. Ce type de charges est responsable du décalage de la courbe $C_{HF}-V$ par rapport à celle d'une structure idéale, dans la condition de bandes plates (voir la figure 2.3), d'une quantité V_{fb2} ,

$$V_{fb2} = -\frac{Q_{it,ox}}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} \quad (2.1)$$

Cependant, à basses fréquences, la présence des charges d'interface piégées modifie la valeur totale de la capacité (dont le minimum est tout près de la capacité d'oxyde C_{ox}) et la relation entre C et V_A . C'est pour cela que les charges d'interface piégées ont le temps d'ajuster leurs états de charge. La capacité de la structure est donnée par,

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_D + C_{it}} \quad (2.2)$$

Plusieurs techniques ont été employées pour mesurer la densité et la distribution de la densité des charges d'interface dans le dispositif MOS [31]. La plupart de ces techniques sont basées sur la mesure de la capacité de la structure MOS telles que la méthode de capacitance - tension (C-V) [32,33], les techniques de Deep Level Transient Spectropy (DLTS) [34-36] et Photo Capacitance Transient Spectroscopy (PCTS) [37]. Certains chercheurs utilisent la capacitance à basses fréquences comme la méthode C-V, tandis que d'autres utilisent la capacitance à hautes fréquences comme DLTS et PCTS. La méthode C-V a aidé à établir une méthode d'analyse et des mesures qualitatives ou semi-quantitatives dans la gamme de densité de piège 10^{10} ou 10^{11} cm^{-2} . Comparativement, il existe des méthodes fondées sur les mesures d'autres caractéristiques électriques pour étudier les charges d'interface piégées, telle que celle basée sur la conductance en fonction de la fréquence d'un dispositif MOS pour extraire l'information sur ses états d'interface [28]. La méthode de pompage de charge [38-43], utilisant la mesure du courant d c de substrat pour étudier les charges prises au piège d'interface. Cependant, l'utilisation de la technique de pompage de charge est limitée seulement aux transistors MOSFET. Il est bien connu que la charge d'interface piégée peut être neutralisée par le recuit hydrogène à basse température (450°C). Par ailleurs le recuit de la structure MOS dans une atmosphère chloré peut réduire sa densité de charge d'interface piégée D_{it} [44].

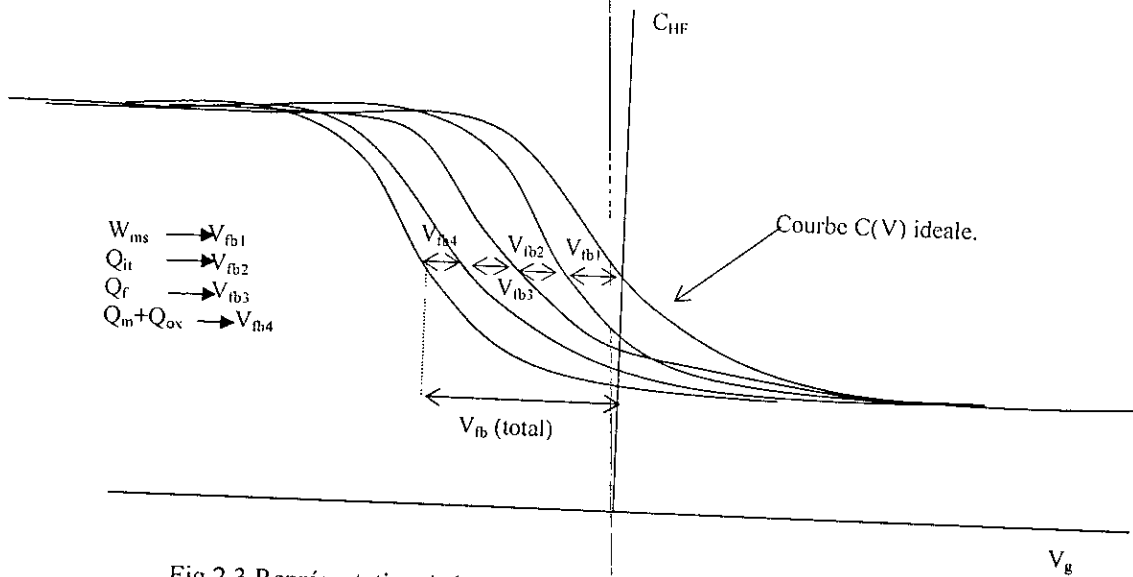


Fig.2.3 Représentation de la courbe $C(V)$ idéale à haute fréquence avec des courbes complémentaires qui montrent les décalages produits par la différence de fonction de travail W_{ms} et des différents types de charge d'oxyde d'une structure PMOS [20].

2.3.2 Charge d'Oxyde Fixée

La charge d'oxyde fixée est la charge positive, qui est principalement due aux défauts structurels dans l'oxyde (le traitement d'oxydation) [45,46]. Elle est placée dans l'oxyde à 25 Å de la surface de silicium. Cette charge d'oxyde fixée, Q_f , y diffère de la charge d'interface piégée par sa densité. A des fins pratiques, elle ne varie pas en fonction de la tension appliquée à la grille ou le potentiel de surface dans le silicium près de l'interface, car les niveaux d'énergie des états associés à ce type de charge sont existés à l'extérieur de bande interdite. Sa densité est constante sous la contrainte thermique ou électrique, qui causerait normalement le mouvement des charges ioniques mobiles. Le type ou la concentration d'impuretés de dopage dans le silicium n'affectent pas significativement l'épaisseur d'oxyde ou la densité de charge d'oxyde fixée. Puisque à l'origine cette charge est liée au traitement d'oxydation, alors sa densité dépend de l'oxydation ambiante et de la température, des conditions de refroidissement et de l'orientation du cristal de silicium.

La densité observée de la charge fixée N_f est fonction de l'orientation du substrat de silicium dans des conditions de traitement semblables diminue approximativement dans l'ordre $(111) > (110) > (100)$ par la proportion 3:2:1. Les valeurs typiques de la densité de charge d'oxyde fixée, pour un traitement de fabrication optimisé sont ci-dessous 10^{10} cm^{-2} .

Ces charges ont un impact similaire à d'autres charges d'oxyde sur la courbe C-V. Elles causent un décalage V_{fb3} de la courbe C (V) par rapport à une structure idéale comme illustré dans la figure 2.3 et est donné par l'expression,

$$V_{fb3} = \frac{Q_f t_{ox}}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \quad (2.3)$$

où Q_f est la charge d'oxyde fixée, t_{ox} l'épaisseur d'oxyde, ϵ_0 la permittivité du vide, ϵ_{ox} la permittivité relative d'oxyde. Dans l'équation (2.3), la charge d'oxyde fixée est considérée comme une feuille de charge placée à l'interface oxyde/silicium. La densité de charge d'oxyde fixée peut être déterminée en employant la technique de capacitance - tension à haute fréquence (C_{HF} -V) [47]. Puisque la densité de ce type de charges ne peut pas être déterminée sans la présence de densité modérée de la charge d'interface piégée, elle est seulement mesurée après le traitement avec hydrogène à basse température (450°C) qui réduit au minimum la densité de charge d'interface piégée.

2.3.3 Charge d'Oxyde piégée (Q_{ot})

La Q_{ot} peut être positive ou négative couvrant la plus grande partie de l'oxyde, similairement à la charge d'interface piégée avec la seule différence qu'elle est volumique [48]. Elle peut résulter de n'importe quel phénomène soit de l'injection des transporteurs dans la plus grande partie de l'oxyde par la radiation ionisante (comme la Radio ou le rayon gamma) ou l'injection d'avalanche. Similaire à la charge d'interface piégée, on pourrait éliminer les charges d'oxyde piégées excitées par la radiation, ou par le recuit dans un gaz ambiant inerte à basse température (300°C). La distribution de charge d'oxyde piégées ou bien la densité de la charge piégée et son barycentre peut être quantitativement déterminée dans l'oxyde en employant la méthode C-V associé avec un "graveur" [49] ou la méthode de la photo I-V [50-52]. La première méthode peut être établie en gravant l'oxyde et en mesurant soit le nombre de pièges dans l'oxyde "gravé" soit le nombre de pièges restant dans l'oxyde par la technique C-V. La dernière méthode était employée par DiMaria et al-[48] pour déterminer le nombre total et le barycentre de charge d'oxyde piégée. Przewlocki [52] a aussi employé cette méthode pour déterminer la distribution de charges piégées.

2.3.4 Charge Ionique Mobile

La charge ionique mobile dans les oxydes était la première charge à être largement examinée parce qu'une étude approfondie concernant le système SiO_2 ne pouvait pas être effectuée avant que le niveau de densité d'ions mobiles n'ait été réduit au minimum. La charge ionique mobile est due aux impuretés ioniques comme Li^+ , Na^+ , K^+ et probablement H^+ . Cette charge peut facilement se déplacer d'une extrémité à l'autre de la couche d'oxyde sous la contrainte BTS. Ce mouvement de charge peut produire une instabilité indésirable et une variation des paramètres électriques du dispositif [20,8,10,53-55]. L'étude complète de l'effet de la charge ionique mobile et la détermination de sa densité, sera discutée dans les prochains chapitres. L'effet de dérive ionique qui est causée par le champ électrique peut être efficacement réduit au minimum de plusieurs façons. L'approche la plus générale employée est d'éliminer, à l'aide des techniques de traitement ultra - propres, autant d'ions dans l'oxyde que possible. Par exemple, un grand soin doit être pris pour tenir les murs de quartz du four, dans lequel l'oxyde est développé, libre de sodium. Krieglar et al [56] ont annoncé qu'un mélange de gaz de chlorure d'hydrogène et d'oxygène sec est extrêmement efficace pour "le nettoyage" des tubes de quartz du four. Ils ont constaté que l'ajout d'un petit pourcentage de chlorure d'hydrogène ou de chlore à l'atmosphère d'oxydation améliore de manière significative la stabilité électrique des films SiO_2 développés en présence d'oxygène sec et que cette technique non seulement diminue la contamination d'ions mobiles provenant des tubes du four, mais a aussi tendance à passiver les films d'oxyde développés de cette manière contre des instabilités ioniques causées par le dépôt ultérieur d'une couche de métal contaminée. En employant des marqueurs radioactifs, Yon et al [57] ont montrés que les ions de sodium ont tendance à être beaucoup plus solubles dans le verre phospho - silicate que dans l'oxyde et par conséquent sont captés par la couche de verre. Donc, cette technique peut prévenir la dérive d'ions mobiles à travers l'oxyde sous l'influence de la tension appliquée à la grille.

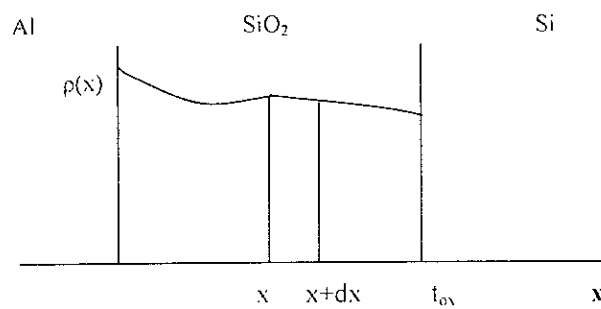
2.4 Effet de la Charge Distribuée dans l'Oxyde

Les charges d'oxyde dues soit aux ions mobiles soit aux charges piégées, ne sont pas distribuées uniformément en volume puisque leur densité $\tilde{n}(x)$ varie en fonction de leur distance à l'interface (et du temps dans le cas où le stress est dépendant du temps). Pour étudier l'influence d'une distribution de charge sur les propriétés de la structure MOS, le seul effet de ces charges

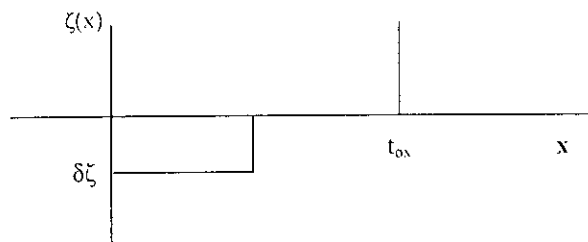
qui sont placés dans une couche entre x et $x+dx$ détermine l'origine de l'axe des abscisse prise à l'interface métal -oxyde (Fig. 2.4). L'effet des diverses couches entre le zéro et l'épaisseur t_{ox} est cumulé. En employant la loi de Gauss, le champ électrique dans l'oxyde ζ_{ox} indique une discontinuité $\delta\zeta_{ox}$ à travers cette couche de charge. Cette discontinuité est donnée par l'équation

$$\delta\zeta_{ox} = \frac{\rho(x)dx}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \quad (2.4)$$

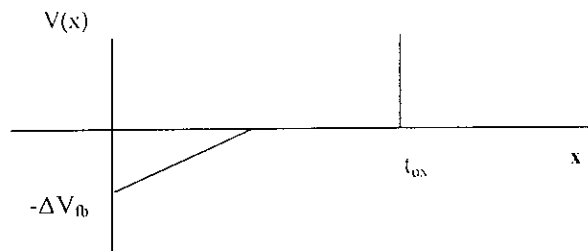
Pour assurer la condition de bande plate dans le silicium, ζ_{ox} doit être zéro du côté droit de la



(a)



(b)



(c)

Fig. 2.4 Distribution de (a) charge, (b) champ électrique et (c) potentiel dans l'oxyde de structure MOS.

discontinuité. Ainsi le profil du champ électrique doit être comme montré dans la figure 2.4b et la tension appliquée à la grille qui assure la condition de bande plate est :

$$\delta V_{fb4} = \frac{-\rho(x)xdx}{\epsilon_s \epsilon_{ox}} \quad (2.5)$$

En employant un résultat classique d'électrostatique, utilisant le théorème de superposition, les effets de toutes les couches entre le zéro et t_{ox} sont ajoutés. La tension de grille V_{fb4} nécessaire pour assurer la condition de bande plate à l'interface Si-SiO₂ est :

$$V_{fb4} = - \int_0^{t_{ox}} \frac{\rho(x)xdx}{\epsilon_s \epsilon_{ox}} \quad (2.6)$$

L'effet de chaque couche de charge dépend de sa distance de l'interface oxyde- silicium comme indiqué dans l'équation (2.5). Une couche n'a aucun effet si elle est placée à l'interface métal-oxyde et a un effet maximal si elle est placée à l'interface oxyde- silicium. Si la charge Q_m contenue dans l'oxyde est seulement due aux ions mobiles, une redistribution de la d.i.m causée par une contrainte BTS affecte la valeur de V_{fb4} . Cet effet peut être employé pour quantifier la charge totale d'ions mobiles ou avoir sa d.d.i.m. Si la charge contenue dans l'oxyde est seulement due aux charges piégées, une redistribution de ces charges piégée due à une excitation (température, photons) décale la valeur de V_{fb4} . Cet effet peut être utile pour calculer la charge totale prise au piège dans l'oxyde.

Techniques des Expérimentes de Détermination de la Concentration d'Ions Mobiles

Les méthodes électriques, telles que la B.T.S associées avec la caractéristique de la capacité - tension (C-V) à haute fréquence et le balayage de tension triangulaire (TVS), qui sont les méthodes les plus sensibles pour détecter et mesurer la concentration d'ions de sodium, sont décrites dans ce chapitre. Ces techniques sont les plus utilisées à cause de leur simplicité d'emploi et d'analyse.

En plus, une autre méthode appelée méthode du Courant Ionique Stimulé Thermiquement (TSIC) est commentée. Elle est utile principalement pour étudier les mécanismes d'émission d'ions depuis le silicium et les électrodes de la grille.

Finalement, une nouvelle méthode électrique, employant la technique de Pompage de charge (CP) sous contraintes de la température et polarisation (BTS), récemment développé, a été aussi décrite dans ce chapitre. Cette technique est basée sur la mesure de la tension de la bande plate avant et après l'application d'une tension de polarisation sous haute température, à l'aide de la technique de pompage de charge. La dérive de la tension de la bande plate mesurée qui est partiellement due à la redistribution des ions mobiles peut être employée pour déterminer leur concentration.

3.1 Introduction

Trois techniques standards sont généralement employées pour étudier la nature et les propriétés de ces ions et mesurer leurs densité [10, 20, 53, 58]. Ces techniques de mesure sont :

A- la mesure C-V de MOS à haute fréquence sous contrainte de la polarisation et de la température (BTS). Elle est basée sur l'observation des décalages de la caractéristique C-V sous l'influence d'une tension appliquée à la grille sous haute température [10,9, 13,57, 31],

B- la méthode de balayage de tension triangulaire (TVS) utilise la mesure du courant ionique produit à partir du balayage d'une tension triangulaire appliquée à la grille [59-65],

C- la méthode du courant ionique stimulé thermiquement (TSIC) utilise la mesure de courant d'ions produits en fonction de la température de la grille [66-70].

Cependant, nous avons récemment développé une nouvelle méthode où la technique de pompage de charge peut être employée pour mesurer la densité des ions mobiles. Cette mesure du courant de Pompage de charge est effectuée avant et après l'application de la contrainte de la température et la polarisation (BTS). La courbe obtenue du courant de pompage de charge peut être employée pour extraire le décalage de potentiel de bande plate qui est produit par la contrainte BTS. Cette dérive de la tension de bande plate peut être due à la redistribution des ions mobiles aussi bien qu'aux charges piégées. Cet effet peut être employé pour calculer la quantité totale d'ions mobiles ou la d.d.i.m. Cela ne peut être réalisé que si l'effet d'une variation de la densité des charges d'oxyde piégées peut être séparé. Dès lors ce type de charge dans l'oxyde contribue à la production du courant de pompage de charge des lors, ce dernier peut être employé pour calculer la variation de la densité des charges piégées.

Les outils usuels de caractérisation utilisés dans ces techniques sont illustrés dans la figure 3.1. Ces appareils de mesure sont arrangés et pilotés par le PC de telle façon que les données mesurées et les paramètres nécessaires soient extraits avec une haute résolution. La manipulation est automatique depuis la mesure jusqu'à l'analyse. Cela peut être réalisé en employant les instruments qui peuvent être contrôlés à distance par l'ordinateur. Le bus IEEE (aussi connu sous le nom GPIB, ou GPIB) est employé comme un bus d'interface entre les instruments de Hewlett-Packard et l'ordinateur. Il est un des bus de transfert de données le plus employé dans l'industrie et les laboratoires. C'est une instrumentation soigneusement définie dans le but de simplifier l'intégration d'appareils de mesure à un ordinateur dans un système [71].

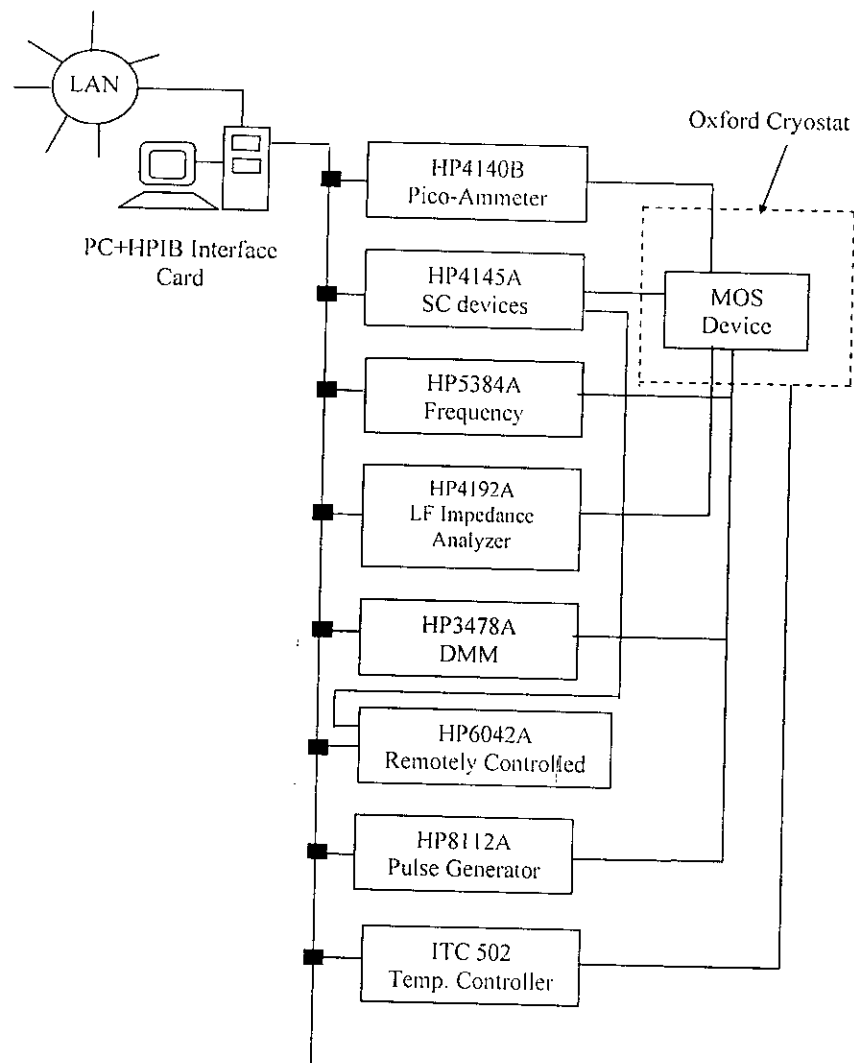


Figure 3.1 Système expérimental.

3.2 Caractéristique HF C-V de Structure MOS sous BTS

Dans cette méthode, la mesure usuelle C-V à haute fréquence sous la contrainte de température et polarisation est employée pour déterminer la concentration d'ions mobiles dans l'oxyde de la structure MOS. La courbe C-V à haute fréquence (usuellement 1 MHz) du condensateur MOS est obtenue avant l'application de tout stress. Le condensateur MOS est ensuite chauffé à une température jusqu'à 250°C et maintenu pendant une période allant jusqu'à 30 minutes suffisante pour s'assurer que tous les ions disponibles aient traversés l'oxyde. En même temps une polarisation positive suffisante est appliquée à la grille pour produire un champ électrique d'oxyde de quelques MV/cm. Après avoir maintenir le condensateur MOS à une

température et un champ électrique élevés pendant la période exigée, il est refroidi à la température ambiante afin qu'aucune nouvelle redistribution de charge n'ait lieu pendant la seconde mesure. Le décalage de tension de bande plate entre les courbes C-V avant et après le stress BTS est mesuré et peut être employé pour déterminer la concentration d'ions mobiles.

3.2.1 Détermination de la Tension de la Bande Plate

Une évaluation plus fiable de V_{fb} est obtenue à partir de la partie de la courbe C-V à une haute fréquence correspondant à la déplétion. La mesure de V_{fb} utilisant la courbe C-V, doit être effectuée à la capacité de bande plate C_{fb} . Comme son nom l'indique, la capacité de bande plate C_{fb} est la capacité de la structure MOS quand les bandes d'énergie sont plates à l'interface Si-SiO₂ et est donnée par l'équation suivante :

$$C_{fb} = \frac{C_{ox} C_{fbs}}{C_{ox} + C_{fbs}} \quad (3.1)$$

où C_{ox} est la capacité d'oxyde, C_{fbs} la capacité de bande plate de silicium donnée par :

$$C_{fbs} = \frac{A \epsilon_0 \epsilon_{si}}{L_D} \quad (3.2)$$

où A est la surface de grille, ϵ_{si} la permittivité relative du silicium et ϵ_0 la permittivité du vide. La longueur extrinsèque de Debye L_D peut être exprimée en termes de la concentration de dopage de substrat N_A comme suit :

$$L_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{si} k T}{q^2 N_A}}, \quad (3.3)$$

où k est la constante de Boltzmann, q la charge électronique et T la température Kelvin. La tension de grille correspondant à la capacité de bande plate sur la courbe C-V à haute fréquence est la tension de bande plate.

3.2.2 Séparation de l'Effet de Charge Mobile de Ceux des Autres Types de Charge [20]

Dans le cas d'une structure réelle, le décalage dans la tension de bande plate est dû à la somme des effets de charges d'oxyde et à la différence des fonctions de travail du métal et du semi-conducteur. Cette section explique comment distinguer entre le décalage du potentiel de bande plate dus à la charge ionique mobile de ceux dus aux autres types de charge d'oxyde, en considérant une expérience où la seule charge d'oxyde est la charge d'oxyde fixée (Q_f), la courbe

C-V initiale à haute fréquence est étiquetée (o) dans la figure 3.2a. Après chauffage à 180°C pendant une demi-heure avec une polarisation positive appliquée à la grille produisant un champ électrique de quelques millions de volts par centimètre à travers l'oxyde, suivi du refroidissement jusqu'à température ambiante, on obtient la courbe étiquetée (+) dans la figure 3.2a. La répétition du stress de température avec polarisation négative permet d'obtenir la courbe (-) de la figure 3.2a. La figure 3.2a montre qu'aucun décalage dans la courbe C-V n'est produit. La distribution de charge d'oxyde fixée ne varie donc pas suite à cette contrainte. La répétition de cette expérience sous le stress BTS à l'oxyde avec une charge piégée (Q_{ot}) recuite à basse température, permet d'obtenir les courbes (o), (+) et (-) qui montrent que la densité de charge d'oxyde piégée est réduite, (figure 3.2b). La polarité de la tension de polarisation de grille n'a aucun effet. Donc, il est plus probable que le barycentre de charge piégée dans l'oxyde soit fixe. La figure 3.2c montre les résultats de la répétition de cette expérience sur un oxyde contaminé par la charge ionique mobile (Q_m). Initialement V_{fb} est petit mais après application de la polarisation positive, il augmente. Avec la polarisation négative, V_{fb} retourne à sa valeur originale. Ces résultats sont attribués au mouvement d'ions mobiles qui décale la tension de bandes plates.

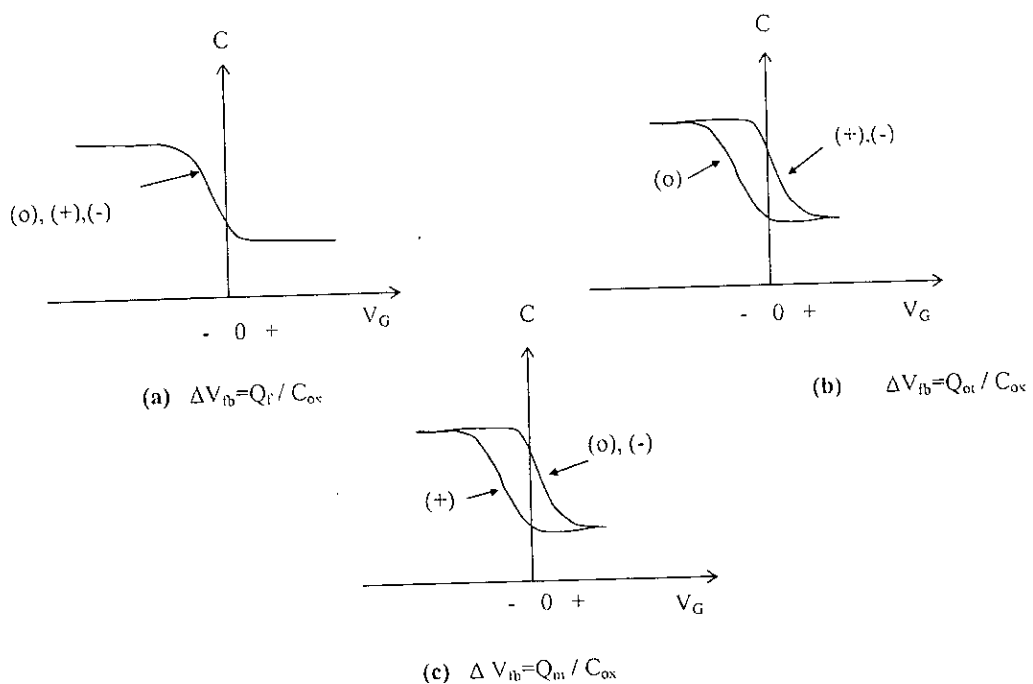


Fig. 3.2 L'illustration de diagramme de charge ionique effectuée la séparation à l'aide de la méthode BTS. (o) la courbe initiale de CV, (+) après stress de polarisation positive, (-) après stress de polarisation négative [20].

3.2.3 Modèle V_{fb} Barycentrique

Il est bien connu que la tension de bande plate d'un dispositif MOS subit un décalage chaque fois qu'il y a une variation de la concentration ou de la distribution des ions mobiles dans sa couche d'oxyde [20]. On suppose qu'un dispositif fabriqué sous conditions contrôlées a une concentration d'ions mobiles négligeable et un tel dispositif sera considéré comme un dispositif contrôlé. Si un tel dispositif contrôlé est intentionnellement contaminé par la suite en introduisant des ions mobiles complémentaires, la tension de bande plate V_{fb} des dispositifs contrôlés variera d'une quantité ΔV_{fb} donnée par l'équation suivante [20]

$$\Delta V_{fb} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \int_0^m x \rho(x) dx, \quad (3.4)$$

où $\rho(x)$ est la densité volumique de charge ionique mobile dans l'oxyde et la distance x est mesurée depuis l'interface métal-oxyde. En supposant que tous les ions mobiles soient concentrés dans une feuille de charge mince soit à l'interface oxyde- métal soit à l'interface silicium- oxyde, l'équation (3.4) peut être employée pour calculer la densité de cette charge à partir du décalage de potentiel de bande plate après l'introduction d'une distance moyenne \bar{X} appelé le barycentre de la distribution de charge. Le barycentre de la charge est définie par

$$\bar{X} = \frac{\int_0^m x \rho(x) dx}{\int_0^m \rho(x) dx}, \quad (3.5)$$

De plus on suppose que la quantité charge ionique totale Q_{tot} reste constante dans l'oxyde avant et après la dérive d'ions et donne

$$Q_{tot} = \int_0^m \rho(x) dx, \quad (3.6a)$$

A l'aide d'Eq. (3.6a), Eq. (3.5) devient

$$\bar{X} Q_{tot} = \int_0^m x \rho(x) dx. \quad (3.6b)$$

En combinant les équations (3.4) et (3.6b), le décalage de potentiel de bande plate V_{fb} peut être écrit comme

$$\Delta V_{fb} = \frac{\bar{X} Q_{tot}}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}}. \quad (3.7)$$

Quand les ions mobiles peuvent être considérés comme une feuille de charge placée à l'interface Si-SiO₂ [20], Q_{tot} est directement obtenue à partir d'une mesure de V_{fb} le barycentre était pris pour être dans l'épaisseur d'oxyde (environ 3 nm ou moins). Dans ces conditions, Eq. (3.7) devient

$$\Delta V_{fb} = -\frac{\epsilon_{ox} Q_{tot}}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} = -\frac{Q_{tot}}{C_{ox}} \quad (3.8)$$

3.2.4 Résultats Expérimentaux et discussion

Une température appliquée de 100 à 250°C, durant un temps d'environ 20-30 minutes et une tension de polarisation générant un champ électrique dans l'oxyde de l'ordre de 1 à 2 MV/cm sont des valeurs typiques qui sont utilisées dans les expériences employant la technique BTS. Le montage expérimental permettant de mesurer la capacité est illustré dans la figure 3.1, une tension constante est appliquée à la grille du MOSFET pour balayer les niveaux d'énergie de l'accumulation profonde jusqu'à l'inversion profonde. Le drain et la source sont laissés libres. Un LCR mètre est connecté à un substrat pour mesurer la capacitance en fonction de la tension appliquée à la grille. Des mesures expérimentales ont été effectuées sur un nombre de MOSFETS

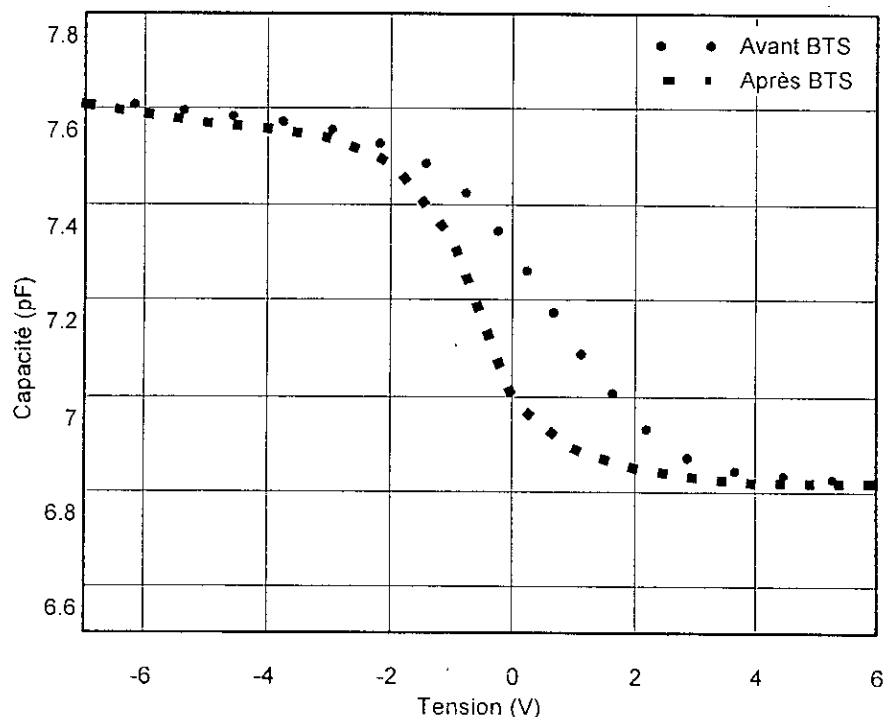


Fig. 3.3 Capacité haute fréquence en fonction de tension appliquée à la grille du pMOSFET [89].

commerciaux, comme n-MOSFET 3N171 et p-MOSFET 3N163 et des dispositifs encapsulés dans un boîtier PGA à 64 pins avec une épaisseur d'oxyde de 40 et 12 nm respectivement.

Les dérives de tension de bande plate qui sont dues aux contraintes BTS ont été mesurées par la technique CV à haute fréquence comme indiquée dans les figures 3.3 et 3.4. Cette dérive peut être employée pour déterminer la quantité totale d'ions mobiles dans l'oxyde.

Les résultats de densité d'ions mobiles obtenus par la mesure du décalage de tension de la bande plate ΔV_{fb} sous la condition BTS, sont fiables et n'ont été affectés par aucune erreur dans la mesure de V_{fb} laquelle peut être causée par une variation de la densité de pièges à l'interface Si-SiO₂ dans les oxydes épais. Dans les courbes C-V à haute fréquence, on suppose que la densité des niveaux de pièges ne subit aucune variation significative et aucune erreur dans la mesure de V_{fb} n'est introduite, niveaux des pièges restant constant avant et après l'application du BTS, se compense dans la détermination de ΔV_{fb} . Cependant, dans le cas d'un oxyde mince, le traitement par la température est la cause de petites variations dans la densité de pièges d'interface. Les courbes C-V avant et après l'application du BTS désiré ne sont pas confondues mais elles sont parallèles pour $-4 < V_g < +4$ Volts. Le décalage de potentiel de bande plate est alors simplement le

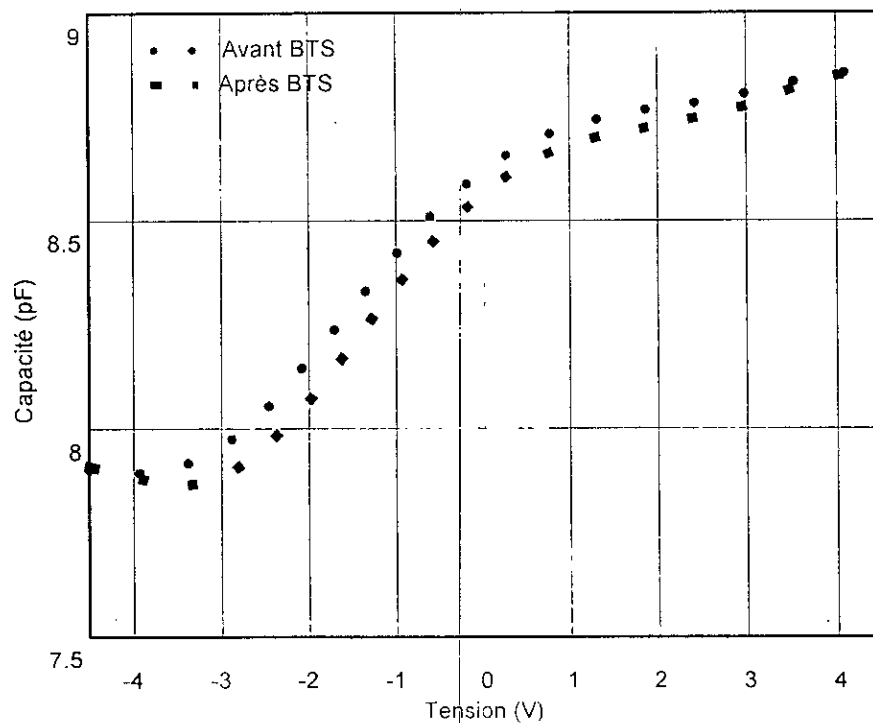


Fig. 3.4 Capacité haute fréquence en fonction de tension appliquée à la grille du nMOSFET [89].

décalage parallèle de potentiel. On peut noter que le décalage dans la tension de bande plate a une valeur inférieure quand la même quantité d'ions est présente dans un oxyde plus mince. Pour les circuits intégrés actuels, un décalage de bande plate de 50 mV est acceptable dans une technologie employant une épaisseur d'oxyde de 100 nm ce qui correspond à une densité ionique d'environ 10^{10} ions.cm⁻². Dans plusieurs wafers contaminés, on peut rencontrer des décalages de potentiel de bande plate de plusieurs volts [72].

3.3 Technique du Balayage de Tension Triangulaire TVS

La méthode TVS est une technique rapide et simple. Sa haute sensibilité permet de détecter des densités inférieures à 10^9 ions/cm². Elle est basée sur la mesure de la réponse en courant de déplacement à une tension de rampe lente linéaire à température élevée. Cela produit un pic du courant ionique de déplacement dont la surface sous la courbe I_g - V_g est

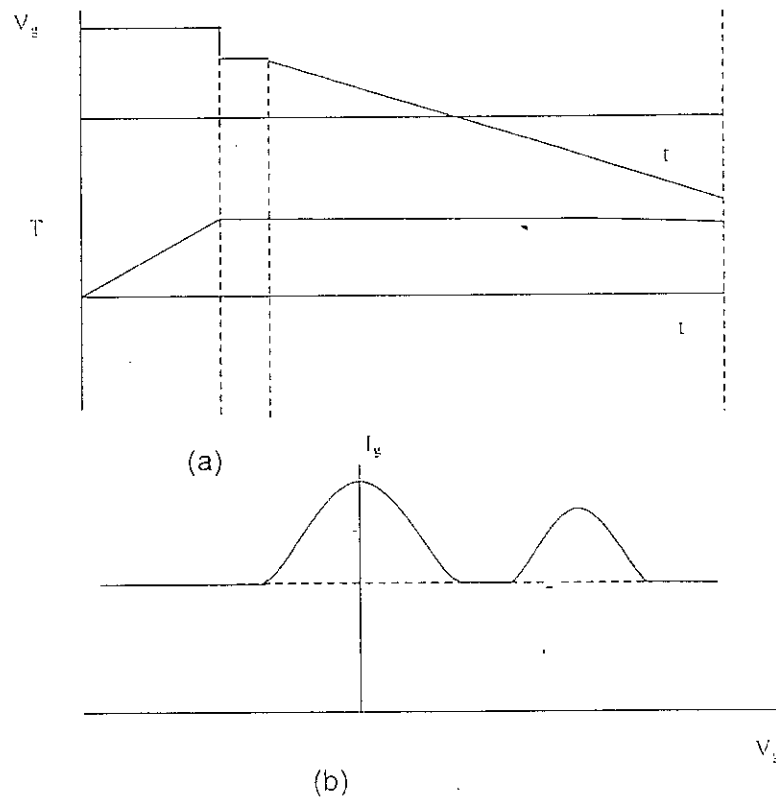


Fig. 3.5 (a) Variation de tensions appliquées. (b) courant typique de la grille [73].

proportionnelle à la charge ionique mobile totale. Cette méthode a été indépendamment développée par Yamin [59] et Chou [60] qui ont évalué et confirmé sa validité en employant la structure MOS Si (poly)-SiO₂-Si (100) la plus simple et électrochimiquement symétrique. On s'attend à ce que cette technique soit très utile pour les processus ordinaires et pour le contrôle de qualité. Elle a été employée aussi pour étudier le comportement des charges positives mobiles dans l'oxyde [59, 61-63].

Le montage expérimental pour des mesures de quantité d'ions mobiles employant la technique TVS est montré schématiquement dans la figure 4.1. La figure 4.5 présente la variation de la tension appliquée (la tension de grille varie linéairement avec le temps).

Dans la technique TVS, les conditions initiales sont comme suit : tous les ions mobiles sont à l'une des interfaces, ils ne sont pas pris au piège, mais pratiquement libres de se déplacer dans le condensateur MOS qui est à une température élevée. La tension de rampe triangulaire qui doit être appliquée à la grille, est définie par

$$V_g = V_0 + \alpha t \quad (3.9)$$

où t est le temps et $\alpha = \frac{dV}{dt}$ le taux de tension de balayage. Un courant de grille résultant est mesuré en fonction de la tension appliquée à la grille quand les ions mobiles se déplacent d'une interface à l'autre. Deux modes peuvent être distingués : le mode quasi-statique et non-quasistatique. Dans le mode quasi-statique, α est fixé à une valeur assez basse durant le temps nécessaire aux mesures. Dans ce cas, le courant de grille mesuré est semblable à la courbe $C(V)$ quasi-statique,

$$I_g = \frac{dQ_g}{dt} = \frac{dQ_g}{dV_g} \frac{dV_g}{dt} = \alpha C(V_g) \quad (3.10)$$

où $C(V_g)$ est la capacité différentielle.

Dans le mode non-quasistatique, le taux α est fixé à une valeur élevée, les ions ne peuvent plus suivre la variation du champ électrique appliqué. Dans cette situation, la technique TVS peut être employée soit pour déterminer exactement le nombre d'ions qui traversent l'oxyde ou leur mobilité [74,75]. La figure 4.6 montre la réponse en courant de grille idéal en fonction de la tension appliquée avec et sans la charge ionique mobile. A température ambiante les ions mobiles près des interfaces sont fermement pris au piège. Dans cette situation, la courbe $I(V)$ observée est strictement semblable à la courbe $C(V)$ quasistatique comme indiqué dans la courbe (a). A

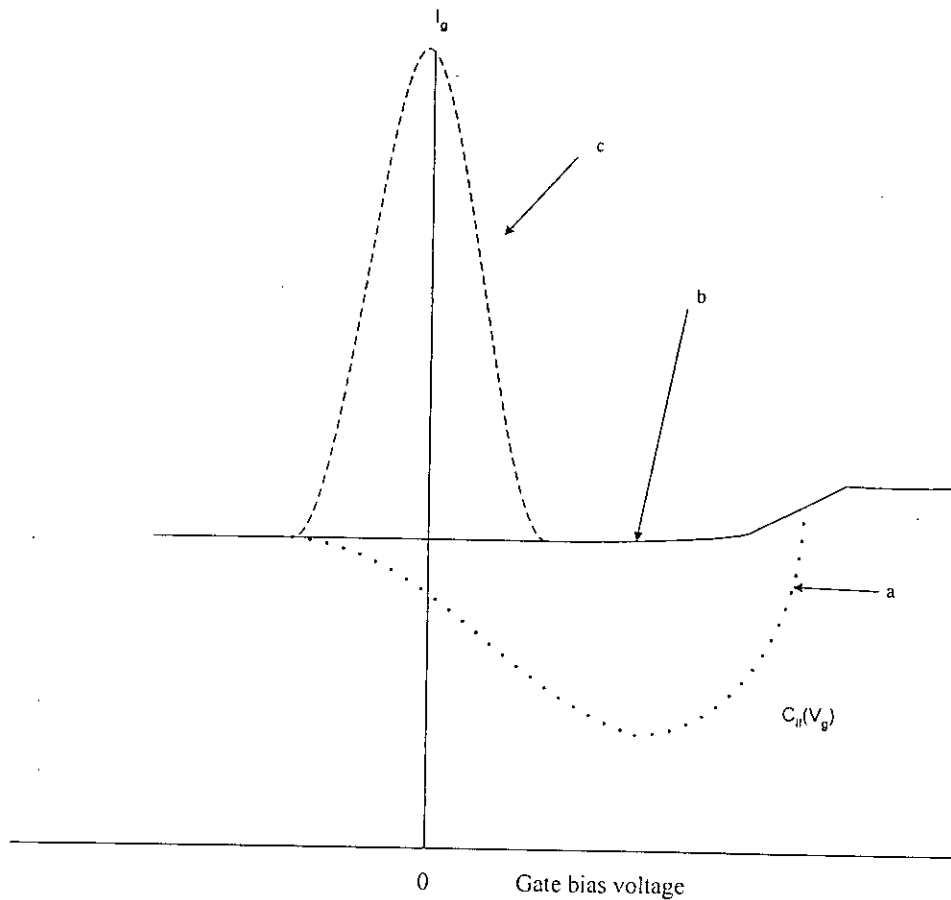


Fig. 3.6 Courant idéal en fonction de la tension appliquée au condensateur MOS de type P a) à une température 27°C, b) Sans ions mobiles et à 300°C, c) avec ions mobiles à 300°C [59].

température plus élevée (typiquement 300°C) et si aucun ion mobile n'est présent, une courbe $I(V)$ quasistatique est obtenue, en raison de la valeur presque constante de la capacitance égale au C_{ox} comme indiqué dans la courbe (b). Si les ions mobiles sont présents, ils contribuent par un composant additionnel au courant chargeant le condensateur MOS comme indiqué dans la courbe (c). Le pic dans le courant de la courbe (c) peut être expliqué comme suit. À l'application d'une grande tension négative à la grille, tous les ions mobiles sont à l'interface métal - oxyde et le courant de grille qui circule est proportionnel à C_{ox} . Quand la tension de grille augmente, les ions mobiles commencent à se déplacer vers l'interface Si-SiO₂, attirant un nombre croissant d'électrons à la surface de silicium. Ce mouvement ionique induira un passage d'électrons supplémentaires passant de la grille au silicium par le circuit externe, augmentant ainsi le courant

de grille. Cet excès de courant atteint un niveau maximum quand le plus grand nombre d'ions mobiles traverse la couche d'oxyde. Lorsque la tension de grille est augmentée, les ions mobiles s'accumulent à l'interface Si-SiO₂. Par conséquent, moins d'ions restent dans le volume causant une chute de courant de grille. En fin, tous les ions mobiles libres à la température donnée s'accumulent à l'interface Si-SiO₂ et le courant de grille devient à nouveau proportionnel à C_{ox}.

3.3.1 Modèle TVS Barycentrique de la Charge Ionique

A une température donnée, la densité d'ions mobiles est proportionnelle à la surface sous le sommet du courant de grille induit par le mouvement ionique [74,75]. Pour montrer cela, le courant I_g par unité de surface peut être défini comme

$$I_g = \frac{dQ_g}{dt} \quad (3.11)$$

où Q_g est la charge de grille donné par

$$Q_g = C_{LF} (V_g - V_{th}) \quad (3.12)$$

Où C_{LF}(V_g) est la capacitance MOS à basse fréquence par unité de surface qui est approximativement égale au C_{ox} aux températures élevées comme indiqué dans la figure 3.6. La substitution de l'Eq. (3.12) dans Eq. (3.11) donne

$$I_g = C_{LF}(V_g) \frac{d(V_g - V_{th})}{dt} \quad (3.13)$$

L'équation (3.11) peut être réécrite comme suit :

$$I_g = C_{ox} \left(\alpha - \frac{dV_{th}}{dt} \right) \quad (3.14)$$

L'intégration de l'Eq. (3.14) d'une polarisation de grille négative (-V_g) à une polarisation positive (V_g), donne

$$\begin{aligned} \int_{-V_g}^{V_g} (I_g - \alpha C_{ox}) dV_g &= -C_{ox} \int_{-V_g}^{V_g} \left(\frac{dV_{th}}{dt} \right) dV_g, \\ &= -\alpha C_{ox} \int_{(-V_g)}^{(V_g)} \left(\frac{dV_{th}}{dt} \right) dt, \\ &= -\alpha C_{ox} \{ V_{th}[V_g] - V_{th}[-V_g] \} \end{aligned} \quad (3.15)$$

L'intégration de la tension de grille de l'Eq. (3.13) est effectuée en fonction du temps. L'intégrale à gauche de l'Eq. (3.15) est la surface entre la courbe I_g(V_g) et la ligne droite I_g = α C_{ox}, représentant le courant de grille du condensateur MOS quand aucun ion ne se déplace. L'Eq.

(3.15) peut être évaluée en employant l'Eq. (3.7). En supposant le barycentre de la charge mobile localisé à $\bar{X}(-V_g)$ au temps $t(-V_g)$ et $\bar{X}(V_g)$ au temps $t(V_g)$, on peut montrer que

$$V_{th} [I(V_g)] - V_{th} [I(-V_g)] = \frac{qN_m}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} [\bar{X}(V_g) - \bar{X}(-V_g)] \quad (3.16)$$

où N_m est la densité de charge ionique mobile par unité de surface. L'équation (3.15) devient donc

$$\int_{V_g}^x [I_x - \alpha C_{ox}] dV_g = \alpha q N_m \left[\frac{\bar{X}(V_g)}{t_{ox}} - \frac{\bar{X}(-V_g)}{t_{ox}} \right] \quad (3.17)$$

Pour la plupart des valeurs de polarisation et de temps, le barycentre dans l'Eq. (3.15) est indépendant de la polarisation et du temps. Par conséquent, l'Eq. (3.15) montre que pour la rampe de tension linéaire, pour laquelle la température est suffisante pour que $C_{LF}=C_{OX}$, la surface entre la courbe $I_g(V_g)$ et la ligne $I_g = \alpha C_{ox}$, soit proportionnelle à la densité d'ions mobiles par unité de surface. Si on suppose que $\bar{X}(V_g) = t_{ox}$ (tous les ions positifs déplacés se trouvent à l'interface silicium- oxyde) et $\bar{X}(-V_g) = 0$ (tous les ions se trouvent à l'interface métal- oxyde), l'équation (3.15) peut être employée pour estimer N_m . Ces suppositions sont probablement valables pour une épaisseur d'oxyde jusqu'à 10 nm [20].

3.3.2 Etudes Antérieures

La détermination expérimentale des courbes $I_g(V_g)$ a été effectuée par M. Kuhn et D.J. Silversmith [61] employant la technique TVS. Dans de telles expériences, un oxyde excessivement contaminé par des ions mobiles est employé. Des courbes $I_g(V_g)$ typiques à température 202°C sont présentées dans la figure 3.7. Dans la courbe supérieure, la polarisation appliquée à la grille varie de positive à négative, la dérive d'ions se fait de l'interface Si-SiO₂ à l'interface de métal- oxyde. Alors que dans la courbe inférieure lorsque le balayage de tension de polarisation se fait de négative à positive, la dérive d'ions est inversée. La surface du sommet au-dessus de la ligne de C_{ox} correspond 2.5×10^{12} ions/cm². La particularité la plus saisissante de ces courbes est l'asymétrie forte des courbes $I_g(V_g)$ dans les deux directions de balayage de polarisation. Le courant ionique, en balayant la tension de polarisation appliqué à la grille de la négative à la positive, est déformée et élargie sur la gamme entière des tensions positives et aboutit à un très large sommet comme indiqué dans la courbe inférieure de la figure 3.7. Cela indique clairement que le transport d'ions est indépendant d'un mécanisme de transport limité par

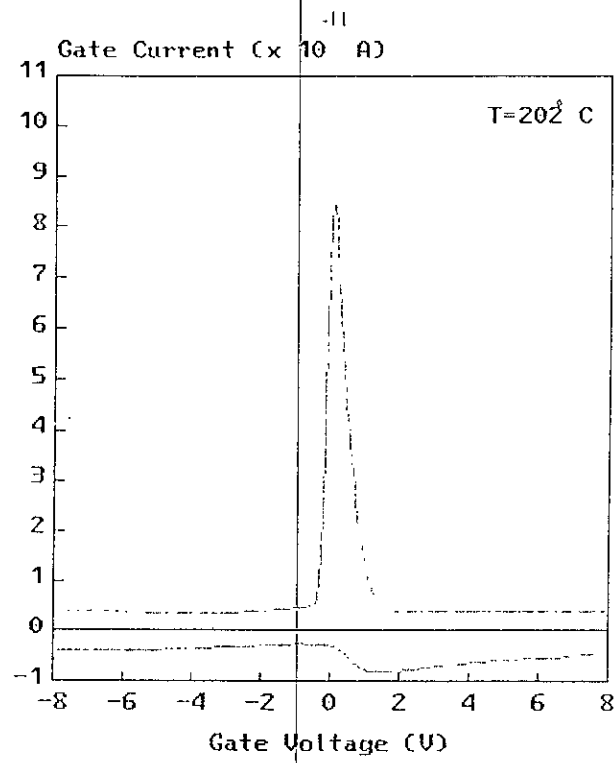


Fig 3.7 Courant de la grille en fonction de la tension [61].

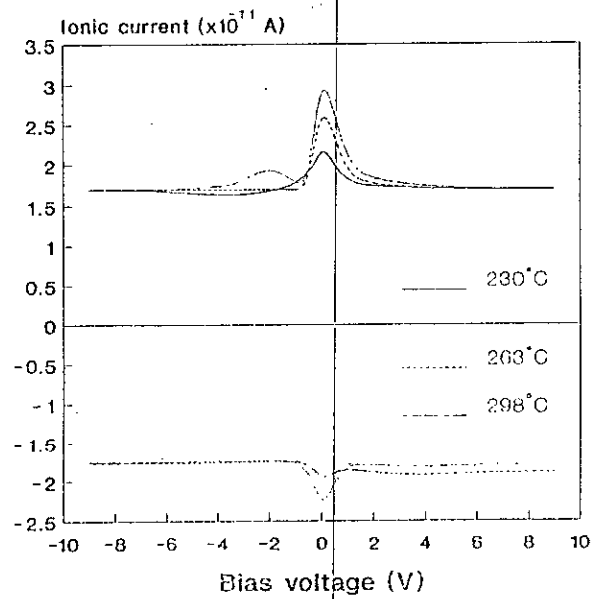


Fig 3.8 Courant de la grille en fonction de la tension à différentes températures [61].

l'émission de pièges ioniques placés à l'interface métal- oxyde. Dans la figure 3.7, les surfaces de deux sommets sont identiques pour que tous les ions transportés vers l'interface métal - oxyde (M,O) puissent être apportés à l'interface oxyde – silicium (OS) en changeant la polarité de la rampe de tension. Comme attendu à partir des arguments de quasi - équilibre, la surface de sommet est indépendante du taux de balayage de tension, tant que ce taux tarde suffisamment à établir les conditions de frontière (les ions mobiles sont concentrés comme une feuille mince de charge à l'une des interfaces). On représente dans la figure 3.8, la dépendance de la réponse du courant ionique à la température. Le pic du courant ionique ne se sature pas, mais continue à augmenter avec la température. A basse température le balayage de tension de grille du négatif au positif rapporte une structure élargie, résultant du mécanisme d'émission de prise au piège à l'interface métal - oxyde. A plus hautes températures, ce pic devient plus prononcé et se rapproche davantage de la forme idéale (ou la forme du sommet pour le balayage opposé) comme on peut s'y attendre si l'émission d'ions est plus rapide à hautes températures. En outre, une autre allure est observée au-dessus de la ligne des bases de C_{ox} à température élevée ($T=298^{\circ}C$), comme elle apparaît dans la trace supérieure de la figure 3.8. Cette allure prend typiquement la forme d'un second pic élargi déplacé approximativement de -2 V par rapport au premier pic. Ce second pic est dû au mouvement d'ions K^{+} . on peut noter qu'en raison de la présence du potassium les pics ne peuvent pas être visibles à basses températures. Ainsi, la technique TVS pourrait fournir des moyens simples permettant d'identifier la densité de sodium et de potassium séparément parce que les pics du courant ionique apparaissent à des différentes tensions de grille [76].

3.4 Technique du Courant Ionique Stimulé Thermique (TSIC)

La technique TSIC est d'habitude appliquée aux condensateurs MOS qui peuvent supporter des températures plus élevées. Quand la température varie en fonction du temps, le courant est mesuré dans le circuit externe du condensateur MOS. En principe, le courant mesuré est une superposition du courant chargeant le condensateur MOS, causé par des variations de la température, et le courant ionique (le courant de déplacement) causé par le mouvement des ions. Ce courant ionique a été étudié dans le passé par plusieurs méthodes [66]. Boudry et Stagg [69] et Hillen [68] ont employé des mesures TSIC pour étudier le comportement cinétique d'ions mobiles dans la structure MOS. Le courant stimulé thermiquement est toujours mesuré après un

traitement BTS (durant 15 minute à température de 350°C et une polarisation de 5V appliquée à la grille). Avant les mesures à une tension de grille positive, la polarisation de stress est tenue initialement négative (tous les ions sont conduits vers l'interface oxyde - métal) et pour les mesures à une tension de grille négative, la polarisation de stress est tenue initialement positive. La température initiale de la mesure doit être assez basse pour assurer que la réversion du champ électrique dans l'oxyde ne causera pas de courant ionique, signifiant ainsi que les ions sont profondément pris au piège près de l'interface Si-SiO_2 (d'habitude à une température de -20°C). Dans le système de montage expérimental (voir la figure 4.1) pour mesurer les courbes TSIC, quelques instruments comme le HP4140, le contrôleur de température ITC502 et le cryostat ont été employés. La figure 3.9 présente les variations de températures appliquées pendant l'expérience de TSIC, dans laquelle le mouvement d'ion depuis l'interface Si-SiO_2 à l'interface Metal- SiO_2 est étudié. Pendant la mesure du courant, la température varie linéairement avec le temps. On montre aussi dans cette figure des résultats typiques obtenus pour un condensateur MOS ayant des ions Na^+ et K^+ dans sa couche d'oxyde. Deux pics du courant sont montrés dans l'intervalle de température $0-400^{\circ}\text{C}$, à un maximum du champ électrique appliqué de 1 MV.cm^{-1} . Ces sommets sont attribués au mouvement des ions de Na^+ et K^+ respectivement.

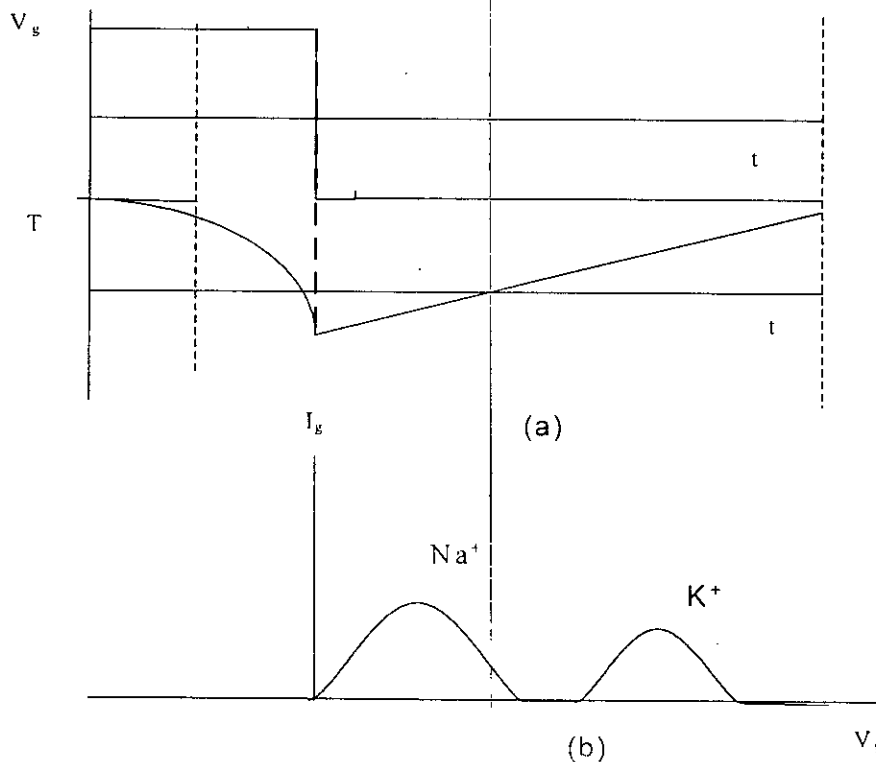


Fig. 3.9 (a) Variation de la tension appliquée à la grille pour la technique TSIC. (b) courant typique de la grille [66].

3.4.1 Modèle (TSIC) Barycentrique de la Charge Ionique Totale

Le modèle le plus simple du courant TSIC montre qu'après acquisition d'une énergie suffisante, les ions mobiles sont libérés pour être conduit immédiatement de l'autre côté de l'oxyde où ils sont piégés à nouveau. Ainsi le courant stimulé thermiquement est contrôlé (ou limité) par les mécanismes d'émission des pièges d'ion placés à l'un des bords de la couche d'oxyde.

Hickmott [66] a étudié plusieurs courbes TSIC en employant un simple modèle théorique. Le courant ionique est exprimé par :

$$I(t) = -qA \frac{dn(t)}{dt} \quad (3.18)$$

où,

$$\frac{dn(t)}{dt} = -n(t)S \text{EXP} \left[-\frac{E_o}{kT(t)} \right] \quad (3.19)$$

et,

$$n = n_o \quad t=0 \quad (3.20)$$

Où n est le nombre d'ions (par unité de surface) toujours pris au piège au temps t , E_o l'énergie d'activation exigée pour exciter un ion piégé à l'interface d'émission à un point à l'extérieur du piège où il sera libre de se déplacer dans l'oxyde. A est la surface du dispositif, k la constante de Boltzmann et S un facteur qui peut être interprété comme étant le nombre de fois par seconde qu'un ion essaye de quitter le piège. Puisqu'un ion est enlevé de l'interface par le champ électrique appliqué immédiatement après qu'il ait quitté le piège, il est raisonnable d'ignorer la possibilité de sa reprise par le piège dans cette situation. Après la prise n_o , E_o et S étant des paramètres réglables, Hickmott [70] a pu obtenir une réponse propre seulement à la pente principale et au maximum du pic négatif et a constaté qu' E_o varie en terme d'énergie entre 0.7 et 1.2 eV et S entre 10^7 et 10^{12} . Le modèle décrit les courbes expérimentales quand une étendue Gaussienne dans la valeur d'activation pour le temps d'émission constant est adopté (10^{-12} s). En plus l'énergie d'activation n'est trouvée compatible qu'avec un processus d'émission limité [67,68]. La méthode TSIC complète la méthode BTS pour étudier l'interface Metal-SiO₂ dans la structure MOS [70]. Cette méthode est aussi employée par Stagg [77] pour déterminer la mobilité de dérive des ions de Na⁺ et K⁺ dans des films SiO₂.

3.5 Technique de Pompage de Charge CP sous BTS [72]

La technique de pompage de charge est employée pour mesurer le décalage de potentiel de bande plate sous la contrainte de température et de polarisation. Ce décalage de potentiel de bande plate peut être employé pour déterminer la concentration d'ions mobiles dans la couche d'oxyde dans le dispositif MOS. Le courant de pompage de charge du dispositif MOS est d'abord mesuré avant l'application du stress. La structure MOS est alors chauffée à une certaine température (200°C) et y est maintenue là pendant une période allant jusqu'à 30 minute, période de temps suffisamment longue afin de s'assurer que tous les ions disponibles dérivent complètement à travers l'oxyde. En même temps une polarisation positive assez élevée est appliquée à la grille pour produire un champ électrique d'oxyde de quelques MV/cm. Après l'application d'un champ électrique élevé au dispositif MOS à haute température pendant la période exigée, il est refroidi à la température ambiante pour qu'aucune nouvelle redistribution de charge n'ait lieu pendant la deuxième mesure du courant de pompage de charge. Le décalage de potentiel de bande plate entre la courbe du courant de pompage de charge avant et après le stress de température et de polarisation, peut être utilisé pour déterminer la concentration d'ions mobiles.

3.5.1 Principe du Pompage de Charge (CP)

La technique de pompage de charge a été élaboré pour la première fois par Brugler et Jespers [78] en 1969. Puis, en 1974, Elliot [79] a démontré qu'elle peut être employée pour étudier les propriétés de l'interface Si-SiO₂. Le principe de la technique est schématisé par la figure 3.10. Un signal alternatif, généré par un générateur de fonction, est appliqué entre la grille du transistor nMOSFET et la masse. La forme de ce signal est représentée dans la figure 3.11. Le substrat est mis à la masse via un pico-ampéremètre. La source et le drain sont polarisés en inverse ou à la masse.

Le signal fait basculer le transistor de l'accumulation à l'inversion et vice versa. Quand le signal (d'amplitude suffisante pour changer l'état de la surface du transistor) est au niveau haut ($V_{GH} > V_t$), les électrons viennent de la source et du drain pour former le canal du transistor. Les états de l'interface capturent une partie des électrons et deviennent chargés négativement. Quand le signal passe au niveau bas ($V_{GB} < V_{fb}$), les électrons, présents dans la couche d'inversion, sont émis immédiatement vers la source et le drain, alors que les électrons capturés restent retenus par

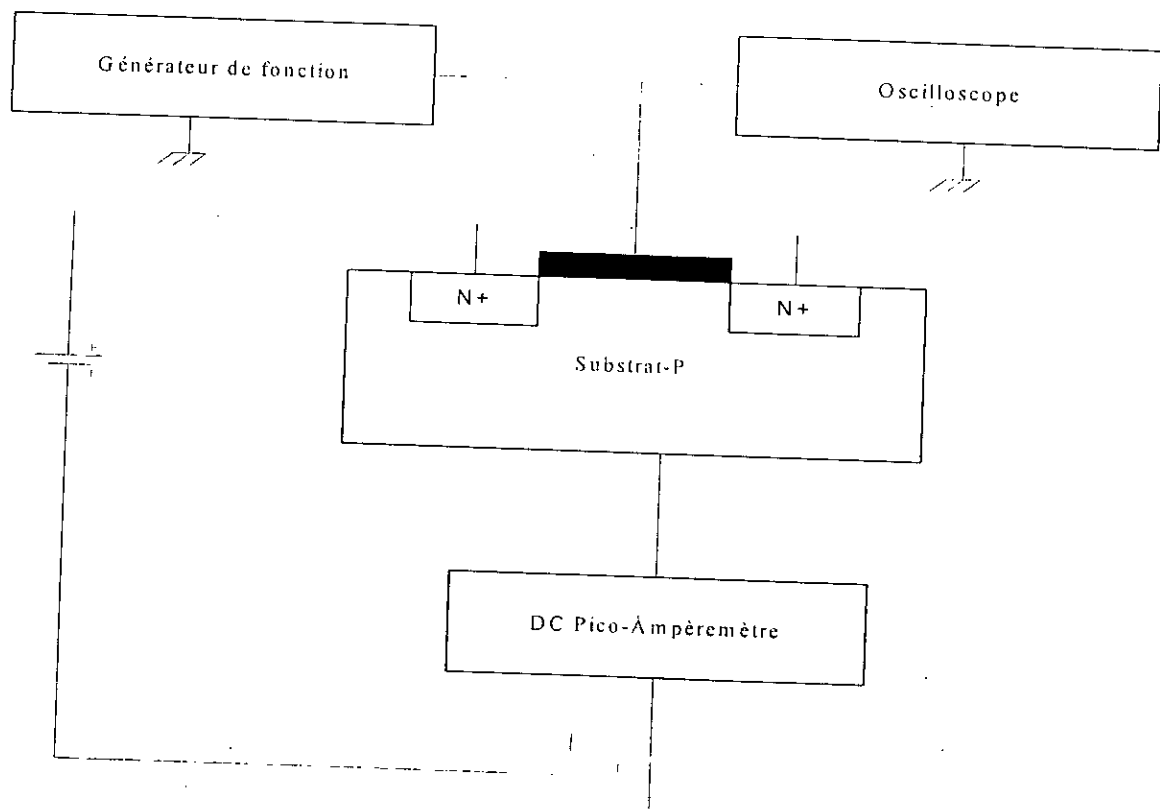


Fig. 3.10 Le montage expérimental de base de la technique standard du pompage de charges.

les états de l'interface. Le transistor étant en accumulation, une partie des trous présents à la surface sont capturés par les états de l'interface (chargés négativement). Le résultat est la recombinaison des électrons et des trous capturés pendant, respectivement, les périodes 'ON' et 'OFF' du transistor. Les trous nécessaires pour la recombinaison viennent du substrat et les électrons de la source et du drain. Ainsi les charges sont pompées, pendant chaque cycle de la pulsation, de la source et du drain vers le substrat via les états de l'interface.

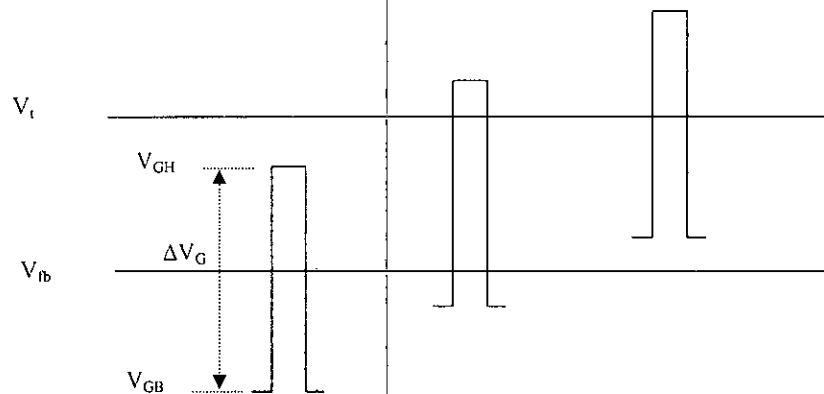


Fig.3. 11 Illustration de la méthode CP de niveaux bas sur un nMOSFET.

3.5.2 Modélisation du courant CP

La charge totale pompée par cycle (Q_{it}) est proportionnelle à la densité des états de l'interface. La charge Q_{it} est donnée par [80] :

$$Q_{it} = A_g \cdot q \cdot \int D_{it}(E) dE \quad (3.21)$$

où A_g est la section du canal du MOSFET (cm^2) et $D_{it}(E)$ est la densité des états à l'interface à l'énergie E .

En appliquant des impulsions répétitives à la grille à une fréquence f et d'amplitude constant, et en variant le niveau de base de l'impulsion de l'inversion à l'accumulation comme illustré dans la figure 3.10, la charge Q_{it} produit un courant dans le substrat. Ce courant peut être écrit comme :

$$I_{cp} = f \cdot Q_{it} \quad (3.22)$$

En mesurant ce courant de substrat, on déduit la section moyenne de capture, la tension de seuil et la densité des états de surface sur une gamme d'énergie balayée par l'impulsion de grille. En plus, le courant de pompage de charge I_{cp} subit une augmentation brusque du zéro à sa valeur maximale après une certaine position du niveau de base d'impulsion de grille. Il a été montré que la valeur de la tension de base correspondant à la moitié de courant maximum $I_{cpm}/2$, dans la courbe ($I_{cp}-V_g$), est la tension de bande plate [80].

3.5.2 Séparation de l'Effet des Charges mobiles de Ceux des autres Types de Charge

Comme on a constaté précédemment le décalage du potentiel de bande plate est dû à la variation de la distribution de la d.i.m et de la densité de charges d'oxyde piégées sous le stress

de température et de polarisation. Cependant, la distribution de charge fixe d'oxyde ne varie pas dans ce traitement [10]. Si ce décalage dans la bande plate est dû à la variation de la d.i.m ou des charges piégées, il peut être écrit comme [81]

$$\Delta V_{fb} = - \int_0^{t_{ox}} \frac{\rho(x) x dx}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \quad (3.23)$$

où $\rho(x)$ est la densité volumique de la charge dans l'oxyde, t_{ox} l'épaisseur d'oxyde, ϵ_0 le permittivité du vide, ϵ_{ox} permittivité relatif d'oxyde et la distance x est mesuré depuis l'interface de métal- oxyde.

L'effet de chaque couche de charge dépend de sa distance à l'interface oxyde- silicium comme on peut le voir dans Eq. (3.23). Une couche de charge n'a aucun effet si elle est placée sur l'interface métal- oxyde par contre, elle a un effet maximal si elle est placée sur l'interface oxyde - silicium. Si la charge d'oxyde est seulement due aux ions mobiles Q_m , une variation de la distribution causé par un stress (la température + le champ électrique) appliqué provoque une nouvelle valeur du potentiel de bande plate V_{fb} . Cet effet peut être employé pour calculer la quantité totale d'ions mobiles ou la distribution de densité des ions mobiles. Etant donné que la charge contenue dans l'oxyde n'est pas seulement due aux ions mobiles, mais aussi due aux pièges, une variation de la d.i.m due à une excitation (température, photons) cause aussi un décalage dans la valeur de V_{fb} , mais de signe opposé. Cet effet peut être séparé en employant le changement du courant maximal du pompage de charge ΔI_{cp} .

Après l'application du stress thermo-électrique au dispositif MOS, la charge qui est due aux ions mobiles ou aux pièges peut être considérée comme une feuille de charge placée à l'interface oxyde- silicium. Dans cette situation, l'expression (4.23) devient

$$\Delta V_{fb} = \frac{(Q_m - \Delta Q_{ot})}{C_{ox}} \quad (3.24)$$

Où la variation de la charge prise au piège ΔQ_{ot} peut être calculé à partir de l'Eq. (3.22) comme suit

$$\Delta Q_{ot} = \frac{\Delta I_{cp}}{f} \quad (3.25)$$

La substitution de l'Eq. (3.25) dans l'Eq. (3.24) donne la quantité totale de charges mobiles

$$Q_m = \Delta V_{fb} C_{ox} + \frac{\Delta I_{cp}}{f} \quad (3.26)$$

Les mesures de la variation maximale du courant de pompage de charge et celle du décalage du potentiel de bande plate, permettent l'évaluation de la quantité d'ions mobiles avec précision.

3.5.4 Résultats Expérimentaux et Discussion

Un signal de tension de grille d'amplitude constante est appliqué à la grille d'un MOSFET pour balayer le niveau d'énergie de l'accumulation profonde à l'inversion profonde. Le drain et la source sont liés ensemble et connectés à une source de tension continue polarisée avec polarité opposé. Un Pico- ampèremètre dc (HP4140B) est connecté à un substrat pour mesurer le courant résultant de pompage de charge. Des mesures ont été effectuées sur un certain nombre de transistors MOSFETS commerciaux, tels que n-MOSFET 3N171 et le p-MOSFET 3N163 et des dispositifs encapsulés sous boîtiers à 64 pins PGA avec une épaisseur d'oxyde de 40 et 12 nm respectivement. Le courant de pompage de charge du dispositif MOS donné est d'abord mesuré

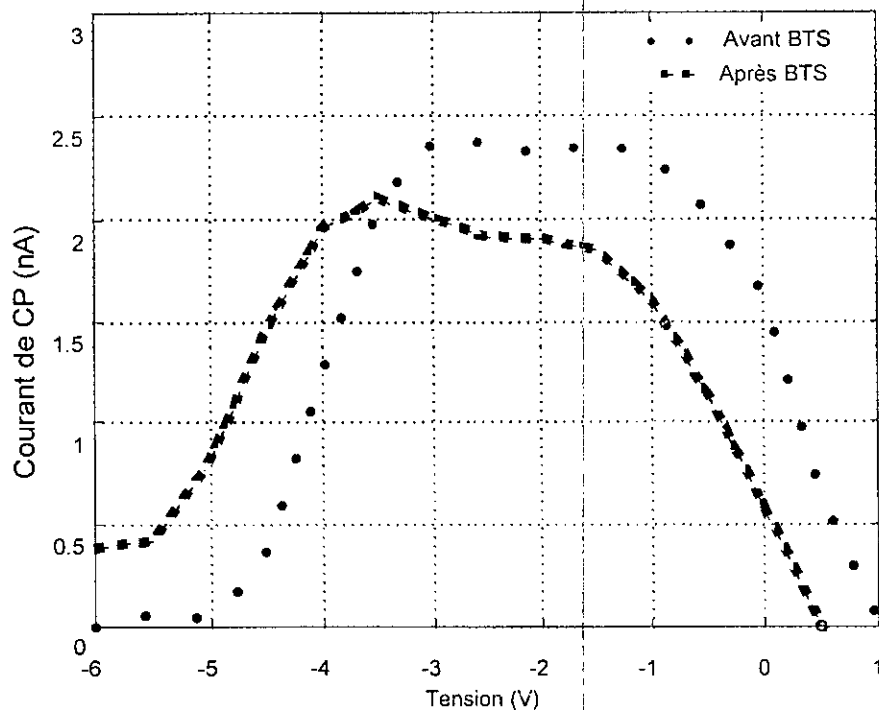


Fig. 3.12 Courant de pompage de Charge en fonction de la tension de la grille de nMOSFET.

avant l'application du stress. La structure MOS est en suite chauffée à une température pouvant aller jusqu'à 200°C et maintenue à cette température pendant une période d'environ 30 minutes, suffisamment longue pour s'assurer que tous les ions disponibles à une température donnée dérivent complètement à l'autre interface d'oxyde. En même temps une polarisation positive de 5 V suffisante pour produire un champ électrique d'oxyde de l'ordre 2 MV/cm est appliquée à la grille. Après exposition du dispositif MOS à une température élevée et à un champ électrique élevé pendant la période exigée, il est refroidi à la température ambiante pour qu'aucune nouvelle redistribution de charge n'ait lieu pendant la deuxième mesure du courant de pompage de charge. Le décalage du potentiel de bande plate entre la courbe du courant de pompage de charge avant et après le stress de température et de polarisation est partiellement dû à l'effet d'ions mobiles dérivés sous une température donnée. Le décalage du potentiel de bande plate peut être employé pour déterminer la concentration d'ions mobiles dans l'oxyde du dispositif MOS. Le décalage de potentiel de bande plate qui est du au stress BTS a été mesuré par pompage de charge comme indiqué dans les figures 3.12 et 3.13. Ce décalage est dû à l'effet total du

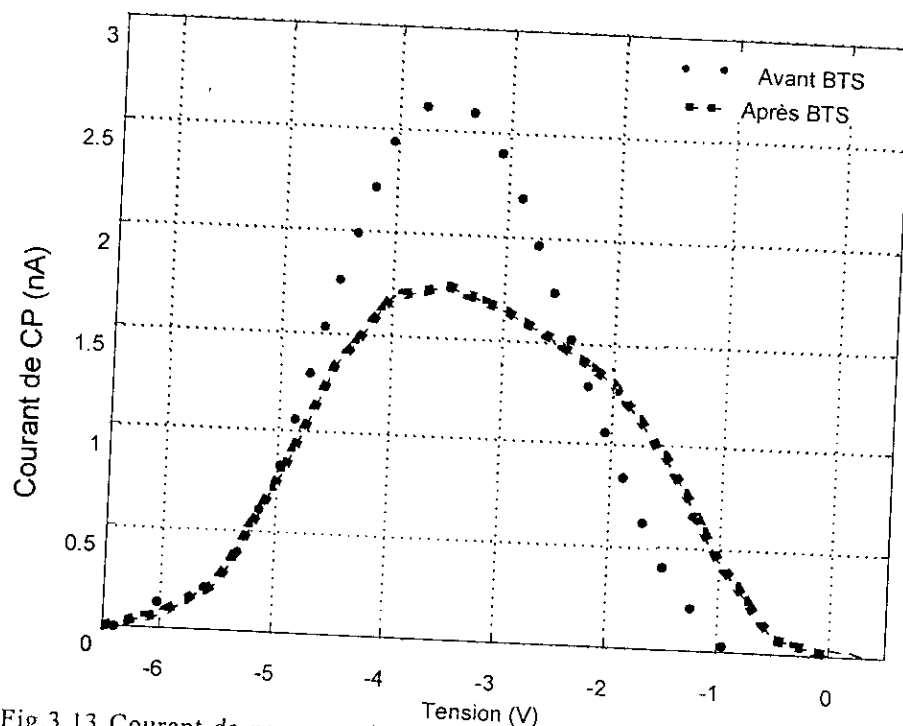


Fig.3.13 Courant de pompage de Charge en fonction de la tension de la grille de pMOSFET.

changement des charges d'oxyde qui constituent la contribution des charges ioniques mobiles et celle des charges d'oxyde piégées. Il peut être noté qu'il y a un décalage dans la tension de bande plate et une variation d'amplitude du courant maximal I_{CP} . Ces phénomènes peuvent être employés pour calculer la variation de la densité de charges d'oxyde piégées et la quantité d'ions mobiles. Cette séparation de la densité d'ions mobiles de la densité de charges d'oxyde piégées ne peut pas être examinée dans le cas de la technique HFC-V. A l'aide des courbes obtenues de MOSFET'S différent et l'Eq. (3.26), le nombre total des ions mobiles peut être calculé comme donné dans le tableau 4.1. En plus, ce tableau montre aussi les valeurs de décalages du potentiels de bande plate pour les différents dispositifs comme obtenus par la présente méthode et leur comparaison avec ceux obtenus par la méthode CV.

Tableau 3.1. Les valeurs des décalages de potentiels de bande plate et la quantité d'ions mobiles des différents dispositifs.

Dispositifs	ΔV_{fb} utilisant CP (V)	ΔV_{fb} utilisant CV (V)	ΔI_{cp} (nA)	$Q_m 10^{12}$ (C.cm ⁻²)
PMOSFET	0.50	0.45	0.8	4.44
NMOSFET	0.62	0.50	0.4	4.75

Les résultats de la d.i.m obtenus par la mesure du courant de pompage de charge sous la contrainte de la température et de la polarisation sont tout à fait fiables et ne sont affectés par aucune erreur de mesure de V_{fb} qui peut être causée par le niveau de la densité de piège à l'interface Si-SiO₂. Il en est ainsi parce que dans la technique de pompage de charge, toute variation de niveau de la densité de pièges peut être mesuré séparément et son effet peut être soustrait de la mesure de décalage de V_{fb} . On peut noter que les contraintes BTS induisant de petite variation dans le niveau de densité de pièges d'oxyde, ainsi, le courant maximal I_{CP} change un peu avant et après l'application du stress. Il peut aussi être noté que le décalage de la tension de bande plate a une valeur inférieure quand la même quantité d'ions est présente dans un oxyde plus mince.

Détermination Théorique de la Distribution Des Ions Mobiles

Ce travail présente quatre approches théoriques fondamentales de la distribution des ions mobiles dans les couches d'oxyde. Les trois premières approches sont basées sur l'utilisation directe ou indirecte de l'équation de transport d'ions utilisant différents mécanismes physiques. Alors que le dernier modèle est basé sur l'idée que la concentration d'équilibre des ions est obtenue, quand les forces combinées, notamment de la diffusion thermique et des champs électriques internes et externes, deviennent suffisantes pour fournir l'énergie d'activation nécessaire aux ions pour surmonter le potentiel efficace.

4.1 Introduction

Le fait même que les ions mobiles dans l'oxyde de structures MOS puissent subir une dérive sous l'influence de stress thermo - électrique, a conduit les scientifiques à l'idée que ces ions mobiles peuvent atteindre une distribution de densité d'équilibre sous une condition donnée de température de traitement. En conséquence quelques approches théoriques [60, 63, 64,83] ont été faites pour obtenir cette distribution de densité d'équilibre d'ions mobiles. Toutes ces approches ont été faites sous certaines hypothèses simplificatrices et limitatives. Les suppositions de simplification, qui sont communes à tous les travaux théoriques, sont :

- 1) La couche d'oxyde de structure MOS doit être uniforme, de petite épaisseur comparée au diamètre de l'électrode de grille, pour que le problème puisse être traité suivant une seule dimension.
- 2) Il n'y a aucun échange de charge entre la couche d'oxyde et les électrodes (bloquantes).
- 3) Une charge non compensée d'ions mobiles positifs existe dans la couche d'oxyde. Il n'y a ni génération de charge ni recombinaison dans la couche d'oxyde.
- 4) Les variations du champ électrique appliqué doivent être telles que les ions mobiles soient toujours capables d'atteindre leur distribution d'équilibre.

Quatre approches [13,73,77, 93,94,87] fondamentales dans le développement théorique de la d.i.m dans les couches diélectriques sont présentées.

4.2. Modèle de Chou [73]

La première tentative théorique de résolution du problème de la d.d.i.m dans les couches diélectriques a été faite par Grove [85]. En fait, il a étendu l'équation de flux utilisée par Snow et al [9] pour étudier le transport d'ion dans les films diélectriques. En présence de gradient de concentration et de champ électrique E dans le film diélectrique, l'équation du flux d'ions, F, peut être écrite comme suit

$$F = -D\left(\frac{\partial N(x,t)}{\partial x}\right) + \mu EN(x,t) \quad (4.1)$$

où D et μ sont respectivement le coefficient de diffusion et la mobilité des ions mobiles à une profondeur x mesurée depuis l'interface de métal - oxyde. Une combinaison de l'Eq. (4.1) avec l'équation de continuité, $\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial x}$, donnera l'équation de concentration d'ions dans l'oxyde en fonction du temps,

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 N(x,t)}{\partial x^2} \right) - \mu \left(\frac{\partial EN(x,t)}{\partial x} \right). \quad (4.2)$$

Pour un potentiel appliqué V_A , un équilibre statique d'ions mobiles est établi quand $\frac{\partial N}{\partial t} = 0$. On a donc,

$$\frac{\partial^2 N(x,t)}{\partial x^2} - \mu \left(\frac{\partial EN(x,t)}{\partial x} \right) = 0 \quad (4.3)$$

Puisqu'aucun ion mobile ne traverse la limite en raison blocage par les électrodes on a :

$$F(x,t) = 0 \quad \text{à } x=0 \quad \text{et } x=t_{ox} \quad (4.4a)$$

ou,

$$D \left(\frac{\partial N(x)}{\partial x} \right) - \mu EN(x) = 0 \quad \text{à } x=0 \quad \text{et } x=t_{ox} \quad (4.4b)$$

où, t_{ox} est l'épaisseur de l'oxyde.

L'intégration de l'Eq. (4.3) entre 0 et x avec l'application de la condition limite (Eq.(4.4)) donne l'équation différentielle suivante

$$D \left(\frac{dN(x)}{dx} \right) - \mu (EN(x)) = 0 \quad (4.5)$$

En vertu du rapport d'Einstein, $\frac{\mu}{D} = \frac{q}{kT}$, l'Eq. (4.5) devient

$$\frac{kT}{q} \frac{dN(x)}{dx} - EN(x) = 0 \quad (4.6)$$

La substitution standard de $dy = \frac{d(N(x))}{N(x)}$ dans Eq. (4.6) donne

$$\frac{kT}{q} \frac{dy}{dx} - E(x) = 0 \quad (4.7)$$

et

$$\frac{kT}{q} \frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{dE(x)}{dx} \quad (4.8)$$

La combinaison de l'Eq. (4.8) avec l'équation de Poisson,

$$\frac{dE(x)}{dx} = \frac{q}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} N(x) \quad (4.9)$$

donne une nouvelle équation différentielle avec la distribution d'ion $N(x)$ comme suit :

$$2 \frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{1}{k_1} (N(x) - N_o) \quad (4.10)$$

où

$$k_1 = \frac{kT \epsilon_o \epsilon_{ox}}{2q^2} \quad (4.11)$$

et L_D est la longueur Debye qui peut être écrite comme

$$L_D = \sqrt{\frac{kT \epsilon_o \epsilon_{ox}}{q^2 N}} \quad (4.12)$$

En mettant $\frac{dy}{dx} = v$, Eq. (4.10) peut être réduite à

$$k_1 d(v^2) = (e^y - 1) dy \quad (4.13)$$

L'utilisation de la relation

$$2 \frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{d}{dy} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \quad (4.14)$$

avec l'équation (4.13) donne

$$\int_{v_o}^v k_1 dv^2 = \int_{y_o}^y (e^y - 1) dy \quad (4.15)$$

où,

$$k_1 v^2 = k_1 v_o^2 + e^y - e^{y_o} - (y - y_o) \quad (4.16a)$$

et,

$$v \sqrt{k_1} = [k_1 v_o^2 + e^y - e^{y_o} - (y - y_o)]^{\frac{1}{2}} \quad (4.16b)$$

L'intégration de l'Eq. (4.15) conduit à

$$\int_{y_o}^y [k_1 v_o^2 + e^y - e^{y_o} - (y - y_o)]^{\frac{1}{2}} dy = \frac{x}{\sqrt{k_1}} \quad (4.17)$$

L'équation (4.17) ne peut pas être intégrée analytiquement. Cependant, même numériquement Chou ne pouvait pas résoudre cette équation différentielle pour obtenir une courbe de distribution d'ions mobiles quelconque [60]. Cette approche ne peut pas donner une idée sur la solution finale ; par conséquent, l'analyse de Chou reste seulement suggestive plutôt que conclusive pour

obtenir des profils de densité d'ions mobiles concrets. De plus, Chou suppose la présence d'ions immobiles négatifs dans ce traitement. Marciniak et Przewlocki [63] utilisent la méthode de Chou en considérant seulement la présence d'ions mobiles positifs avec une procédure mathématique différente et une analyse pour résoudre l'équation différentielle de Chou.

4.3. Modèle de Tengena

L'approche théorique qui suit est due à Tengena et al [64]. Bien qu'ils aient employé une idée physique différente pour obtenir l'équation de base, l'équation résultante reste inchangée, et est similaire à celle employée par Chou. Tangena et al. supposent que à l'état d'équilibre de la distribution de densité, le potentiel électrochimique $\overline{\mu}_{ion}$ d'un ion doit avoir la même valeur partout dans l'oxyde

$$\overline{\mu}_{ion} = E_o + q(V(x)) + kT \ln \left[\frac{N(x)}{N_o} \right] = const \quad (4.18)$$

où E_o dénote le niveau d'énergie des ions positifs dans l'oxyde, q la charge électronique, $V(x)$ le potentiel électrique à x , k la constante de Boltzmann, T la température absolue et N_o la densité totale des états d'énergie qui sont disponibles pour les ions dans l'oxyde. En fait, la distribution d'énergie E correspondant au troisième terme à droite de l'Eq. (4.18) est supposée suivre la loi de Boltzmann pour que

$$N(x) = N_o \exp \left[\frac{-E(x)}{kT} \right] \quad (4.19)$$

L'équation (4.19) fournit la valeur du troisième terme du côté droit de l'Eq. (4.18) dont la dérivée est exprimée comme suit :

$$q \frac{dV(x)}{dx} + \frac{kT}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} = 0 \quad (4.20)$$

En substituant le champ électrique $E(x)$ par le gradient négatif du potentiel, l'Eq. (4.20) devient,

$$\frac{kT}{q} \frac{dN(x)}{dx} - E(x)N(x) = 0 \quad (4.21)$$

L'équation (4.21) est combinée avec l'équation de Poisson (4.9). Contrairement aux méthodes de Chou [60], et Marciniak et Przewlocki [76], Tangena et al. éliminent $N(x)$ dans l'oxyde et trouvent

$$\frac{kT}{q} \frac{d^2 E(x)}{dx^2} - E(x) \frac{dE(x)}{dx} = 0 \quad (4.22)$$

L'intégration de l'Eq. (4.22) donne

$$\frac{2kT}{q} \frac{dE(x)}{dx} - E^2(x) = C_1 \quad (4.23)$$

où C_1 est une constante d'intégration. L'équation (4.23) peut être mise sous la forme

$$\frac{2kT}{q} \int dx \frac{dE(x)}{dx} - \int dx E^2(x) = C_1 \int dx = C_1 x \quad (4.24)$$

Le côté gauche de l'Eq. (4.24) est une intégrale standard avec trois solutions différentes selon la valeur de la constante d'intégration C_1 . Il est supposé que seulement le cas $C_1 > 0$ est important tandis que les autres cas, quand $C_1 \leq 0$, correspondent à la situation quand les ions sont placés à l'une des interfaces. Donc, Tangena et al [64] résolvent l'équation (4.24) seulement dans le cas $C_1 > 0$ et obtiennent une solution

$$\frac{2kT}{q} \left[\frac{1}{(C_1)^{\frac{1}{2}}} \arctan\left(\frac{E(x)}{(C_1)^{\frac{1}{2}}}\right) \right] + C_2 = x \quad (4.25)$$

où C_2 est une autre constante d'intégration. L'équation (4.25) peut être réécrite comme suit :

$$E(x) = \frac{2akT}{q} \tan(ax + b) \quad (4.26)$$

où

$$a = \frac{q(C_1)^{\frac{1}{2}}}{2kT} \quad (4.27)$$

et

$$b = \frac{q(C_1)^{\frac{1}{2}}}{2kT} C_2 \quad (4.28)$$

La Combinaison de l' Eq. (4.26) avec l'équation de Poisson, la distribution de la d.i.m peut être exprimée par

$$N(x) = \frac{2kT\epsilon_o\epsilon_{ox}}{q^2} \frac{a^2}{\cos^2(ax+b)} \quad (4.29)$$

Les valeurs de deux constantes "a" et "b" ont été obtenues en utilisant la condition aux limites :

$$\int_0^{ox} E(x)dx = -V_A \quad (4.30)$$

et

$$\epsilon_o\epsilon_{ox} \int_{E(0)}^{E(ox)} dE = Q_{tot} \quad (4.31)$$

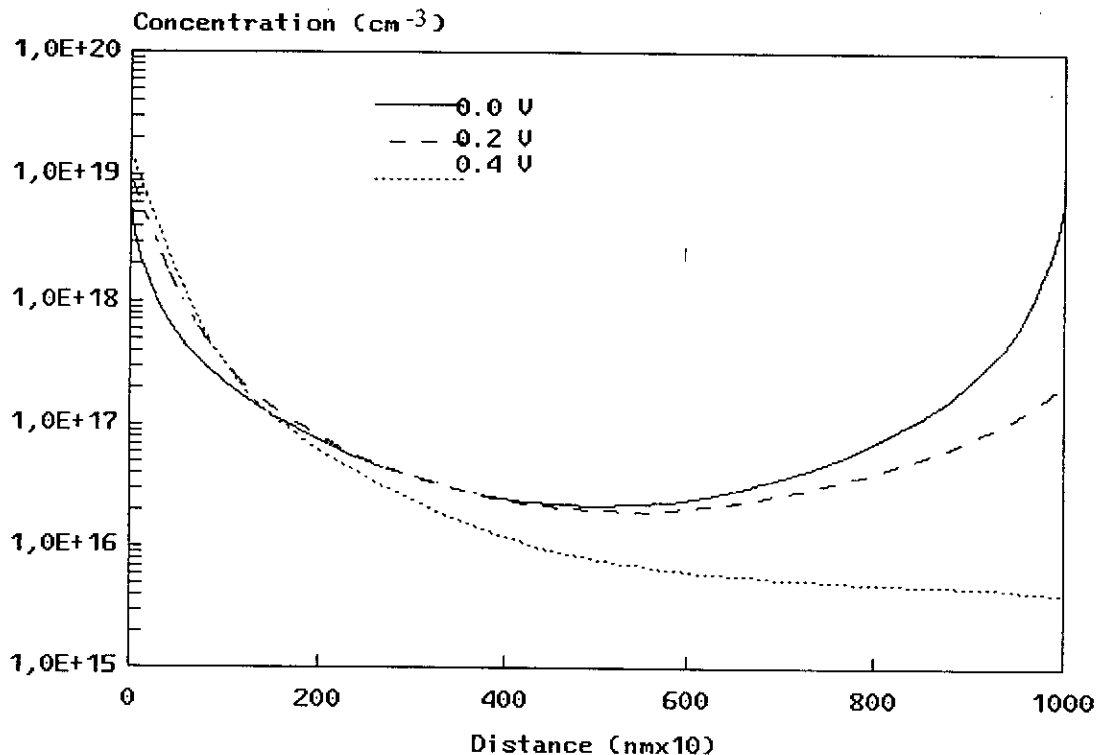


Fig. 4.1 La distribution de la d.i.m $N(x)$ dans l'oxyde pour différentes tensions appliquées ($T=250^{\circ}\text{C}$).

La solution graphique de l'Eq. (4.29), obtenue pour certains paramètres du dispositif considéré, est montrée dans la figure 4.1. Cependant les résultats indiqués dans la figure 4.1 souffrent d'une ambiguïté, quand en augmentant le potentiel de grille à la valeur la plus positive, la courbe est décalée vers l'interface Métal - Oxyde au lieu de l'interface Oxyde - Silicium. Cela peut être attribué partialement aux conditions limites utilisant une valeur du potentiel et de la charge

d'oxyde supposées. En fait le potentiel efficace dans l'oxyde peut être assez différent de celui du potentiel appliqué. De plus, la méthode ne donne pas la raison pour la quelle seulement une certaine partie de l'énergie de l'ion mobile suit la loi Boltzmann. En outre, la méthode ne donne aucune explication concernant l'effet séparé de différentes forces qui agissent sur les ions.

4.4. Modèle de Romanov

Romanov et al. [83] tirent la distribution d'équilibre de la d.i.m dans l'oxyde de la structure MOS en partant du traitement théorique de l'équation de la densité de courant (Eq.A.6)

$$j = -qD \frac{dN(x)}{dx} + q\mu E(x)N(x) \quad (4.32)$$

Ils ont considéré dans une couche d'oxyde avec des frontières imperméables aux ions, que l'état d'équilibre peut avoir lieu seulement pour $j=0$. Ils ont combiné l'Eq. (4.32) avec l'équation de Poisson (4.9) et obtenu la relation suivante :

$$\frac{d^2 E(x)}{dx^2} = \frac{q}{kT} \frac{E(x)dE(x)}{dx} \quad (4.33)$$

En fait, ils ont résolu l'équation (4.33) pour obtenir la distribution des champs électriques :

$$E(x) = \sqrt{\frac{2kT}{qC_1}} \tan \left[\sqrt{\frac{C_1 q}{2kT}} (x + C_2) \right] \quad (4.34)$$

Où C_1 et C_2 sont des constantes d'intégration. L'équation (4.34) combinée avec l'équation de Poisson (4.9) donne :

$$N(x) = \frac{\epsilon_o \epsilon_{ox} C_1}{q} \cos^{-2} \left[\sqrt{\frac{C_1 q}{2kT}} (x + C_2) \right] \quad (4.35)$$

Les conditions suivantes aux limites sont exprimées en termes du potentiel $V(x)$ et de charge totale d'oxyde Q_{tot}

$$q \int_0^{t_{ox}} N(x) dx = Q_{tot} \quad (4.36)$$

$$V(0) = V_A \quad (4.37a)$$

$$V(t_{ox}) = 0 \quad (4.37b)$$

Pour le cas $C_1 > 0$, les équations suivantes donnent les constantes d'intégration C_1 and C_2

$$\frac{Q_{tot}}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} = \sqrt{\frac{2kT}{q}} \left\{ \tan \left[\sqrt{\frac{C_1 q}{2kT}} (t_{ox} + C_2) \right] - \tan \left[C_2 \sqrt{\frac{C_1 q}{2kT}} \right] \right\} \quad (4.38)$$

$$V_A = \frac{2kT}{q} \text{Ln} \frac{\text{Cos} \left[C_2 \sqrt{\frac{C_1 q}{2kT}} \right]}{\text{Cos} \left[\sqrt{\frac{C_1 q}{2kT}} (t_{ox} + C_2) \right]} \quad (4.39)$$

La résolution des équations donnant la valeur de C_1 et C_2 a été faite aussi pour les autres cas correspondant aux conditions $C_1 \leq 0$. Les valeurs des constantes d'intégration ainsi obtenues sont utilisées dans l'Eq. (4.35) pour obtenir les profils de distribution de densité des ions mobiles pour certaines valeurs supposées de V_A que l'on montre dans la figure 4.2. Bien que les résultats obtenus par leur méthode montrent plus de cohérence en ce qui concerne la variation du potentiel de grille en comparaison avec ceux du modèle de Romanov et al, néanmoins des résultats quantitatifs précis. Par exemple, les profils de densité indiqués dans la figure 4.2 correspondent à certaines valeurs supposées du potentiel d'oxyde V_A . Tout comme la précédente, cette méthode n'est pas capable de donner la valeur précise de la densité des ions mobile pour un dispositif donné. En outre, elle n'éclaire pas sur l'effet séparé des forces différentes internes et externes agissant sur les ions mobiles.

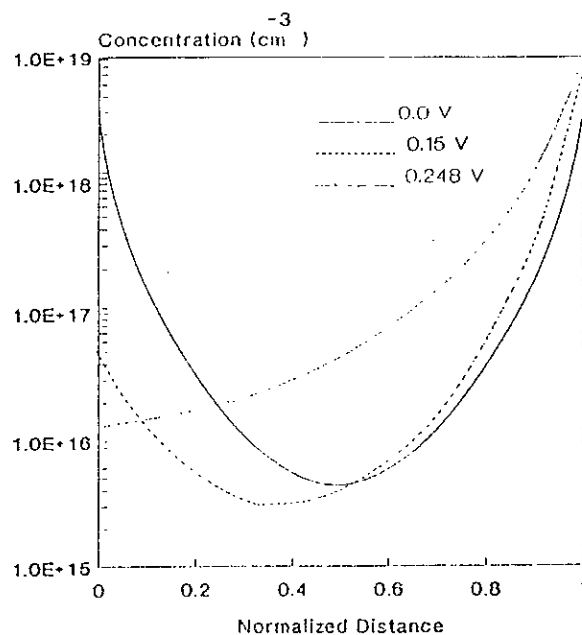


Fig.4.2 Les profils de densité à certaines valeurs supposées du potentiel d'oxyde V_A .

4.5 Modèle Analytique de la d.i.m

Contrairement aux études précédentes, notre modèle théorique [13] est basé sur l'hypothèse que la concentration d'équilibre d'ions mobiles est atteinte dans l'oxyde lorsque toutes les forces de mobilisation deviennent suffisantes pour fournir l'énergie d'activation nécessaire aux ions pour surmonter le potentiel efficace. Ces forces de mobilisation sont de différentes origines, telles que : la diffusion thermique et les champs électriques internes et externes. Toutes ces forces, agissant sur un ion simple, ont été obtenues indépendamment en utilisant des considérations fondamentales et enfin elles sont combinées pour obtenir la distribution de densité d'ions à l'état d'équilibre.

4.5.1 Théorie

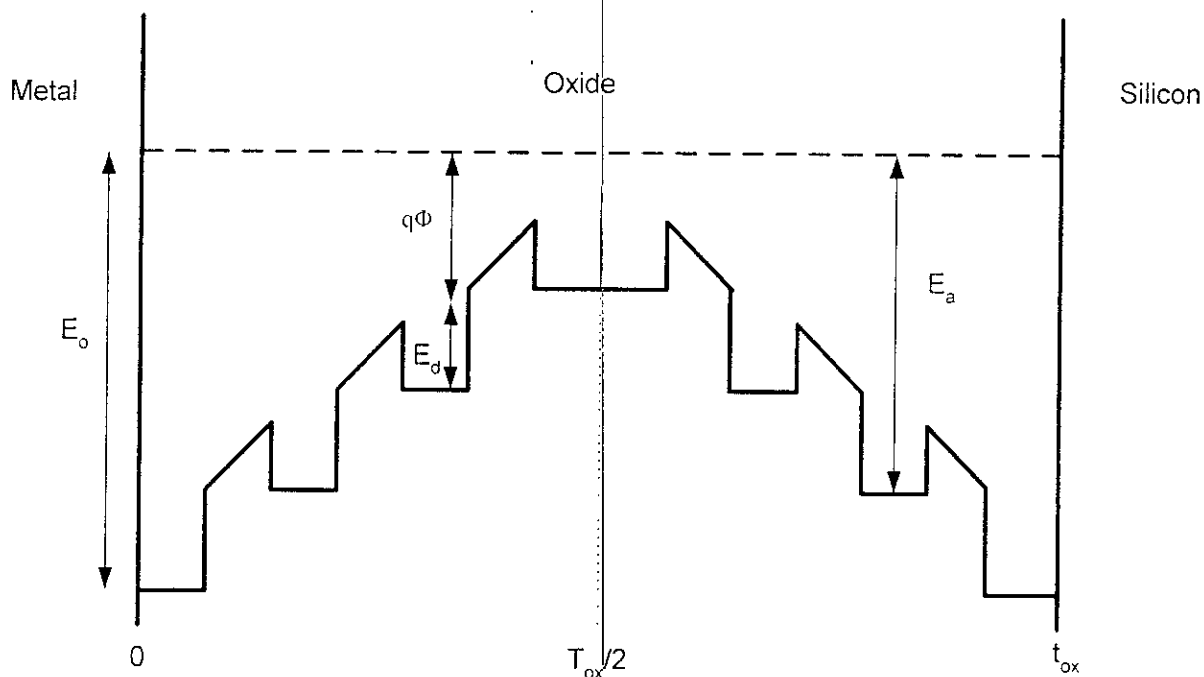


Fig. 4.3 L'énergie effective développée E_a dans l'oxyde [13].

Dans le cas où les ions mobiles seraient introduits depuis l'interface métal - oxyde, on suppose au départ tous ces ions concentrés à $x=0$. Cette concentration excessive d'ions positifs à $x=0$ provoque deux forces, une force F_1 due au champ électrique interne et l'autre force F_2 due à la diffusion thermique. Ces deux forces combinées F_1 et F_2 sont assez grandes au début pour permettre aux ions de surmonter la barrière de potentielle existante à l'interface métal - oxyde et de se mobiliser avec une énergie suffisante pour surmonter l'énergie de piège E_d comme indiqué

dans la figure 4.3. L'énergie thermique distribuée suivant une loi de Boltzmann, pourvoira toujours une certaine fraction d'ions d'une énergie suffisante pour surmonter E_d répondre à l'influence de la force $F_1 + F_2$. Cela doit tendre, bien que lentement, vers une distribution de densité d'équilibre d'ions mobiles même à la température ambiante. Cependant, à une température élevée, certain nombre d'ions possèdent l'énergie thermique nécessaire pour atteindre l'équilibre plus rapidement. Pendant cette tendance vers l'équilibre, quelques ions positifs dériveront plus profondément dans l'oxyde sous l'action des forces F_1 et F_2 . Ce processus continue jusqu'à ce que la somme des forces F_1 et F_2 aura une valeur suffisante pour surmonter la barrière locale ϕ . Cela marque la condition de distribution de densité d'équilibre d'ions positifs. Donc, ce modèle nécessite l'évaluation des forces F_1 , F_2 et la barrière potentielle ϕ . Il est important de mentionner que la force F_1 est le gradient de concentration d'ions positifs donnée par [14]

$$F_1 = -\frac{q^2}{2\varepsilon_o\varepsilon_{ox}} \frac{\partial N(x)}{\partial x} (L_D)^2. \quad (4.40)$$

Une autre force F_2 due à la diffusion thermique, est dans la même direction que celle causée par le gradient de concentration. Cette force peut être obtenue à partir des considérations cinétiques et est écrite comme suit :

$$F_2 = \frac{kT}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} \quad (4.41)$$

Les forces F_1 et F_2 jouent un rôle tout à fait important dans l'établissement de la distribution d'équilibre de la d.i.m. une fois ces ions introduits dans l'oxyde. Puisque ces ions demandent assez d'énergie d'activation pour se déplacer d'une place à une autre, le processus pour atteindre cette distribution d'équilibre ne peut pas être aussi rapide qu'il le serait si les ions étaient complètement libres ou dans la condition de stress thermo-électrique. Comme cité précédemment, l'énergie d'activation totale E_a est composée de deux parties. La première est nécessaire pour surmonter l'énergie de piège E_d qui est constante partout dans la largeur de la couche d'oxyde et l'autre partie est nécessaire pour surmonter la barrière d'énergie $q\phi$ qui varie avec la position de l'ion. Alors que la première partie E_d est fournie par l'énergie thermique de l'ion et l'autre partie $q\phi$ par les forces de mobilisation. Cependant, en pratique, il existe deux autres types de charges autres que les ions mobiles dans l'oxyde, comme, la charge d'oxyde fixée et la charge d'interface piégée. Ainsi quand une tension V_A est appliquée et ces charges d'oxyde

participent à la construction de la barrière potentielle ϕ , leurs effets peuvent être combinés pour former une autre force de mobilisation nommée F_3 . La force de mobilisation F_3 peut être exprimée comme suit [14] :

$$F_3 = \frac{q(V_A - V_F)}{t_{ox}} \quad (4.42)$$

où V_F est la tension de la grille efficace négative due aux charges d'oxyde autre que les ions mobiles.

Ainsi la vitesse d'évolution de la d.i.m pour atteindre l'équilibre, dépend du champ électrique externe (la tension appliquée) et de l'énergie thermique (la température) de l'oxyde. Evidemment pour un champ électrique externe et une température élevée, cette évolution vers l'équilibre de la d.i.m est plus rapide. En tout cas, la distribution d'équilibre de la d.i.m est atteinte lorsque la résultante F_4 des forces F_1 , F_2 et F_3 égale et dépasse l'énergie de barrière telle que

$$F_1 + F_2 + F_3 = F_4 \quad (4.43)$$

Pour évaluer la force F_4 nécessaire pour surmonter la barrière de potentielle ϕ , il est essentiel de savoir comment la barrière ϕ varie avec la profondeur de l'oxyde mesuré depuis l'interface métal - oxyde à $x = 0$. Ceci peut être connu, en supposant que les pièges positivement chargés, qui sont responsables de la création de la barrière potentielle ϕ , ont une densité uniforme N_t le long de l'épaisseur de l'oxyde. Le potentiel ϕ de chaque point à la position x de l'interface métal-oxyde, peut être facilement obtenu en résolvant l'équation de Poisson dans des conditions appropriées aux limites. A la lumière des discussions précédentes, ces conditions de limites peuvent être fixées tels que le potentiel électrique ϕ et le champ électrique $E = -\frac{d\phi}{dx}$ soient tous les deux nuls à $x = \frac{t_{ox}}{2}$. Dans ce cas le potentiel peut être écrit comme suit [14]:

$$\phi = \frac{-qN_t}{2\epsilon_o\epsilon_{ox}} \left(\frac{t_{ox}}{2} - x \right)^2 \quad (4.44)$$

En égalisant $q\phi$ à $(E_a - E_d)$, on obtient :

$$(E_a - E_d) = \frac{-q^2 N_t}{2\epsilon_o\epsilon_{ox}} \left(\frac{t_{ox}}{2} - x \right)^2 \quad (4.45)$$

La valeur maximale $(E_a - E_d)$ se trouve à $x=0$ et peut être écrite comme

$$(E_a - E_d)_{x=0} = E_0 - E_d = \frac{-q^2 N_i t_{ox}^2}{8 \epsilon_o \epsilon_{ox}} \quad (4.46)$$

En combinant l'équation (4.45) avec l'Eq. (4.46), on aura l'expression suivante de l'énergie d'activation E_a :

$$E_a(x) = (E_0 - E_d) \left(1 - 2 \frac{x}{t_{ox}} \right)^2 + E_d \quad (4.47)$$

La force F_4 , nécessaire pour fournir cette énergie d'activation E_a , peut être exprimée comme suit :

$$F_4 = - \frac{dE_a(x)}{dx} = \frac{4(E_0 - E_d)}{t_{ox}^2} (t_{ox} - 2x) \quad (4.48)$$

Après substitution des Eqs. (4.39), (4.40), (4.41) et (4.47) dans l'équation (4.42), celle-ci donne la distribution d'équilibre d'ions mobiles dans l'oxyde

$$\frac{q(V_A - V_F)}{t_{ox}} - \frac{q^2 L_D^2}{2 \epsilon_o \epsilon_{ox}} \frac{dN(x)}{dx} + \frac{kT}{N(x)} \frac{dN(x)}{dx} = \frac{4(E_0 - E_d)}{t_{ox}^2} (t_{ox} - 2x) \quad (4.49)$$

L'utilisation de l'expression de longueur Debye (Eq. (4.12)) et l'intégration de l'équation sous la

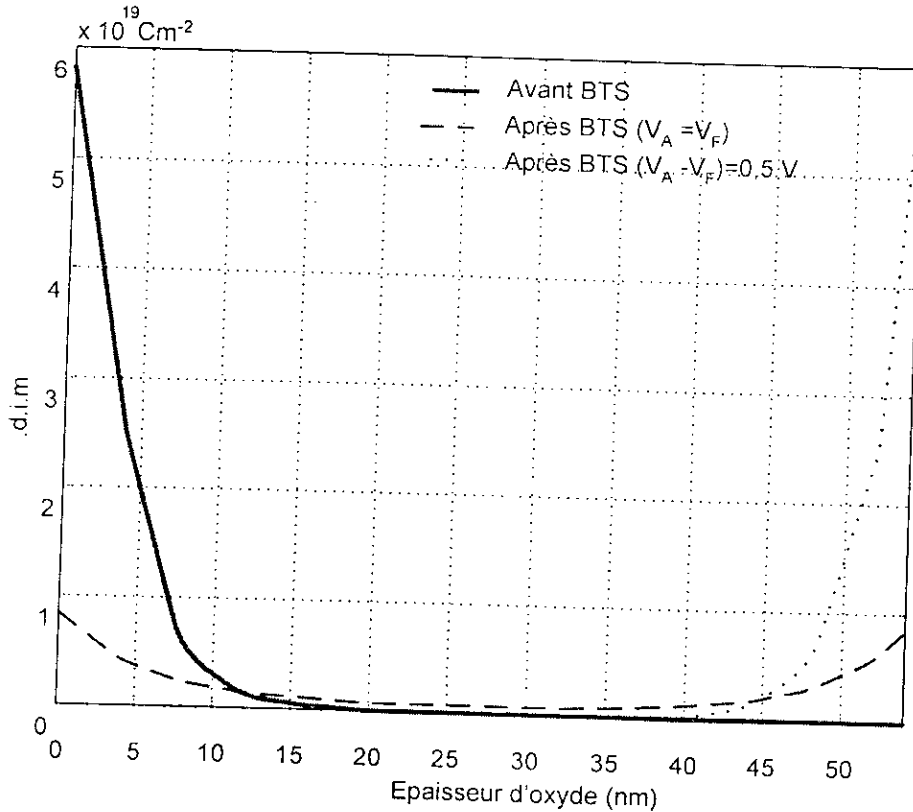


Fig. 4.4 Courbes théoriques de la d.d.i.m à $T=300$ K et $(No)_{tot} = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et l'épaisseur d'oxyde 54 nm.

condition de limite $N(x) = N_0$ à $x=0$, donne l'expression suivante de la distribution de densité d'équilibre d'ions mobiles :

$$N(x, V) = N_0 \cdot \exp\left(A \cdot (x^2 - x t_{ox}) + B(V_A - V_F)x\right) \quad (4.50)$$

où,

$$A = \frac{8(E_0 - E_d)}{3kT t_{ox}}$$

et,

$$B = \frac{2q}{3kT t_{ox}}$$

k est la constante de Boltzmann, T la température, E_d l'énergie de piège, E_0 l'énergie d'activation à l'interface, et N_0 le nombre total de la charge par unité de section et V_A la tension appliquée.

L'équation (4.50) peut être employée pour obtenir le profil de concentration ($N(x)$ courbe) d'ions mobiles le long de l'épaisseur d'oxyde. Les courbes théoriques de la distribution de densité d'ions mobiles, comme obtenu à l'aide de l'Eq. (4.50), sont données dans la figure 4.4 à $T=300$ K et $(N_0)_{tot} = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et une épaisseur d'oxyde de 54 nm, pour les valeurs de tension efficace appliquée ($V_A - V_F$) de -0.5 V à 0.5 V. Pour des valeurs positives, les courbes théoriques de la d.d.i.m ont une forme presque exponentielle au départ et à une distance éloignée de l'interface métal - oxyde, elles chutent rapidement. Cependant, comme la tension de grille efficace ($V_A - V_F$) devient de plus en plus positive, la concentration des ions commence à croître à l'interface SiO_2 -Si et la courbe de distribution prend une forme en U. Finalement quand ($V_A - V_F$) atteint une valeur suffisamment positive, la courbe de distribution montre une augmentation exponentielle d'ions à l'interface Si-SiO₂.

4.5.2 Vérification Expérimentale

Pour comparer les résultats du présent modèle analytique avec les résultats expérimentaux, il serait préférable d'obtenir une expression de $(N(x))_{tot}$, facilement obtenue à l'aide de l'Eq. (4.50). Donc, on aura l'expression suivante de $(N(x))_{tot}$ peut être écrite :

$$(N(x))_{tot} = \frac{1}{t_{ox} - x} \int_x^{t_{ox}} N(x) dx \quad (4.51)$$

En outre, le décalage de la tension de bande plate ΔV_{fb} due à l'introduction de charges mobiles dans l'oxyde, distribuées selon le profil $N(x)$ donné par l'Eq. (4.50), peut être écrit comme :

$$\Delta V_{fb} = \frac{q}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} \int_0^{ox} xN(x)dx \quad (4.52)$$

L'équation (4.51) obtenue peut donner la distribution de la d.i.m, en fonction des paramètres de dispositif MOS et des constantes physiques connues. Les courbes obtenues (voir la figure 4.4) sont en accord avec les résultats déjà publiés [10, 13, 85, 86]. La cohérence, avec laquelle les résultats théoriques sont en accord avec les mesures montre la validité du modèle analytique de la d.d.i.m dans l'oxyde des structures MOS.

4.6. Conclusion

Presque toutes les approches théoriques ci-dessus sont basées sur l'utilisation directe ou indirecte de l'équation de transport d'ion qui a été obtenue selon des modèles employant différentes idées physiques. L'équation de transport d'ions ainsi obtenue est couplée avec l'équation de Poisson dans toutes ces méthodes afin d'obtenir une équation différentielle, soit en fonction du champ électrique ou en fonction de la densité d'ions. Ces méthodes diffèrent dans l'analyse pour résoudre l'équation différentielle et pour obtenir les profils de densité d'ions mobiles. L'équation différentielle ainsi obtenue est soit non résolue complètement comme dans la première approche où elle est résolue sous certaines conditions aux limites utilisant une valeur supposée des paramètres comme le potentiel, le champ électrique ou la charge dans l'oxyde. Ainsi aucune des études n'est capable de donner la distribution précise pour un dispositif donné sous une condition de traitement de température donnée. En outre, toutes les méthodes antérieures ne pouvaient séparer les différents effets agissant sur la d.d.i.m. Par contre, notre modèle donne déjà une approche plus détaillée et plus profonde analytiquement en considérant l'influence de toutes les forces internes et externes sur les ions séparément et les combinant ensuite convenablement pour obtenir une expression finale. L'expression ainsi obtenue peut donner la distribution de la d.i.m en fonction des paramètres de dispositif et des constantes physiques connues.

Formulation de la d.d.i.m dans l'Oxyde

Les nouvelles approches présentées dans ce chapitre permettent de déterminer la d.d.i.m dans l'oxyde des structures MOS à l'état d'équilibre. La première approche est effectuée en utilisant une expression générale avec données expérimentales avant et après la dérive d'ions d'une interface à l'autre sous BTS. La deuxième approche exploite une expression empirique déduite de la concentration totale d'ions en fonction du décalage de la tension de bandes plates avant et après l'application du BTS pour différentes distributions supposées.

5.1. Introduction

Il existe quelques méthodes d'évaluation de la concentration d'ions mobiles à partir des mesures [10, 9, 86, 87]. La présente investigation décrit deux méthodes pour la détermination de la densité d'équilibre d'ions mobiles le long de l'épaisseur d'oxyde d'une structure MOS. La première est développée avec l'objectif de déterminer la d.d.i.m à partir des valeurs mesurées de la tension de bande plate du dispositif MOS donné sous différentes conditions telles que avant la contamination / activation, après la contamination / activation et enfin après la dérive d'ions sous le stress BTS [14]. Les résultats expérimentaux des précédentes investigations ont été employées et toutes se rapportent à une distribution Gaussienne. La deuxième, pour la détermination de la d.i.m à l'équilibre, est consistée à employer les valeurs mesurées de la tension de bandes plates sous différentes conditions telles que avant la contamination / activation, après la contamination / activation et ensuite après la dérive d'ions sous BTS [88]. Ceci est réalisé en déduisant une expression de la concentration totale d'ions en fonction de la tension de bande plate pour différents cas de distribution soit rectangulaire, exponentielle et Gaussienne. La valeur calculée de la concentration totale d'ions dans des différentes distributions supposées est alors comparée avec la valeur expérimentale. Les résultats calculés montrent que la distribution Gaussienne et rectangulaire sont en accord avec les résultats expérimentaux comparés à la distribution exponentielle. En outre, un calcul complémentaire employant le modèle analytique de la d.i.m développé, montre aussi une distribution presque gaussienne [13].

5.2. Formulation Générale

Il est généralement admis que la tension de bande plate subit un décalage chaque fois qu'il y a une variation de la concentration ou de la redistribution d'ions mobiles dans l'oxyde. On suppose qu'un dispositif fabriqué dans des conditions parfaites a une concentration insignifiante d'ions mobiles. Un tel dispositif sera considéré comme le dispositif parfait. Si ce dispositif est intentionnellement contaminé par des ions mobiles, comme mentionné dans la section 6.1, la tension de bande plate V_{fb} variera d'une quantité ΔV_{fb} , induite par les ions mobiles complémentaires, exprimée par [81] :

$$\Delta V_{fb} = \int_0^{ox} \frac{\rho(x)x dx}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} \quad (5.1)$$

La quantité ΔV_{fb} dépendra de la d.d.i.m et de la densité volumique d'ions $\rho(x)$ dans l'oxyde. Le décalage de la tension de bande plate ΔV_{fb} peut subir lui-même une variation significative si la distribution d'ions varie dans l'oxyde. La valeur de ΔV_{fb} déterminée immédiatement après la contamination / activation intentionnelle d'ions mobiles est due à la distribution initiale d'ions et sera dénommée ΔV_{fb1} [14].

$$\Delta V_{fb1} = \frac{1}{\epsilon_{ox}\epsilon_o} \int_0^{ox} x\rho(x)dx \quad (5.2)$$

Sous l'effet d'un champ électrique à température élevée [20], les ions mobiles dériveront vers l'interface Si-SiO₂ et le décalage de tension de bande plate résultant est représenté par ΔV_{fb2} [14],

$$\Delta V_{fb2} = \frac{1}{\epsilon_{ox}\epsilon_o} \int_0^{ox} x\rho(-(x-t_{ox}))dx \quad (5.3)$$

Dans les études précédentes, la quantité ΔV_{fb1} a été ignorée en supposant que tous les ions mobiles contaminés sont concentrés à l'interface métal- oxyde puisqu'ils sont sans effet sur la valeur de la tension de bande plate avant la contamination. Après la dérive, ces ions ont été de nouveau considérés comme formant une feuille mince de charge à l'interface Si-SiO₂ donnant naissance à un nouveau ΔV_{fb2} . Cependant, la présente étude est basée sur l'hypothèse que les ions mobiles doivent obéir à la distribution d'équilibre avant et après la dérive plutôt que la concentration sur une feuille mince près de chacune des interfaces, parce qu'une telle distribution d'équilibre est plus réaliste (variance petite mais non nulle). Cette distribution d'équilibre est probablement de forme invariante, i.e a la même forme avant et après la dérive, seule la direction du gradient de concentration change, en fait, l'effet du BTS peut être considéré comme si les ions mobiles étaient introduits depuis l'interface Si-SiO₂ au lieu de l'autre.

La charge totale d'ions Q_{tot} restera constante dans l'oxyde avant et après la dérive et est donnée par

$$Q_{tot} = \int_0^{ox} \rho(x)dx \quad (5.4)$$

5.3 Modèle Empirique de l'Exponentielle Ajustable

Admettant la distribution d'ions mobiles citée ci-dessus, et considérant la forme générale suivante:

$$\rho(x) = \rho(0) \text{EXP}\left(\frac{-x^n}{A}\right) \quad \text{pour } 0 < x < t_{ox} \quad (5.5)$$

où A et n sont des valeurs constants et x la distance mesurée depuis l'interface métal- oxyde. L'équation (5.5) appliquée à la distribution de la d.i.m avant et après la dérive devient

$$\rho(x) = qN_o \text{EXP}\left(\frac{-x^n}{A}\right) \quad (5.6a)$$

et,

$$\rho(x) = qN_o \text{EXP}\left[\frac{(-1)^{n+1}(x-t_{ox})^n}{A}\right] \quad (5.6b)$$

La substitution de l'expression de $\rho(x)$ (5.6) dans les équations (5.2) et (5.4), donne les relations suivantes

$$\Delta V_{fb1} = \frac{qN_o}{\epsilon_{ox}\epsilon_o} \int_0^{ox} x \text{EXP}\left(\frac{-x^n}{A}\right) dx \quad (5.7)$$

et,

$$Q_{tot} = qN_o \int_0^{ox} \text{EXP}\left(\frac{-x^n}{A}\right) dx \quad (5.8)$$

En combinant l'équation (5.7) avec l'équation (5.8), on aura

$$\Delta V_{fb1} = \frac{Q_{tot}}{\epsilon_{ox}\epsilon_o} \frac{\int_0^{ox} x \text{EXP}\left(\frac{-x^n}{A}\right) dx}{\int_0^{ox} \text{EXP}\left(\frac{-x^n}{A}\right) dx} \quad (5.9)$$

De la même façon, le décalage ΔV_{fb2} de tension de bande plate peut être obtenu

$$\Delta V_{fb2} = \frac{Q_{tot}}{\epsilon_{ox}\epsilon_o} \frac{\int_0^{ox} x \text{EXP}\left[\frac{(-1)^{n+1}(x-t_{ox})^n}{A}\right] dx}{\int_0^{ox} \text{EXP}\left[\frac{(-1)^{n+1}(x-t_{ox})^n}{A}\right] dx} \quad (5.10)$$

Les paramètres de distribution n et A peuvent être obtenus numériquement à partir des valeurs de décalage de tension de bande plate ΔV_{fb1} et ΔV_{fb2} mesurées avant et après la dérive et la charge totale d'ions Q_{tot} .

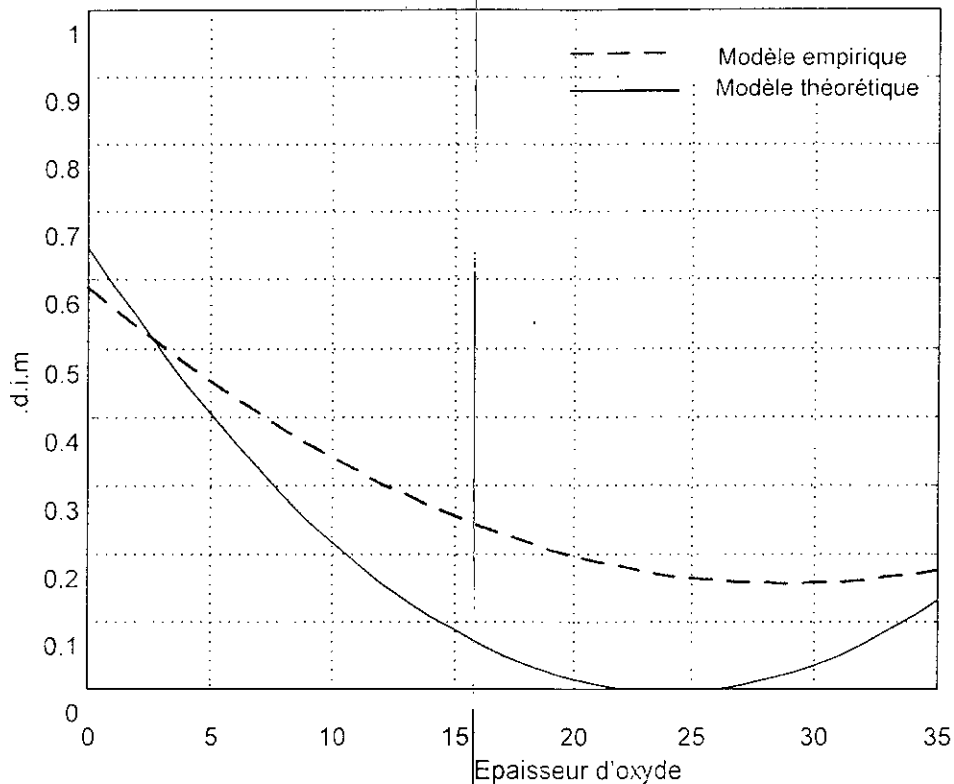


Fig.6.2 Les profils de la d.i.m. de modèle empirique et théorique pour l'oxyde d'épaisseur 35 nm.

5.3.1 Résultats et Discussion

Dans la présente étude, les mesures expérimentales nécessaires pour le calcul sont la capacité haute fréquence en fonction de la tension de polarisation (C-V) d'une structure MOS sous trois conditions comme cités précédemment et la densité totale de charge ionique mobile Q_{tot} . En outre, les données expérimentales publiées sont employées pour une meilleure fiabilité de la comparaison des résultats [9, 87]. Par exemple, Snow et al. [9] ont obtenu les courbes C-V d'une structures MOS à haute fréquence avant et après la contamination employant une solution diluée de NaCl. Les caractéristiques obtenues après la dérive d'ions dans le dispositif contaminé aident à déterminer la densité totale d'ions Q_{tot} de la mesure de charge directe aussi bien que la valeur de saturation du décalage de tension de bande plate sous le stress thermo-électrique.

Cependant, Raychaudhuri et al [87] ont employé l'activation à neutrons pour augmenter la d.i.m dans le dispositif parfait. Les courbes C-V à haute fréquence de deux mesures mentionnées ci-dessus sont illustrées dans la Fig.6.1. La courbe avant la contamination ou l'activation est marquée par (a), après la contamination ou l'activation par (b) et la courbe finale après la dérive par (c). Les valeurs de ΔV_{fb1} et ΔV_{fb2} ont été obtenus en mesurant les décalages relatifs entre les courbes (b) et (a) et entre (c) et (a) à la capacité de bande plate dans les deux cas. On montre les valeurs de différentes quantités des ΔV_{fb1} , ΔV_{fb2} et Q_{tot} donnés dans le tableau 5.1 avec les paramètres de distribution calculés A et n. Le résultat selon notre modèle, révèle que la valeur de l'index n est exactement la même et égale à 2 indépendamment pour les deux mesures des différents paramètres de dispositif tels que l'épaisseur d'oxyde t_{ox} et la concentration totale d'ions Q_{tot} . La valeur de $n=2$ signifierait une distribution Gaussienne conformément aux résultats d'autres études [85, 13]. En outre, le paramètre A de distribution est pratiquement presque le même. Les résultats de la présente étude, confirment la distribution Gaussienne d'ions mobiles dans l'oxyde d'un dispositif MOS aussi bien avant qu'après l'application du stress thermo - électrique comme indiqué dans la figure 5.2.

Tableau 5.1 les paramètres de distribution calculés.

Ref.	$Q_{tot} (10^{-12} \text{ C.cm}^{-2})$	$V_{fb1} (V)$	$V_{fb2} (V)$	$t_{ox} (nm)$	n	a
85	2.9	1.4	2.8	200	2	57
88	1.8	1.6	4.2	35	1.8	126

5.4 Modèle Empirique à Multi-distribution Pondérées

Dans ce modèle, le calcul théorique des décalages de tension de bande plate employant les équations (5.2) et (5.3) est basé sur différents profils de distribution de d.i.m.

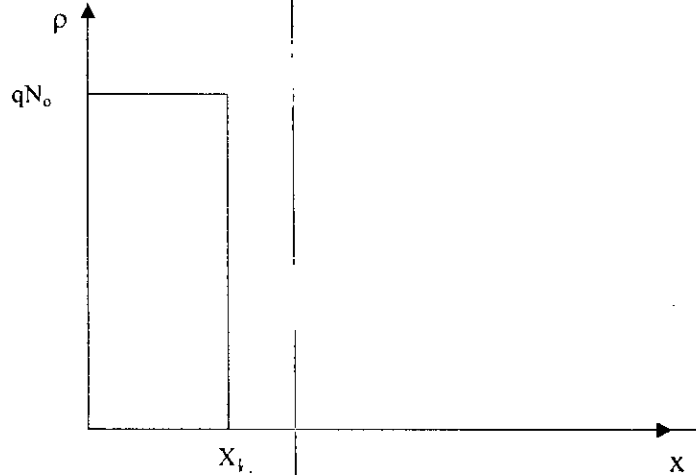


Fig.5.3 Distribution uniforme rectangulaire de charge mobile [88].

5.4.1 Distribution Rectangulaire Uniforme

On suppose la distribution rectangulaire uniforme de charge mobile de la forme [88] :

$$\rho(x) = qN_0 \quad \text{pour } 0 < x < x_1 \quad (5.11a)$$

$$\rho(x) = 0 \quad \text{pour } x > x_1 \quad (5.11b)$$

Une telle distribution de charge est illustrée par la figure 5.3.

La combinaison des trois équations (5.2), (5.4) et (5.11) donne :

$$\Delta V_{fb1} = \frac{Q_{tot} x_1}{2\epsilon_{ox} \epsilon_0} \quad (5.12)$$

En employant la même procédure, l'expression de deuxième décalage de tension de bande plate prend la forme suivante

$$\Delta V_{fb2} = \frac{Q_{tot} (2t_{ox} - x_1)}{2\epsilon_{ox} \epsilon_0} \quad (5.13)$$

La résolution simultanée des Eqs. (5.12) et (5.13), donne la charge totale d'ions et les paramètres de distribution de charge N_0 et x_1 :

$$Q_{tot} = \epsilon_{ox} \epsilon_0 \left(\frac{\Delta V_{fb1} + \Delta V_{fb2}}{t_{ox}} \right) \quad (5.14)$$

et,

$$x_1 = \frac{2\Delta V_{fb1} * t_{ox}}{\Delta V_{fb1} + \Delta V_{fb2}} \quad (5.15)$$

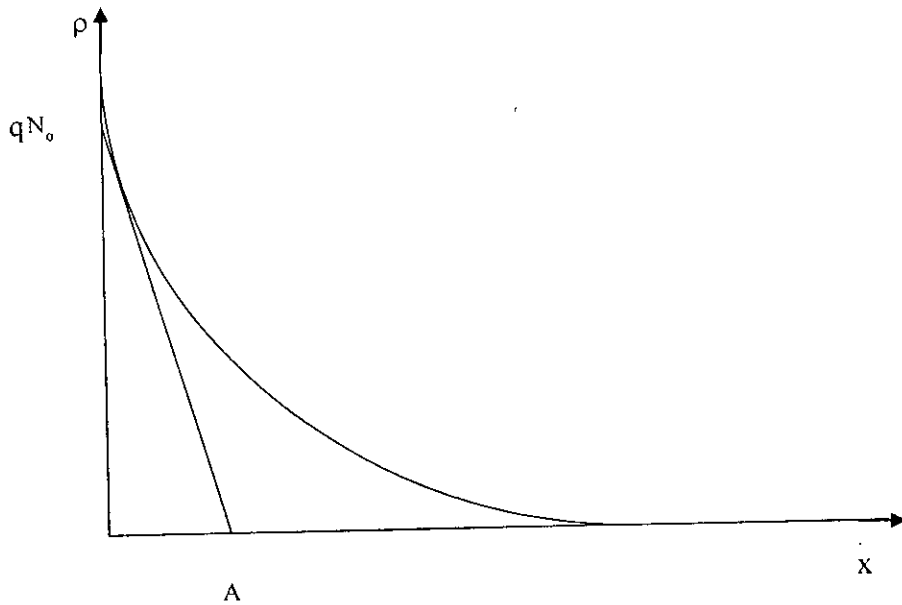


Fig. 5.4 Distribution exponentielle de la d.i.m dans l'oxyde [88].

5.4.2 Distribution Exponentielle

On suppose une distribution de charge exponentielle de la forme [88]:

$$\rho(x) = qN_0 \text{ EXP}\left(\frac{-x}{A}\right) \quad \text{pour } 0 < x < t_{ox} \quad (5.16)$$

Le profil exponentiel est illustré dans la figure 5.4, qui représente aussi la signification de paramètres de distribution N_0 et A .

Comme dans la section précédente, les expressions du décalage de tension de bandes plates sont être :

$$\Delta V_{fb1} = \frac{Q_{tot}}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \left[A - \frac{t_{ox}}{\text{EXP}\left(\frac{t_{ox}}{A}\right) - 1} \right] \quad (5.17)$$

et,

$$\Delta V_{fb2} = \frac{Q_{tot}}{\epsilon_0 \epsilon_{ox}} \left[-A + \frac{t_{ox}}{1 - \text{EXP}\left(\frac{t_{ox}}{A}\right)} \right] \quad (5.18)$$

Les équations peuvent être résolues simultanément pour déterminer les paramètres de distribution N_0 et A si l'on connaît les décalages des tensions de bande plate (par mesures).

5.4.3 Distribution Gaussienne

On suppose une distribution de charge [88],

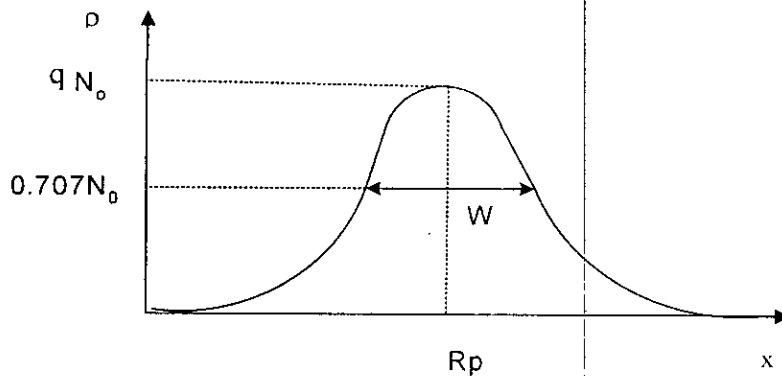


Fig. 5.5 Distribution Gaussienne de la d.i.m dans l'oxyde de dispositif MOS [88].

$$\rho(x) = qN_o \text{EXP} \left[- \left(\frac{x - R_p}{\sqrt{2}W} \right)^2 \right] \text{ pour } 0 < x < t_{ox} \quad (5.19)$$

comme illustrée dans la figure 5.5, qui explique aussi la signification des paramètres de distribution N_o , R_p et W . On a supposé que :

$$R_p = 0 \quad (5.20)$$

quand les ions mobiles sont à l'interface métal - oxyde et aussi :

$$R_p = t_{ox} \quad (5.21)$$

quand les ions mobiles sont à l'interface silicium- oxyde.

Prenant en compte les Eqs (5.20) et (5.21), la combinaison des Eqs (5.19), (5.2) et (5.3) donne :

$$\Delta V_{fb1} = \frac{Q_{tot} \int_0^{ox} x \text{EXP} \left(- \frac{x^2}{2W^2} \right) dx}{\epsilon_o \epsilon_{ox} \int_0^{ox} \text{EXP} \left(- \frac{x^2}{2W^2} \right) dx} \quad (5.22)$$

et,

$$\Delta V_{fb2} = \frac{Q_{tot} \int_0^{ox} x \text{EXP}\left(-\frac{(x-t_{ox})^2}{2W^2}\right) dx}{\epsilon_o \epsilon_{ox} \int_0^{ox} \text{EXP}\left(-\frac{(x-t_{ox})^2}{2W^2}\right) dx} \quad (5.23)$$

Donc, pour trouver la concentration totale d'ions Q_{tot} et les paramètres de distribution N_o et W , les équations (5.22) et (5.23) doivent être résolues numériquement.

5.4.5 Résultats et Discussion

Dans la présente étude, les mesures expérimentales nécessaires à la détermination de la densité totale d'ions mobiles Q_{tot} , sont les caractéristiques C-V en haute fréquence d'une structure MOS dans les trois cas cités. Cependant, l'emploi des données expérimentales de certains travaux publiés [9, 87] peut satisfaire les conditions demandées. Par exemple, Snow et al [9] ont obtenu les caractéristiques C-V à haute fréquence d'une structure MOS avant la contamination, après la contamination en rinçant la structure dans une solution NaCl dilué et enfin après la dérive d'ions dans le dispositif contaminé. Par contre, Raychaudhuri et al [87] ont employé l'activation d'ions par rayonnement pour augmenter la concentration d'ions mobiles dans le dispositif parfait. Les courbes C-V à haute fréquence des mesures citées ci-dessus sont montrées dans la Fig.5.1, la courbe (a) avant la contamination / activation, alors que la courbe (b) après la contamination / activation et la courbe finale (c) après la dérive. Donc, les valeurs des ΔV_{fb1} et ΔV_{fb2} ont été obtenus en mesurant les décalages relatifs entre les courbes (b) et (a) et entre (c) et (a) à la capacité de bande plate dans les deux cas. Les valeurs des différentes quantités comme ΔV_{fb1} , ΔV_{fb2} et Q_t sont reportés dans le tableau 5.2.

Les décalages de tension de bande plate mesurés ont été employés pour déterminer les paramètres des différents types de distributions de charge. Pour tester la validité de cette approche, les paramètres obtenus et montrés dans le tableau 5.3, sont comparés avec les résultats expérimentaux [96,98] montrés dans le tableau 5.1. Le tableau 5.3 montre clairement que les paramètres de distribution obtenus pour la distribution Gaussienne et la distribution uniforme rectangulaire corroborent mieux avec les résultats expérimentaux que les paramètres de distribution calculés pour la distribution exponentielle. Mais, la distribution Gaussienne semble être tout à fait réaliste.

Tableau 5.2 les valeurs mesurées.

Ref.	t_{ox} (nm)	Q_{tot} ($10^{-12} \text{ C.cm}^{-2}$)	V_{fb1} (V)	V_{fb2} (V)
85	200	2.9	1.4	2.8
88	35	4.0	1.6	4.5

Tableau 5.3 les paramètres de distribution calculés.

Ref.	Distribution Rectangulaire		Distribution Gaussienne		Distribution Exponentielle	
	X_1 (nm)	Q_{tot} ($10^{-12} \text{ C.cm}^{-2}$)	W (nm)	Q_{tot} ($10^{-12} \text{ C.cm}^{-2}$)	A (nm)	Q_{tot} ($10^{-12} \text{ C.cm}^{-2}$)
85	19	3.17	12.5	3.15	10	2
87	18.5	3.76	13	3.89	11	0.66

Simulation de la d.d.i.m dans l'Oxyde des Structures MOS

La simulation de l'évolution de la d.d.i.m dans l'oxyde des structures MOS est réalisée en résolvant l'équation aux dérivées partielles (E.D.P), soumise aux conditions initiales et aux limites, qui décrit le mouvement des ions dans l'oxyde. En l'absence de solution analytique, dans la littérature, pour ce type d'équation, une technique numérique basée sur la méthode Crank-Nicholson est employée. L'évolution de la d.d.i.m est simulée sous différentes conditions appliquées telles que le champ électrique et la température élevée du dispositif. Les résultats de simulation sont en accord avec les résultats expérimentaux aussi bien qu'avec les résultats publiés.

6.1 Introduction

Il est bien connu que la présence d'ions mobiles dans l'oxyde des dispositifs MOS ou des couches minces peut influencer leurs caractéristiques électriques ainsi que leur stabilité. Ce problème ne peut être évité même si la concentration d'ions mobiles dans la structure MOS est réduite par "guttering" ou nettoyage, car certains traitements tels que thermique, rayon X, laser ou plasma des structures MOS durant les étapes suivantes peuvent présenter des ions frais ou réactiver ceux déjà existant dans une forme inactive dans l'oxyde. En conséquence, l'étude des différents aspects des ions mobiles dans l'oxyde est importante dans les dispositifs MOS. Ceci est d'autant plus vrai qu'il est fait usage d'échantillons intentionnellement contaminés pour étudier les caractéristiques électriques d'oxydes MOS en les préparant sous une atmosphère ou gaz ambiant.

Le fait que les ions mobiles dans l'oxyde des structures MOS puissent subir une dérive sous l'influence de stress thermo- électrique, a conduit les scientifiques à admettre que ces ions mobiles peuvent atteindre une distribution de densité d'équilibre à une température donnée. En conséquence, quelques tentatives [9, 10, 83] ont obtenu cette d.d.i.m à l'équilibre à partir de considérations théoriques. Ces modèles faits sous certaines hypothèses simplificatrices et limitatives sont communes à toutes les investigations sont :

- 1) La couche d'oxyde de structure MOS est uniforme et son épaisseur est petite par rapport au diamètre d'électrode, pour que le problème puisse être considéré comme étant uni- dimensionnel.
- 2) Il n'y a aucun échange de charge entre la couche d'oxyde et les électrodes (blocage idéal des électrodes).
- 3) Une charge positive d'ions mobiles non compensée existe dans la couche d'oxyde. Il n'y a aucune génération et recombinaison de charge dans la couche d'oxyde.
- 4) Les ions mobiles sont toujours capables d'atteindre leur distribution d'équilibre après variations du champ électrique appliqué.

Il est généralement admis que la tension de bande plate subit un décalage chaque fois qu'il y a une variation de la distribution de la d.i.m dans l'oxyde. Cette variation peut être employée comme moyen de vérification.

6.2 Détermination Analytique du Décalage de la V_{fb}

La première approche théorique qui aborde le problème de la distribution de la d.i.m dans l'isolant a été faite par Grove [9]. En fait, il a étendu l'équation du flux qui a été employée plutôt

par Snow al [85] pour étudier le transport d'ion dans les couches d'isolants. Mais l'équation différentielle ainsi obtenue est soit non résolue complètement comme dans la première approche où elle est résolue sous certaines conditions aux limites utilisant une valeur supposée des paramètres comme le potentiel, le champ électrique ou la charge dans l'oxyde. Donc, l'équation (4.2) ne peut pas être analytiquement intégrée. Dans notre étude, nous l'avons résolue numériquement par la méthode Crank-Nicholson [89]. La résolution de cette équation se complique du fait que le champ électrique E, le coefficient de diffusion D et la mobilité μ ne sont pas constants. Quand une tension V_A est appliquée, le champ électrique total devient [90]

$$E(t) = \frac{V_A}{x_{ox}} + \frac{qN_0}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} \left(1 - \frac{\bar{X}(t)}{t_{ox}} \right), \quad (6.1)$$

où N_0 est le nombre total d'ions, ϵ_{ox} la permittivité relative de l'oxyde et ϵ_o la permittivité du vide et $N(x,t)$ la densité d'ions au barycentre \bar{X} qui est en fonction du temps.

Le constant de diffusion D et la mobilité μ d'ions de sodium dans l'Oxyde de silicium thermiquement peuvent être obtenus pour une température donnée à partir des expressions suivantes [20] :

$$D(T) = D_o \text{EXP} \left[\frac{E_A}{K} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right], \quad (6.2)$$

et,

$$\mu(T) = \mu_o \text{EXP} \left[-\frac{E_A}{KT} \right]. \quad (6.3)$$

où E_A est l'énergie d'activation, K la constante de Boltzman et T la température absolue.

Selon les articles [10, 20], la valeur de D_o est $3.41 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{sec}$ à $T=413 \text{ K}$, $E_A=0.66 \text{ eV}$ et $\mu_o = 1.05 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ pour T entre 313 K et 453 K.

Les conditions initiales et aux limites doivent satisfaire à la fois les considérations mathématiques et physiques. On donne la condition initiale correspondant à $t=0$, qui est prise quand tous les ions de sodium sont à l'interface métal- oxyde, comme suit [13,14].

$$N(x,0) = N_o \text{EXP} \left(\frac{-x}{D_F} \right) \quad (6.4)$$

où $D_F = \frac{t_{ox}}{10}$.

Cette condition est obtenue expérimentalement en appliquant un champ électrique externe approprié à la structure MOS.

Le paramètre qui peut être très affecté par la redistribution d'ions mobiles est la tension de bande plate. Le décalage de la tension de bande plate induit par la variation de la d.d.i.m est :

$$\Delta V_{fb} = \frac{q}{\epsilon_o \epsilon_{ox}} \int_0^{ox} xN(x,t)dx \quad (6.5)$$

6.3. Evaluation Numérique du Décalage de la V_{fb}

La résolution numérique de l'Eq (4.2) à l'aide des Eqs. (6.1) et (6.4) est effectuée en utilisant la méthode de différences finies définie sur les différents points d'un maillage dans la couche d'oxyde comme illustré dans la figure 7.1. La représentation Crank-Nicholson d'Eq. (4.2) est :

$$N_{j+1,k-1} - \frac{2h^2}{D} \left(\frac{D}{h^2} + \frac{1}{R} \right) N_{j+1,k} + N_{j+1,k+1} = -N_{j,k-1} + \frac{2h^2}{D} \left(\frac{D}{h^2} - \frac{\mu E}{h} - \frac{1}{R} \right) N_{j,k} + \frac{2h^2}{D} \left(\frac{\mu E}{h} - \frac{D}{h^2} \right) N_{j,k+1} \quad (6.6)$$

Pour $j=1,2,.. N_x$ et $k \geq 0$.

Où $h = \Delta x$, $R = \Delta t$ et N est le nombre de divisions dans la direction x , le compteur k est employé pour la direction x (distance), tandis que le compteur j est utilisé pour la direction t (temps). Quand il est écrit pour le maillage de différence entière, des formules implicites produisent les groupes d'équations algébriques linéaires dont les solutions peuvent être obtenues sous MATLAB. Alors, l'équation (6.6) peut être réécrite dans la forme d'un système tri-diagonal linéaire $AX=B$ comme suit :

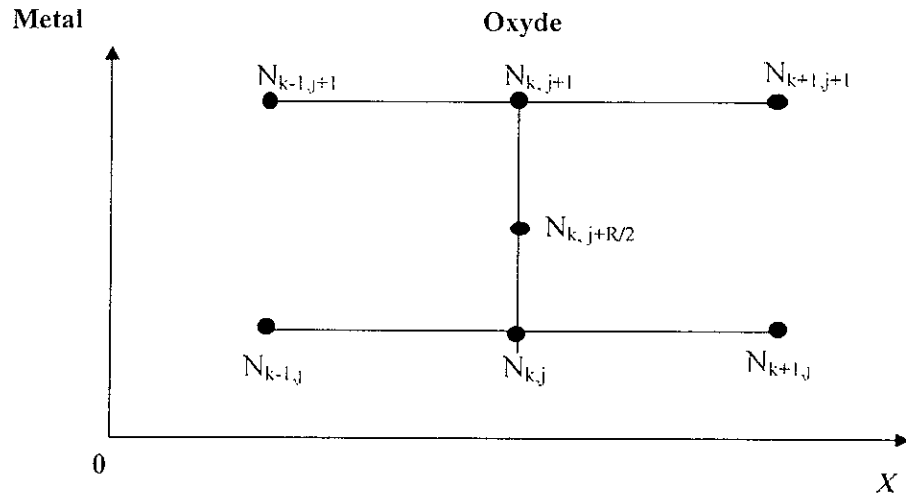


Fig.6.1 Différents points d'un maillage dans la couche d'oxyde.

$$\begin{bmatrix} (\lambda - \alpha) & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 1 & -\alpha & 1 & 0 & \dots \\ 0 & 1 & -\alpha & 1 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 0 & 1 & \left(\frac{1}{\lambda} - \alpha\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{j+1,1} \\ N_{j+1,2} \\ \dots \\ N_{j+1,n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \dots \\ \phi_n \end{bmatrix} \quad (6.7)$$

Où

$$\alpha + \beta + \gamma = 2,$$

$$\alpha = \frac{2h^2}{D} \left(\frac{D}{h^2} + \frac{1}{R} \right), \beta = \frac{2h^2}{D} \left(\frac{D}{h^2} - \frac{\mu E}{h} - \frac{1}{R} \right), \gamma = \frac{2h^2}{D} \left(\frac{\mu E}{h} - \frac{D}{h^2} \right), \lambda = \left(\frac{D}{\mu E h + D} \right).$$

$$\phi_k = -N_{j,k-1} + \beta N_{j,k} + \gamma N_{j,k+1}$$

$$\phi_k = N_{j+1,k-1} - \alpha N_{j+1,k} + N_{j+1,k+1}$$

La condition initiale $N(x, 0)$ peut être approximée par :

$$N_{1,k} = N_0 \text{EXP} \left(\frac{-kh}{D_f} \right), \text{ pour } kh \leq t_{ox}. \quad (6.8)$$

Quand une approximation de la condition de la limite gauche est employée, l'Eq. (6.1) devient :

$$N_{j,0} = \frac{D}{\mu E h + D} N_{j,1} = \lambda N_{j,1}. \quad (6.9)$$

Cela permet de modifier l'Eq. (6.6) pour cette limite à

$$(\lambda - \alpha) N_{j+1,1} + N_{j+1,2} = (-\lambda + \beta) N_{j,1} + \gamma N_{j,2} \quad (6.10)$$

De la même façon et à la même condition appliquée à la borne droite et utilisant Eq. (6.6) on obtient :

$$\left(\frac{1}{\lambda} - \alpha\right)N_{j+1,n} + N_{j+1,n-1} = \left(\beta + \frac{\gamma}{\lambda}\right) N_{j,n} - N_{j,n-1} \quad (6.11)$$

La méthode Crank-Nicholson a été choisie pour résoudre l'Eq. (4.2) en raison de ses propriétés de haute stabilité, de précision et de rapidité pour atteindre la d.d.i.m d'équilibre dans la couche d'oxyde.

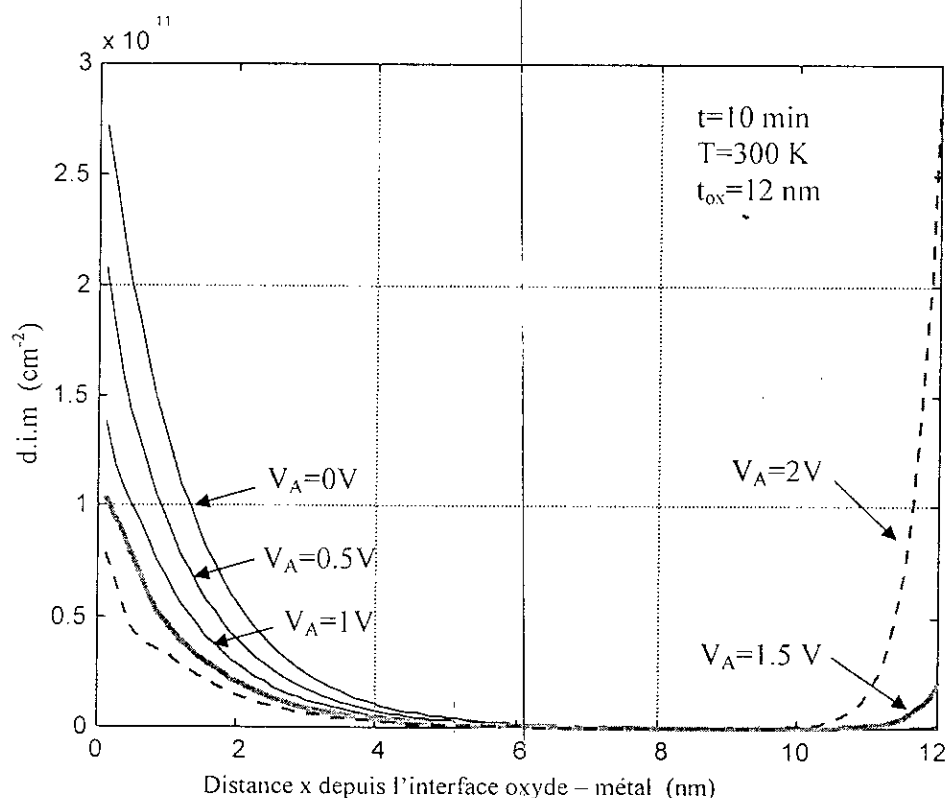


Fig.6.2 Distributions de densité d'ion pour différentes polarisations.

6.4. Résultats de Simulation et Discussion

Un programme a été développé pour simuler les profils de charges ioniques mobiles sous différentes conditions telles que la température et le champ électrique externe. Les résultats obtenus corroborent ceux des mesures expérimentales ainsi que ceux déjà publiés [95,9,93,13,77,97,98]. Le programme développé a été employé pour obtenir le profil de concentration (la courbe N_x-x) des ions mobiles le long de l'épaisseur d'oxyde. Les courbes typiques pour la d.d.i.m obtenues à l'aide d'Eq. (5.2), sont montrés dans la figure 6.2 à la

température $T=300$ K, la densité totale d'ions $N_o=3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, un épaisseur d'oxyde 12 nm, et pour des tensions appliquées V_A allant de 0 V à 2 V avec un temps de polarisation $t=10$ min. Quand une tension positive suffisante est appliquée à la structure MOS, les ions mobiles se déplacent de l'interface métal- oxyde à l'interface oxyde- silicium plus rapidement. Donc, la d.d.i.m qui était initialement exponentielle chute rapidement. Lorsque la tension appliquée V_A croît, la concentration d'ions à l'interface $\text{SiO}_2\text{-Si}$ croît aussi et la courbe de distribution prend une forme en U. Enfin quand V_A atteint une valeur suffisante, la courbe de distribution montre une augmentation exponentielle d'ions à l'interface Si-SiO_2 . Les courbes de la figure 6.3 représentent les différentes distributions de densité d'ions qui sont obtenues par la simulation pour un temps de polarisation $t = 10$ min et pour différentes températures. A noter que quand la température augmente les ions sont accélérés et atteignent plus rapidement leur état d'équilibre. Ainsi, le champ électrique interne qui dépend de la distribution de la d.i.m dépend du temps. Ce champ électrique interne, exprimé par un deuxième terme à droite de l'Eq. (6.5) peut être tracé en fonction du temps (voir la figure 6.4). On constate que les effets d'ions étant poussés aux limites de la couche d'oxyde, et la possibilité de l'existence de champs électriques intenses dans les régions de haute intensité ont été théoriquement justifiés.

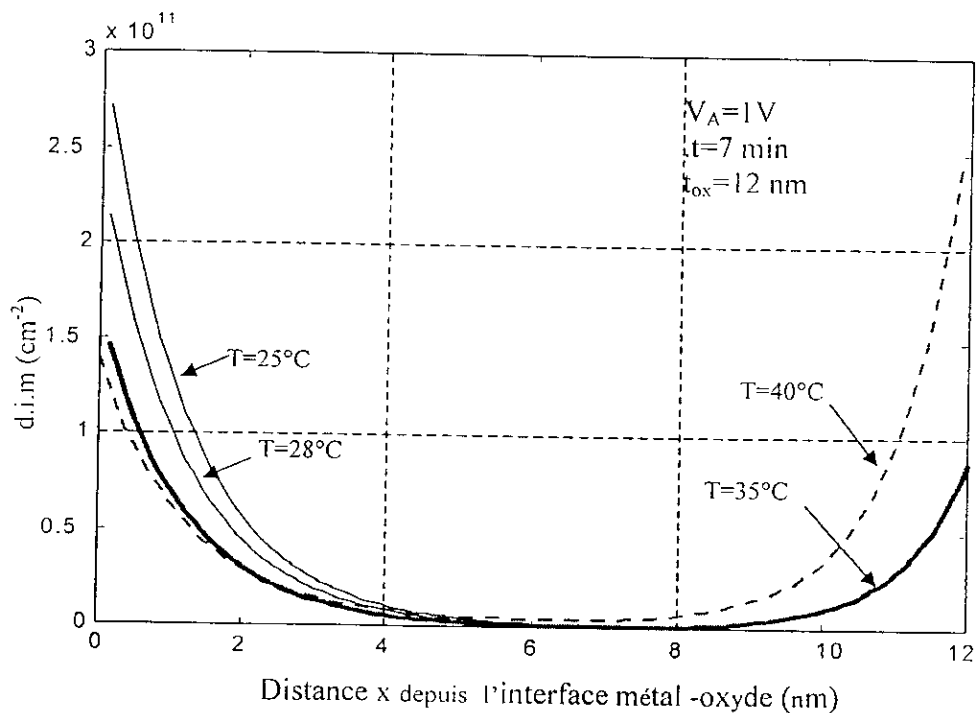


Fig.6.3 Distributions de densité d'ion mobile à différentes températures.

Champs électrique interne (kV/Cm)

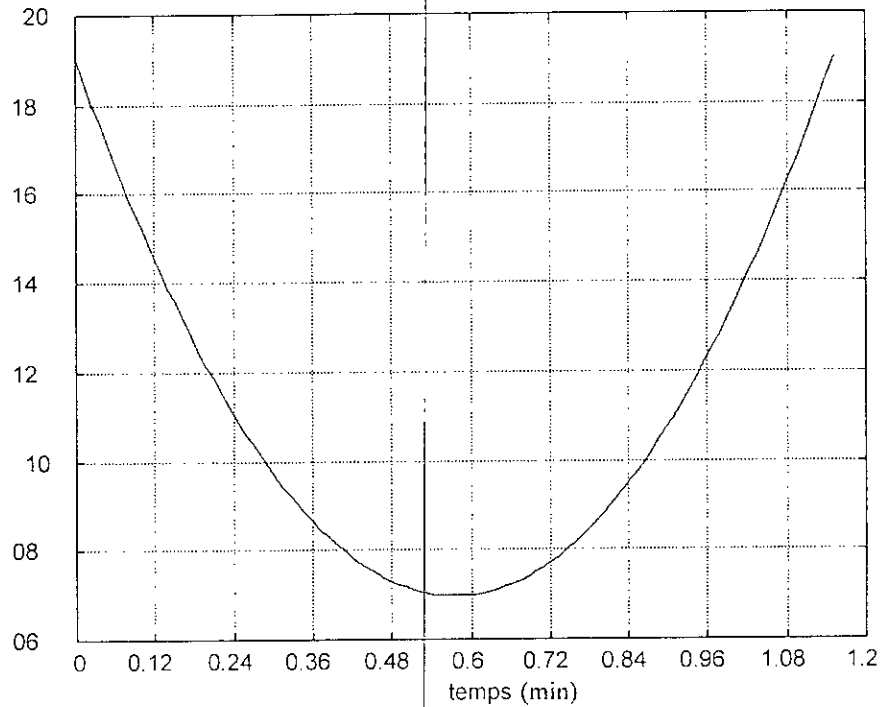


Fig.6.4 La variation du champs électrique interne (MV/Cm) en fonction du temps (minutes).

6.5. Résultats Expérimentaux et Simulation

Les structures de silicium de type P et orientation $\langle 100 \rangle$ ayant une résistivité de 10 Ohm-cm sont employées. Après le nettoyage standard, les couches minces d'oxyde de 120 Å ont été déposés thermiquement à 1100°C sous une atmosphère de l'oxygène sec dilué par le gaz azote. Le recuit post-oxydation a été effectué à la température de 450°C dans une atmosphère de l'azote pur pendant 30 minutes ; puis une couche d'aluminium de 1000 Å d'épaisseur est déposée sur la couche d'oxyde en employant l'évaporateur d'EDWARDS 306A¹. La technique C-V associée avec un stress thermo- électrique (BTS) a été réalisée à l'aide du LCR mètre HP 4275A. Il a été trouvé expérimentalement que pour une tension appliquée de 1.5 V à la même structure MOS mentionnée ci-dessus, le décalage de tension de bande plate ΔV_{FB} est de 170 mV. En parallèle, pour les mêmes paramètres de la structure MOS et l'utilisation de notre programme de

¹ Les structures sont fabriquées par le laboratoire de Microélectronique (Université Joseph Fourier de Grenoble, France).

simulation, la tension de bande plate ΔV_{FB} qui a été trouvée est de 167.41 mV. Ainsi, les valeurs de décalage de tension de bande plate obtenus numériquement sont en accord avec celles mesurées.

6.6. Conclusion

La plupart des approches précédentes sont basées sur l'utilisation directe ou indirecte de l'équation de transport d'ions obtenue à partir d'analyses physiques distinctes. Cette méthode numérique diffère des autres analyses pour résoudre l'E.D.P et avoir les profils de la d.i.m. L'E.D.P est soit non résolue complètement comme dans l'approche [95] soit résolue sous certaines conditions initiales et aux limites en utilisant la valeur supposée des paramètres tels que le champ électrique, le potentiel électrique ou la charge dans l'oxyde [9,13,77, 93,97,98]. Ainsi aucune des études n'est capable de donner la distribution précise pour un dispositif donné sous la condition d'une température appliquée donnée. Cependant, notre travail est une étude plus détaillée de la d.i.m en prenant en considération l'influence du champ électrique interne et externe sur les ions. La distribution de la d.i.m est obtenue en utilisant les paramètres de dispositif et constantes physiques connus. Les courbes obtenues (voir les figures 6.2 et 6.3) sont conformes avec les résultats publiés [9,13,85,86,87]. La distribution d'équilibre $N(x, t)$, et le champ électrique $E(t)$ obtenus peuvent être employés pour étudier les processus de non-équilibre causés par la dérive d'ions sous des stress thermo - électriques dans les structures MOS.

Il peut être remarqué qu'en augmentant la tension appliquée aussi bien que la température à une valeur positive plus grande, la courbe est décalée plus rapidement vers l'interface Si-SiO₂. La tension effective dans l'oxyde peut tout à fait différer de celle appliquée en raison de la redistribution des ions, car une partie de l'énergie d'ions mobiles est gouvernée par la loi de Boltzmann.

Finalement, on peut voir que la simulation de la d.d.i.m, en résolvant une E.D.P décrivant la cinétique des ions soumis aux conditions initiales et aux limites mentionnées ci-dessus donne un bon résultat.

Courant Ionique dans l'Oxyde des Structures MOS

Une nouvelle approche qui permet de déterminer en fonction de la tension, le courant ionique produit par transport d'ions dans l'oxyde est présenté dans ce chapitre. Dans cette approche, la formulation des caractéristiques I-V du dispositif MOS peut être effectuée à l'aide du modèle analytique de la distribution de la d.i.m dans les oxydes. Le modèle analytique de la d.d.i.m employé est basé sur le fait que la concentration à l'équilibre d'ions est obtenue quand les forces de mobilisation combinées, telles que la diffusion thermique et les champs électriques internes et externes, deviennent suffisantes pour fournir l'énergie d'activation nécessaire aux ions pour surmonter le puits du potentiel efficace. La courbe d'I-V obtenue est comparée avec les courbes expérimentales dans des conditions variées suivant une tension de rampe linéaire lente à haute température (la technique TVS). Un accord entre les courbes expérimentales et calculées valide cette méthode qui à son tour donne une formule simple et pratique pour déduire la caractéristique théorique I-V.

7.1 Introduction

La méthode du balayage de tension triangulaire (TVS) est une technique rapide, simple et très sensible. Elle est capable de détecter des densités de l'ordre de 10^9 ions/cm². Cette technique est basée sur la mesure de la réponse du courant de déplacement à une tension à rampe lente linéaire sous des températures élevées. Un courant ionique de déplacement maximal est ainsi obtenu à travers une surface proportionnellement au nombre total des charges ioniques dans l'oxyde. Cette méthode a été développée indépendamment par Yamin [59] et Chou [60] qui ont évalué et confirmé sa validité employant la plus simple structure MOS (poly Si)-SiO₂-Si (100) électrochimique symétrique. On s'attend à ce que cette technique soit très utile aux processus ordinaires et aux applications de contrôle de qualité. En plus il a été utilisé pour étudier le comportement de charges mobiles positives dans l'oxyde [63, 93].

Plusieurs études ont montrés qu'il est très difficile d'obtenir analytiquement un courant ionique de déplacement en utilisant les modèles existants de la distribution de la d.i.m à l'équilibre [60,63,61,83]. Le présent travail utilise le modèle analytique de la distribution de la d.i.m qui a été développé afin de déterminer les courbes I-V relative au déplacement ionique dans l'oxyde [13]. Le modèle employé est basé sur l'hypothèse que la concentration de la d.i.m d'équilibre est atteinte lorsque les forces de mobilisation combinées deviennent suffisantes pour fournir aux ions l'énergie d'activation nécessaire pour surmonter le puit du potentiel efficace. La courbe théorique I-V résultante est comparée avec la courbe expérimentale obtenue par la technique TVS. Un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux valide le modèle analytique choisi et dévoile ses mérites à travers son utilité particulière à obtenir le courant ionique théorique comparativement à d'autres études semblables exposées dans cette thèse (voir chapitre 3) [10, 61, 63, 92].

7.2. Modèle Analytique de la Distribution de la d.i.m

Le modèle analytique employé par [13] est basé sur le fait que la concentration d'équilibre d'ions mobiles est atteinte dans l'oxyde quand toutes les forces de mobilisation deviennent suffisantes pour fournir aux ions l'énergie d'activation nécessaire pour surmonter le puits du potentiel efficace. Ces forces de mobilisation sont d'origines différentes, telles que la diffusion thermique et les champs électriques internes et externes. Toutes ces forces agissant sur un ion simple ont été considérées fondamentalement ici indépendamment les unes des autres, puis enfin

combinées pour obtenir la d.d.i.m au condition d'équilibre. A cet effet considérant la d.d.i.m à l'équilibre obtenue par l'Eq. (4.55) à savoir

$$N(x, V) = N_o \cdot \exp(A \cdot (x^2 - x t_{ox}) + B(V_A - V_F) \cdot x) \quad (7.1)$$

où $A = \frac{8(E_o - E_d)}{3kT t_{ox}^2}$ et $B = \frac{2q}{3kT t_{ox}}$.

E_d est l'énergie du piège, E_o l'énergie d'activation à l'interface, N_o le nombre total supposé des charges par unité de surface et V_A la tension appliquée.

7.3 Détermination du Courant Ionique

Le modèle précédent peut être employé pour déterminer qualitativement l'influence du transport d'ions dans l'oxyde sur les caractéristiques I-V des structures MOS [13]. Il est supposé que si la variation de la tension appliquée à l'oxyde est suffisamment lente (quasi-statique), la distribution d'ions instantanée peut toujours être approximée par la distribution à l'équilibre. En supposant que la densité de la charge spatiale dans l'oxyde est seulement composée d'ions mobiles et que la tension appliquée V_A à la grille varie linéaire avec le temps. Le courant de déplacement à travers la grille métallique peut être écrit comme suit :

$$i(V) = \pm \alpha C(V) \pm \alpha q \frac{d}{dV} \int_0^{t_{ox}} \frac{x}{t_{ox}} N(x, V) dx. \quad (7.2)$$

où $C(V)$ est la capacité MOS à basse fréquence, $N(x, V)$ la distribution d'ions mobiles par unité de surface, x la distance dans l'oxyde mesuré depuis l'interface métal- oxyde et t_{ox} l'épaisseur de l'oxyde. Dans le modèle analytique [13], l'expression de la d.d.i.m dans l'oxyde, s'applique assez bien à l'état quasi-statique, après normalisation $z = \frac{x}{t_{ox}}$ et donc $dz = \frac{dx}{t_{ox}}$, alors l'Eq. (7.1) peut être réduite à

$$N(z, V) = N_o \exp(A' (z^2 - z) + B' (V_A - V_F) z) \quad (7.3)$$

où, $A' = A t_{ox}^2$ et $B' = B t_{ox}$

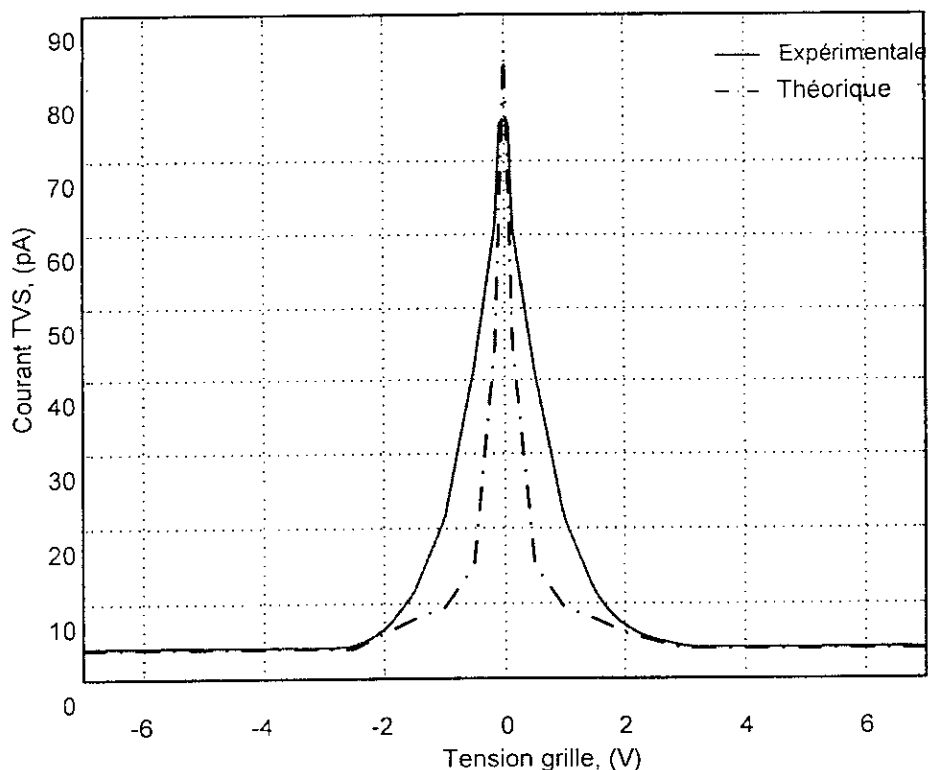


Fig. 7.1 courbes I-V expérimentales et théoriques en fonction de la tension grille.

V_F inclut l'effet dû à la différence du travail ainsi que des autres charges localisées à l'interface Si-SiO₂. On suppose que cet équilibre quasi- statique apparaît aux températures élevées, dans la gamme au-dessus de 150°C. Par conséquent la capacité MOS à basse fréquence sera égale à la capacité de l'oxyde par unité de surface, $C(V) = C_{ox}$. Sous cette condition, la substitution de l'équation (7.3) dans (7.2), donne

$$i(V) = \pm \alpha \cdot C_{ox} \mp \alpha \cdot q \cdot N_o B \cdot t_{ox} \int z^2 \cdot \exp(A(z^2 - z) + B(V_A - V_t)z) dz \quad (7.4)$$

L'équation (7.4) peut être employée dans le calcul numérique de la caractéristique I-V. Puisque le comportement MOS est symétrique autour de $V=0$, ce calcul peut être effectué en faisant usage d'une tension unipolaire [83].

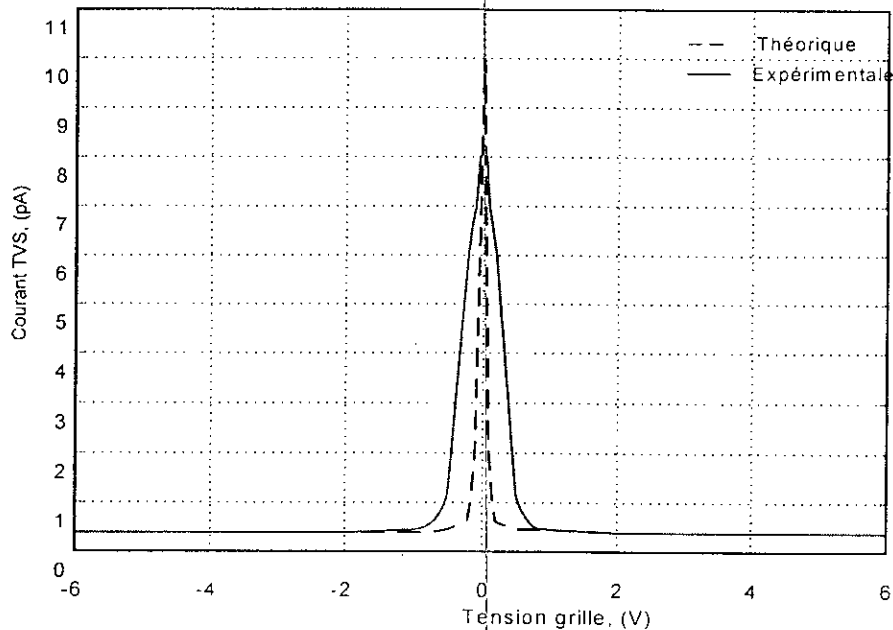


Fig.7.2 courbes I-V expérimentales et théoriques en fonction de la tension grille.

7.4 Résultats Expérimentaux et Discussion

En pratique, l'expression (8.4) du courant ionique est valable dans des conditions quasi-statiques, c'est-à-dire dans les conditions où la variation de la tension est inférieure à 100 mV/sec. Ainsi, la distribution de charge ionique $N(x, V)$ en fonction de la tension appliquée est supposée toujours à l'équilibre. Pour effectuer une telle expérience dans des conditions appropriées employant la technique TVS, le montage du système expérimental montré dans la figure 3.1 peut être employé. Un balayage de tension de grille triangulaire, produit par une alimentation de tension appropriée P, est appliqué à la structure MOS. Un générateur de tension continue programmable HP 4140 B est employé pour appliquer le signal désirable sur le dispositif monté dans un cryostat Oxford. Le contrôleur programmable de température ITC4 est employé pour garder la température de l'expérience dans les limites désirables. Le courant passant à travers la grille du dispositif a été mesuré par le Pico-ampèremètre HP 4140B. Le programme a été développé pour que le PC, à l'aide de la carte de l'interface GPIB, puisse piloter les différents appareils HP mètres et lire les données et les traiter pour faire sortir les caractéristiques I-V désirables. Les dispositifs expérimentaux consistent en quelques structures MOS, fabriquées par le laboratoire ES2 (la Structure européenne de Silicium (ESS), Paris, France) utilisant le

processus 2 μm . Tous les dispositifs du laboratoire ES2 ont une valeur commune de concentration de dopage $7.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ du substrat et une épaisseur d'oxyde variant de 10 à 40 μm . Les différentes versions d'expérience ont été effectuées à des températures distinctes. On montre ces courbes dans les Figs.7.1 et 7.2.

Le modèle analytique a été validé en effectuant des mesures expérimentales sur un certain nombre de dispositifs MOS échantillons. En pratique, la condition $V_{\text{ox}}=0$ est obtenue à une tension appliquée externe V_A égal à la tension V_F résultant de la différence de travail de fonction entre le métal et le silicium et d'autres types de charge d'oxyde. Cependant, le pic dans la caractéristique I-V n'apparaît pas à $V_A=0$, mais à $V_A = +V_F$. La courbe expérimentale I-V est comparée avec la courbe calculée. Pour ce calcul, N_0 est déterminé par l'intégration d'une courbe expérimentale [10]. En outre, d'autres paramètres comme l'énergie d'activation sont extraits des références [10,77]. Les figures 8.1 et 8.2 montrent une assez bonne concordance entre les courbes I-V expérimentales et calculées par le modèle analytique développé.

7.5 Conclusion

Presque toutes les approches théoriques précédentes sont basées sur l'utilisation directe ou indirecte de l'équation de transport d'ion qui a été obtenue suivant des analyses fondées sur des hypothèses différentes. L'équation de transport d'ion ainsi obtenue est donc couplée avec l'équation de Poisson dans toutes les méthodes pour avoir l'E.D.P ou bien en termes de champ électrique ou densité d'ions. Ces méthodes différentes dans leur résolution de l'E.D.P pour obtenir les profils de la d.i.m. L'équation différentielle ainsi obtenue est soit incomplètement résolue comme dans la première approche soit résolue sous certaines conditions aux limites supposées utilisant une valeur supposée des paramètres comme le potentiel, le champ électrique ou la charge dans l'oxyde. Ainsi aucune des études n'est en mesure d'évaluer la d.d.i.m précise pour un dispositif donné sous condition de température donnée. En outre, toutes ces méthodes ne pouvaient isoler l'effet respectif de chaque facteur individuel sur la d.d.i.m. A l'opposé, le présent travail [13] analytique le peut. Le modèle ainsi obtenu peut donner la d.d.i.m en termes des paramètres du dispositif et des constantes physiques connues. Les courbes obtenues (voir la figure 7.1 et 7.2) sont en conformité exacte avec les résultats expérimentaux et publiés [10, 13, 85, 87]. La cohérence, avec laquelle les résultats théoriques sont en accord avec les résultats expérimentaux, valide ce modèle analytique de la distribution d'ions mobiles dans l'oxyde des structures MOS.

CONCLUSION

L'étude des ions mobiles dans l'oxyde est importante dans la mesure où leur présence peut affecter sérieusement les caractéristiques électriques des dispositifs MOS. Même les processus de fabrication utilisant le nettoyage et le 'guttering' ne peuvent assurer la réduction désirée de la densité d'ions mobiles parce que ce n'est pas seulement la contamination initiale d'ions, qui est à l'origine de la dégradation des performances du dispositif mais aussi l'activation d'ions neutres déjà existants ou la contamination ultérieure durant et après le traitement suivant. On suppose que ces ions mobiles atteignent une distribution d'équilibre sous l'effet de forces diverses internes et externes. La connaissance précise de la distribution des ions mobiles dans l'oxyde a contribué à l'étude de leur influence sur les performances du dispositif MOS. Les approches expérimentales ou théoriques, développées et publiées, peuvent aider à réaliser cet objectif. Ces approches expérimentales se sont principalement focalisées sur l'obtention de la densité totale d'ions. Certaines expériences autographiques ont aussi été effectuées en utilisant la technique du pas gravant (etching step) sans toute fois être en mesure de déterminer le profil réel de la concentration, car ces expériences présentent la concentration moyenne totale $(N(x))_{tot}$ dans l'oxyde résiduel après gravure en fonction de l'épaisseur x gravée. Cette concentration totale d'ions $(N(x))_{tot}$ dans l'oxyde résiduel est sensible aux variations de la tension de bande plate expérimentalement mesurée sous l'hypothèse que les ions mobiles sont concentrés dans une couche mince à l'une des interfaces de l'oxyde au lieu de considérer la distribution réelle. D'autre part, tous les traitements théoriques requièrent la solution d'équations différentielles complexes effectuée sous certaines conditions supposées de limites ou de paramètres. Si ces approches théoriques peuvent nous éclairer sur la tendance possible suivie de la distribution sous certaines conditions supposées, elles sont par contre incapables de donner le profil exact de tout cas spécifique.

Toutes ces considérations indiquent la nécessité de poursuivre les efforts de recherche. Dans ce contexte on s'est fixé les objectifs suivants, que l'on estime accessibles, dans le développement :

- Mise au point d'une technique expérimentale de détermination de la d.d.i.m à partir de la variation de la tension de bande plate mesurée en employant la technique de pompage de

charge (Charge Pumping) CP sous la contrainte thermique et électrique (Bias Thermal Stress) BTS.

- de méthodes théorique et numérique afin de déterminer la d.d.i.m.
- d'un modèle théorique du courant ionique en fonction de la tension appliquée à l'oxyde en employant un modèle analytique de la d.d.i.m des dispositifs MOS.

La technique expérimentale développée est basée sur la mesure de la tension de bande plate avant et après BTS en utilisant le courant de pompage de charge. La variation de tension de bande plate mesurée est due à l'effet du changement des charges d'oxyde qui consistent en une contribution de la charge mobile et une contribution de charges prises au piège. Il convient de remarquer qu'il y a une variation de la tension de bande plate et une variation du courant CP maximum. Ces phénomènes peuvent être employés pour calculer la variation de la densité de charges piégées à l'interface d'oxyde et la quantité d'ions mobiles. Cette séparation de l'effet sur la d.i.m de charges piégées à l'interface d'oxyde ne peut pas être examinée dans le cas de la technique C-V à haute fréquence. A l'aide de courbe CP expérimentale, le nombre d'ions mobiles total peut être déterminé. Les résultats obtenus par la d.d.i.m employant cette technique sont tout à fait fiables et ne sont affectés par aucune erreur de la mesure de V_{fb} , causé par la variation de niveau de la densité de pièges d'oxyde SiO_2 . Puisque dans la technique du pompage de charge, la variation du niveau de la densité de piège d'oxyde peut être mesurée séparément et son effet peut être donc soustrait de la mesure de dérive de V_{fb} .

Dans les autres méthodes développées, nous avons montré qu'il est possible de déterminer analytiquement la d.d.i.m à l'état d'équilibre et numériquement pour tout état (équilibre et non - équilibre). Dans les deux premières méthodes développées, la détermination explicite de la d.d.i.m le long de l'épaisseur de l'oxyde du dispositif MOS dans la forme explicite peut être simplement obtenue à partir de la connaissance de la variation de la tension de bande plate. Ces deux méthodes sont basés sur les hypothèses que les ions mobiles atteignent une distribution d'équilibre après leur entrée dans la couche d'oxyde et que la tension de bande plate du dispositif dépend fortement de cette distribution d'équilibre. De telles méthodes sont faciles à mettre en œuvre parce qu'elles ne nécessitent que les valeurs expérimentales obtenues de la tension de bande plate du dispositif MOS donné sous trois conditions ; avant la contamination / activation, après la contamination / activation et enfin après la dérive des ions. Les expressions simples, qui ont été employées dans ces méthodes, ont été développées à partir des formules

connues de la variation de tension de bande plate et la concentration totale d'ions. Contrairement aux deux méthodes analytiques sus mentionnées la troisième méthode utilise une technique numérique pour la résolution de l'E.D.P en vue d'obtenir les profils de densité d'ions. Cette approche plus détaillée, prend en considération à la fois l'influence des champs électriques interne et externe sur les ions. La distribution de la d.i.m est étudiée en employant les paramètres du dispositif et les constantes physiques connues. Les formes de courbes obtenues sont en accord avec les résultats déjà publiés [1-3, 10-13]. Un point important, qui a été discuté, est le temps de réponse des ions mobiles dans lesquels leur distribution d'équilibre est atteinte après application des contraintes thermique et électrique au dispositif MOS. Comme déjà souligné ce temps de réponse dépend fortement de la température et du champ électrique appliqués pendant le stress. Pour un champ électrique ou température élevée, l'équilibre est rapidement atteint ; dans le cas contraire, le temps pour atteindre l'équilibre augmentera. A température ambiante, ce temps peut devenir très long si bien que pratiquement on peut supposer que tout profil, produit sous une condition de température appliquée donnée, reste gelé après le retrait de cette température appliquée.

La simulation de la d.d.i.m, en résolvant une E.D.P décrivant la cinétique des ions soumis aux conditions initiales mentionnées ci-dessus et aux limites donne de bons résultats. Afin de résoudre l'E.D.P numériquement et obtenir la distribution de la d.i.m, un programme a été développé utilisant Matlab. En outre, la distribution d'équilibre $N(x, t)$, et le champ électrique $E(t)$ obtenus peuvent être employés pour étudier les processus de non-équilibre causés par la dérive d'ions sous des champs électriques et des températures élevées dans les structures MOS.

Toutes ces méthodes ont été employées pour déterminer le profil de la concentration d'ions dans l'oxyde de structures MOS et sont en bon accord avec les résultats expérimentaux et les résultats publiés utilisant les mêmes paramètres de dispositif MOS. Dans les deux cas, la d.d.i.m est une gaussienne.

Enfin, on a présenté un modèle théorique du courant ionique en fonction de la tension d'oxydes MOS en utilisant un autre modèle analytique de la distribution de la d.i.m. Ce modèle analytique employé est basé sur l'hypothèse que la concentration d'équilibre des ions mobiles est atteinte dans l'oxyde quand la résultante de toutes les forces de mobilisation internes et externes, d'origines différentes, notamment, la diffusion thermique, des champs électriques internes et

externes, est suffisante pour surmonter l'énergie d'activation totale. Contrairement aux études théoriques précédentes, toutes ces forces agissant sur un ion simple ont été obtenues indépendamment les unes des autres à partir de considérations fondamentales et ensuite combinées pour finalement obtenir la d.d.i.m dans les conditions d'équilibre.

L'équation de la distribution de la d.i.m obtenue en terme des paramètres du dispositif et constantes physiques peut être employée facilement pour calculer le courant ionique en fonction de la tension. Les courbes théoriques obtenues sont corroborées par les résultats expérimentaux. La bonne concordance entre les résultats théoriques et les mesures, valide comme exact ce modèle théorique de la d.d.i.m dans l'oxyde des structures MOS.

Mécanismes de Transport du Courant dans Les oxydes Minces des Dispositifs MOS

A.1 Introduction

La recherche s'est intensifiée pour repousser de la limite de miniaturisation des films SiO_2 le plus loin possible. Une diminution de la taille du dispositif et de l'épaisseur d'oxyde mène à une augmentation du courant de grille. Ce courant peut avoir un effet significatif sur le fonctionnement du transistor MOS. Du flux il peut résulter un courant soit électronique soit ionique ou même les deux à la fois. Les différents mécanismes de conduction peuvent être décrits sous la condition que la couche d'oxyde est complètement homogène. Cette condition peut être atteinte pour des couches plus épaisses que 50 \AA , mais ne l'est que rarement pour des couches minces. Quand l'oxyde n'est pas homogène, il est difficile de prendre en considération les paramètres géométriques dans les modèles physiques.

A.2 Les Différents Types de Conduction Electronique

Le courant de grille mesuré dans la couche mince d'oxydes peut être dû aux différents mécanismes de conduction électronique. Ces porteurs peuvent être intrinsèques ou extrinsèques (injectés depuis la grille ou le substrat). Dans un premier cas, la conduction est du type ohmique sous haute résistivité. Le courant ohmique est toujours mentionné comme le courant de fuite. Dans le dernier cas, les électrons peuvent librement circuler à l'intérieur de la couche d'oxyde (l'effet de Schottky, l'effet tunnel direct et l'effet tunnel de Fowler-Nordheim), ou leur transport peut être associé aux pièges (l'effet de Frenkel-Poole, la conduction par saut 'hopping' et le courant de charge d'espace limite). Les différents types de conduction électronique pour le dispositif NMOS sont illustrés dans la figure A.1 [95].

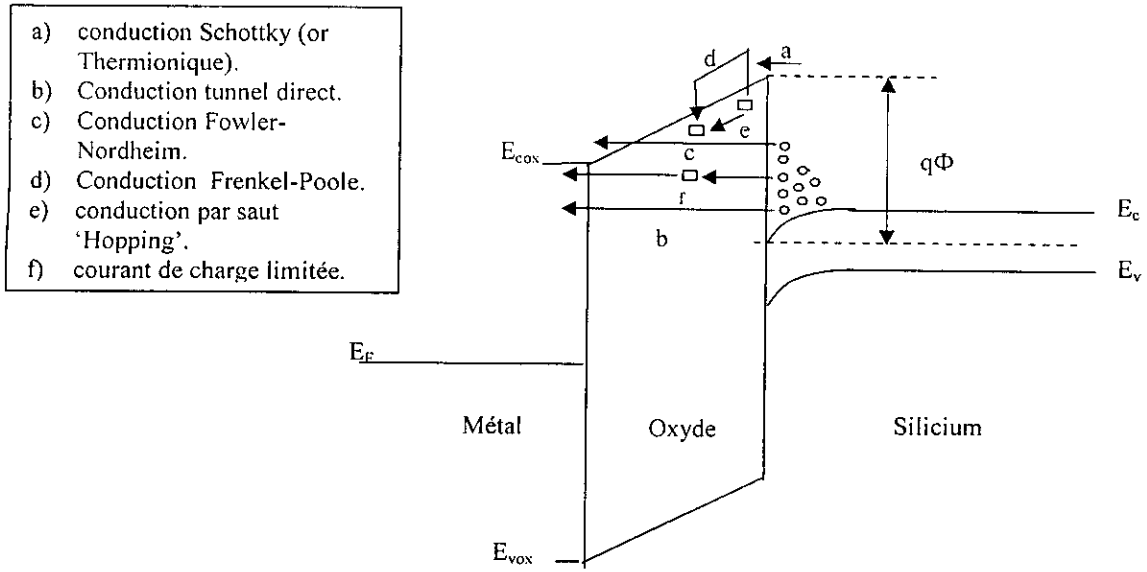


Fig. A.1 Les différents types de conduction électronique dans l'oxyde du Transistor nMOS [95].

A.2.1 Conduction Schottky (ou Thermoïnique) (C.S)

L'effet Schottky peut apparaître si l'énergie des électrons est suffisante pour les faire passer dans la bande de conduction d'oxyde. Autrement dit, le courant Schottky est dû aux électrons qui se déplacent au-dessus de la barrière potentielle, i.e ceux avec l'énergie $E > q\Phi$. Ce courant peut être exprimé comme [96]

$$J = \frac{4\pi m^* q k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{q\Phi}{kT}\right) \exp\left(\frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q\zeta_{ox}}{4\pi\epsilon_o\epsilon_{ox}}}\right) \quad (A.1)$$

Où m^* est la masse efficace d'électron, $q\Phi$ la hauteur de barrière à l'interface d'oxyde de silicium, ζ_{ox} le champ électrique dans l'oxyde et h la constante de Plank.

Dans ce cas, le flux de courant est active par le traitement thermique. Les électrons doivent acquérir l'énergie suffisante pour franchir la barrière et traverser l'oxyde.

A.2.2 Conduction par Effet Tunnel (C.E.T)

L'émission tunnel est causée par le champ d'ionisation des d'électrons piégés dans la bande de conduction ou par les électrons tunnel depuis l'énergie Fermi du métal dans la bande de conduction d'oxyde. Le calcul du courant tunnel nécessite, la connaissance du nombre d'électrons capable de passer par effet tunnel, la distribution d'énergie de ces électrons (donné par la fonction

de distribution Fermi-Dirac) et la transmission ou la probabilité tunnel, un électron d'énergie E puisse traverser la barrière [97]. Alors, l'équation approximative générale de la densité de courant tunnel est [98]:

$$J = \frac{4\pi q m_o}{h^3} \int_{E_c}^{E_{\max}} T(E) \cdot k.T \cdot \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{E - E_F}{kT} \right) \right) dE \quad (\text{A.2})$$

où $E_{\max} = q\Phi$ et m_o est la masse de l'électron libre.

Pour la conduction tunnel directe, la densité du courant peut être évaluée à partir de l'équation (A.2). Alors, sa formule approximative peut être exprimée comme [99,100]

$$J = \frac{q^2 m_o \zeta_{ox}^2}{8\pi \cdot h \cdot (q\Phi - E_F) m_{ox} \left[1 - \left(1 - \frac{q\zeta_{ox} t_{ox}}{q\Phi - E_F} \right)^{1/2} \right]^2} \cdot \exp \left(\frac{-4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q \zeta_{ox}} \left[(q\Phi - E_F)^{3/2} - (q\Phi - E_F - q\zeta_{ox} t_{ox})^{3/2} \right] \right) \quad (\text{A.3})$$

où m_{ox} est la masse efficace électronique dans l'oxyde. L'effet tunnel dépend fortement de la tension appliquée, mais reste essentiellement indépendant de la température.

Le courant de tunnel direct à travers l'oxyde devient significatif quand l'épaisseur du film diminue en dessous de 50 Å. Cela peut causer des problèmes dans le fonctionnement du dispositif et aussi durant la caractérisation (figure A.2). Pour l'oxyde ultra - mince, le courant de tunnel direct augmente son amplitude d'une décale quand l'épaisseur de l'oxyde diminue d'un nanomètre [100].

A.2.3 Conduction Fowler-Nordheim (C.F.N)

La densité de courant de tunnel J , qui décrit le type de Fowler-Nordheim, peut être tirée à partir de l'Eq. (A.2). Elle est donnée [101] :

$$J = \frac{q^2 m_{si} \zeta_{ox}^2}{8\pi h (q\Phi - E_F) m_{ox}} \cdot \exp \left(\frac{-4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q \zeta_{ox}} \cdot \left[(q\Phi - E_F)^{3/2} \right] \right) \quad (\text{A.4})$$

Ce mécanisme est régi aussi par le champ électrique vertical ζ_{ox} à travers l'oxyde de grille. Il apparaît seulement aux très hauts champs électriques, supérieur à 6 MV/cm [102]. Les dégâts de l'oxyde causés par le courant tunnel de Fowler-Nordheim (C.F-N) sont supposés négligeables dans la plupart des MOSFET excepte dans les oxydes ultra- minces des dispositifs, comme

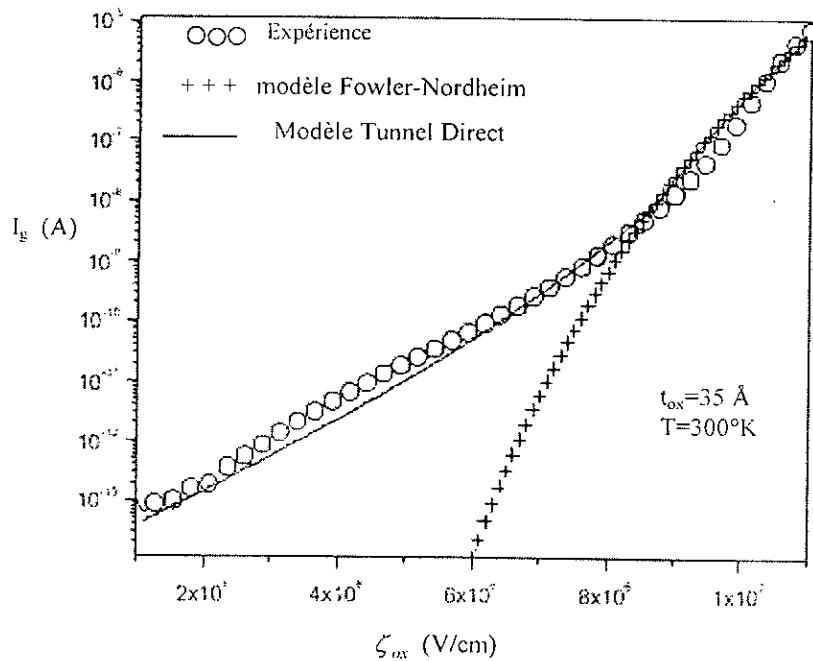


Fig A.2 La modélisation du courant de la grille (utilisant le modèle Tunnel Direct et Fowler-Nordheim) de transistor NMOS avec épaisseur d'oxyde 35 Å [103].

indiqué dans les premiers résultats expérimentaux de distribution d'états d'interface [103]. Il a été estimé que le courant tunnel direct domine dans les oxydes plus minces que 40 Å et le courant (C.F-N) dans les oxydes plus épais que 50 Å [104]. Cependant, ce phénomène a été employé pour déterminer l'épaisseur d'oxyde, telle que la période de l'oscillation soit fonction du niveau de la barrière tunnel [104]. Le courant C.F-N induit aussi du stress sur l'oxyde, produisant une charge d'oxyde instable durant la mesure électrique [105]. Ce qui causera l'instabilité, lui rendant plus difficile la détermination de paramètres structurels.

A.2.4 Conduction Frenkel-Poole (C.F.P)

L'émission Frenkel-Poole est due aux excitations thermiques du champ rehaussé par les électrons piégés dans la bande de conduction. L'expression du courant (C.F-P) pour des oxydes minces est donnée par [106] :

$$J = q \cdot N_c \cdot \mu \cdot \zeta_{ox} \cdot \exp\left(-\frac{q\Phi}{kT}\right) \cdot \exp\left(\frac{q}{\sqrt{\pi \cdot \epsilon_o \cdot \epsilon_{ox}}} \frac{q\sqrt{\zeta_{ox}}}{kT}\right) \quad (A.5)$$

où N_c est la densité des états de surface dans la bande de conduction d'oxyde et μ est la mobilité des électrons dans l'oxyde.

A.2.5 Conduction par Saut (Hopping) (C.H)

Dans le cas de la conduction Hopping (C.H), l'énergie de l'électron est inférieure à l'énergie maximale de la hauteur du puits de potentiel de piège. Le courant (C.H) peut être tiré de l'équation suivante [73] :

$$J = \frac{q^2}{kT} \cdot n^* \cdot \alpha^2 \cdot \zeta_{ox} \cdot \frac{1}{\tau_o} \cdot \exp\left(\frac{-4\pi \cdot m^*}{h} \cdot \Phi_m \cdot \alpha\right) \quad (A.6)$$

où n^* est la densité électronique sur les sites, α est la distance entre deux sites, τ_o est la constante de temps et Φ_m est la hauteur de barrière entre deux sites (les autres symboles ont leurs significations habituelles).

A.2.6 Courant de Charge d'Espace Limite (CCEL)

Dans le cas du courant C.F-P et la conduction C.H, le champ électrique est supposé constant. Quand l'injection électronique est forte, cette hypothèse n'est plus valable et la distribution du potentiel doit être calculée en employant l'équation de Poisson. Le courant C.C.E.L résulte d'un porteur injecté dans l'oxyde, où aucune charge de compensation n'est présente. Ce courant a des expressions distinctes pour des injections différentes [53].

Injection faible

Quand l'injection est faible, la densité de charge d'oxyde est négligeable et le champ électrique est donc constant. Le courant est donné par :

$$J = q \cdot n(x) \cdot \mu \cdot \frac{V}{l_{ox}} \quad (A.7)$$

où $n(x)$ est le nombre d'électrons de conduction.

Injection forte

Dans ce cas, les pièges d'oxyde se remplissent et une charge spatiale s'y accumule. On donne le courant

$$J = \frac{8}{9} \cdot \mu \cdot \frac{\epsilon_o \epsilon_{ox}}{l_{ox}^3} \cdot V^2 \cdot \frac{N_c}{N_t} \cdot \exp\left(-\frac{\Phi_t}{kT}\right) \quad (A.8)$$

où N_t est la densité de piège, N_c est la densité des états de surface dans la bande de conduction et Φ_t , la différence d'énergie entre la bande de conduction et un site de pièges.

Injection très forte

Dans ce cas, tous les pièges étant remplis, la charge spatiale est due aux électrons de conduction et le courant peut être exprimé comme :

$$J = \frac{8}{9} \cdot \mu \cdot \frac{\epsilon_o \epsilon_{ox}}{l_{ox}^3} \cdot V^2 \quad (\text{A.9})$$

Pour des caractéristiques de courant - tension dans la région d'accumulation avec l'injection électronique continue depuis la grille, le courant C.C.E.L n'est pas considéré pour être un contributeur majeur au courant dc à travers le condensateur.

À basse tension et haute température, les électrons excités thermiquement sautent d'un état isolé à un autre porteur du courant. Ce mécanisme produit une caractéristique ohmique dépendant exponentiellement de la température.

A.3 Conduction Ionique (C.I)

A.3.1 Caractéristique J-V de la Conduction Ionique

La conduction ionique est identique à la conduction ohmique sauf que le courant ionique résultant de la C.I diminue lorsque la température augmente. La C.I est semblable à un traitement de diffusion. Généralement, quand le champ électrique est appliqué, la conductivité ionique diminue lorsque le temps croit, parce que les ions ne peuvent pas être aisément injectés dans ou extraits depuis l'oxyde. Après un flux de courant initial, des charges d'espace positives et négatives s'accumulent près des interfaces métal-oxyde (MO) et semi-conducteur- oxyde (OS), causant une altération de la distribution du potentiel. Quand le champ électrique appliqué est enlevé, des grands champs électriques internes restent et induisent un écoulement arrière d'ions vers leurs positions d'équilibre, aboutissant ainsi à un effet d'hystérésis. La caractéristique J-V pour la conduction ionique est donnée par D.K.Schroder et al [73] :

$$J = B \cdot \zeta_{ox} \cdot T^{-1} \cdot \exp\left(\frac{-\Delta E_{ai}}{kT}\right) \quad (\text{A.10})$$

où B est une constante et ΔE_{ai} l'énergie d'activation pour la migration d'ion. Selon Eq. (A.10), le log (JT) en fonction de 1/T est une ligne droite avec une pente déterminée par l'énergie d'activation pour la migration d'ion. S'il y a mouvement ionique dans une grille polarisée, il aboutira à une dérive de la tension de bande plate dans les courbes C-V mesurées sous contraintes de température et de polarisation (BTS) [73].

Le mécanisme de conduction ionique fait que celle-ci doit être indépendante du niveau de la barrière, ce qui signifie que la polarisation positive ou négative doit induire le même courant ionique tant que le champ dans l'oxyde reste le même. Toutes les caractéristiques I-V montrent que, pour une polarisation négative dans la région d'accumulation, le courant de fuite est plus élevé que dans le cas à polarisation positive (c'est-à-dire, la région d'inversion).

A.3.2 Equation de Transport du Courant Ionique

Un champ électrique appliqué en présence d'un gradient dans la concentration d'ion mobile peut induire un courant ionique à travers la couche d'oxyde, en plus de celui issu de la seule diffusion d'ion qui existe même en absence de ce champ.

a) Courant de Dérive

Ce courant, dû à l'accélération d'ion mobile, est causé par un champ électrique appliqué. La densité du courant est donnée comme suit :

$$\vec{J}_{drift} = +qN_m\mu\vec{\zeta} \quad (A.11)$$

où N_m , μ , $\vec{\zeta}$ dénote respectivement la densité d'ion, la mobilité d'ion et le champ électrique.

b) Courant de Diffusion

Ce type de courant est causé par le gradient dans la concentration d'ion, autrement dit, des ions diffusent de la région de plus haute densité vers la région de densité inférieure. La densité du courant de diffusion est donnée par

$$\vec{J}_{diffusion} = -qD\nabla N_m \quad (A.12)$$

où ∇N_m est le gradient de densité d'ion mobile et D est la constante de diffusion d'ion qui est exprimé par le rapport d'Einstein : $D = \frac{\mu kT}{q}$.

C) Courants de Dérive et de Diffusion Simultanés

Quand le gradient de concentration et le champ électrique sont présents simultanément, la densité totale du courant ionique est

$$\vec{J}_{ion} = qN_m\mu\vec{\zeta} - qD\nabla N_m \quad (A.13)$$

Dont la composante suivant l'axe ox est:

$$J = q.N_m.\mu.\zeta_{ox} - qD \frac{\partial N}{\partial x} \quad (A.14)$$

où $\frac{\partial N}{\partial x}$ est le gradient de densité d'ion et D est la constante de diffusion d'ion.

A.4 Conclusion

Pour une épaisseur d'oxyde donnée, chaque type de conduction peut dominer dans une certaine gamme de température et de polarisation. L'émission tunnel dépend le plus fortement de la tension appliquée, alors que l'émission schottky dépend le plus fortement de la température. La conduction C.C.E.L dépend de la tension appliquée à la grille. La conduction C.F-P est importante aux températures et champs électriques modérés. Les conduction ionique et ohmique sont de moindre importance parmi les susdits phénomènes décrits; le processus ionique est sévèrement affecté à température élevée. La conduction C.H montre la même dépendance avec la température et la tension que la conduction ionique. Ces processus ne sont pas exactement indépendants l'un de l'autre et doivent être soigneusement examinés. Par exemple, pour le grand effet de charge d'espace, la caractéristique tunnel se trouve être semblable à l'émission de type Schotkky.

Pour un diélectrique SiO₂ ultra - mince, le mécanisme de conduction dominant est l'effet tunnel, tandis que pour les diélectriques de grille plus épais, le mécanisme de conduction sera différent [106]. Les mesures I-V à différentes températures ont été employées pour étudier les mécanismes de conduction et la dépendance en tension et température du courant de fuite (voir le résumé dans la Tableau A.1).

Tableau A.1 : les mécanismes fondamentaux de conduction et la dépendance en tension et température de leurs caractéristiques.

Processus	Expression de la densité de courant J	Dépendance en tension et température
Émission Schottky C.S	$= \frac{4\pi m^* q k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{q\Phi}{kT}\right) \exp\left(\frac{q}{kT} \sqrt{\frac{q\zeta_{ox}}{4\pi\epsilon_o\epsilon_{ox}}}\right)$	$\propto T^2 \exp\left(a \frac{V^{1/2}}{T}\right)$
Effet Tunnel Direct C.E.T	$\propto \zeta_{ox}^2 \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q \zeta_{ox}} \left[(q\Phi - E_F)^{1/2} - (q\Phi - E_F - q\zeta_{ox} t_{ox})^{1/2} \right]\right)$	$\propto V \exp\left(-\frac{b}{V}\right)$
Fowler-Nordheim C.F-N	$\propto \zeta_{ox}^2 \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q \zeta_{ox}} \left[(q\Phi - E_F)^{1/2} \right]\right)$	$\propto V \exp\left(-\frac{b}{V}\right)$
Frenkel-Poole C.F-P	$= q N_c \mu \zeta_{ox} \exp\left(-\frac{q\Phi}{kT}\right) \exp\left(\sqrt{\frac{q}{\pi\epsilon_o\epsilon_{ox}}} \frac{q\sqrt{\zeta_{ox}}}{kT}\right)$	$\propto V \exp\left(2.a \frac{V^{1/2}}{T}\right)$
charge d'espace limite (C.C.E.L)	$= \frac{8}{9} \mu \frac{\epsilon_o \epsilon_{ox}}{t_{ox}^3} V^2$	$\propto V^2$
conduction Ohmique C.O	$= A \zeta_{ox} \exp\left(\frac{-\Delta E_{oe}}{kT}\right)$	$\propto V \exp\left(-\frac{c}{T}\right)$
Conduction ionique C.I	$= B \zeta_{ox} T^{-1} \exp\left(\frac{-\Delta E_{oi}}{kT}\right)$	$\propto \frac{V}{T} \exp\left(-\frac{d}{V}\right)$

A et B sont des constantes, ΔE_{oe} = l'énergie d'activation des électrons, ΔE_{oi} = l'énergie d'activation des ions. ζ_{ox} le champ électrique dans l'oxyde et t_{ox} l'épaisseur de l'oxyde. Les Constantes positives indépendantes de V ou T sont a, b, c et d (les autres symboles ont leur signification habituelle).

Annexe B Publications et Communications en Rapport avec ce Travail

- [1] V. Mitra, H. Bentarzi, R. Bouderbala and A. Benfdila, "A Theoretical Model for the Density-Distribution of Mobile Ions in the Oxide of the Metal-Oxide-Semiconductor Structures", *J. Appl. Phys* **73**, pp.4287-4291, (1993).
- [2] H. Bentarzi, R. Bouderbala, and A. Zerguerras, " Ionic Current in MOS Structures ", *Ann. Telecommun.*, **59**, n°3-4, pp. 471-478, 2004.
- [3] H. Bentarzi, R. Bouderbala, and A. Zerguerras, " Simulation of Ion Density Distribution In the Gate Oxide of MOS Structures", *AMSE Trans. On Modelling, Measurement and Control Journal*, Vol. **76** N°8, pp. 13-23, 2003.
- [4] Hamid Bentarzi, Youcef Kribes, Abdellatif Khelifi and Ahmed Zerguerras., "Investigation of Mobile Ions in MOS Structures Using the Charge-Pumping Method ", *Proceeding de l'Algerian Conference on Microelectronics (ACM'02)*, Alger, 13-15 Octobre 2002. Pages 203-206.
- [5] H Bentarzi, V. Mitra, and A. Zerguerras, " Study of Ion Transport Phenomenon in the oxide of MOS Structures", *Algerian Journal of Technology* (1995), Vol. **11**, n°1, pp.11-19
- [7] H. Bentarzi, A. Zerguerras and V. Mitra, "The Measurement Techniques of the Mobile Ions in MOS Structures", *Algerian Journal of Technology*. Vol. **11**, n°1 p.19, (1995)
- [8] V. Mitra, A. Benfdila, R. Bouderbala, H. Bentarzi and A. Amrouche, "Charge-extraction technique for studying the surface states in MOS devices, *IEEE Trans. On Electron Devices* Vol. **40**, p.923, (1993).
- [9] H. Bentarzi, R. Bouderbala, and V. Mitra, "Mobile ion distribution in the oxide of MOS structure", *AMSE Press, Malta dec. 25-30*, Vol. **2**, pp. 85-92, (1993).
- [10] H. Bentarzi, R. Bouderbala and V. Mitra, "Determination of the Distribution of Mobile Charges in the Oxide of the MOS Structure ", *ESD'94*, Vol. **II**, pp. 106-111, Brno, (1994).
- [11] H. Bentarzi, R. Bouderbala and A. Zerguerras, "Numerical Modeling of Ion Transport Phenomena in the Oxide layer of MOS Structure", *MS'99*, Santiago de Compostela , Spain, (1999).
- [12] H. Bentarzi, A. Zitouni, R. Saber and B. Otmanine, "A software Package for HPSPA Instrument Control and Semiconductor Devices Parameter Extraction", *CMGE'99*, pp.101-104, Constantine, Algeria.
- [13] H. Bentarzi, R. Bouderbala and A. Zerguerras, "Comparative Study Among Theoretical Investigations on Mobile Ion Distributions in The Oxide of MOS Structure", *SSA299*, Blida, Vol. **II**, pp. 681-687, Algeria (1999).

REFERENCES

- [1] R.M. Wallance and G.D. Wilk, "Exploring The Limits of Gate Dielectric Scaling", *Semiconductor International* Vol.24, N°.6, pp 153-158, (2001).
- [2] W. L. Brown, *Phys. Rev.*, pp. 518-527 (1953).
- [3] C. G. B. Garrett and W. H. Brattain, *Phys. Rev.* **99**, 376 (1955).
- [4] J. R. Ligenza, *J. Phys. Chem. Solids* **65**, pp. 2011-2014 (1961).
- [5] J. A. Hoerni, IRE Electron Devices Meeting, Washington, D.C. (1960).
- [6] A. H. Agajanian, *Semiconductor Devices. A Bibliography of Fabrication Technology, Properties, and Applications*, New York, Planum, pp. 547-619 (1976).
- [7] Y. C. Cheng, " Electronic States at the Silicon-Silicon Dioxide interface ", *Prog. Surface Sci.*, p. 181 (1977).
- [8] B. E. Deal, " The Current Understanding of Charges in the Thermally Oxidized Silicon Structure ", *J. Electrochem. Soc.* **121**, pp. 198C-205C (1974).
- [9] E. H. Snow, A. S. Grove, B. E. Deal, and C. T. Sah, " Ion Transport Phenomena in Insulating Films ", *J. Appl. Phys.* **36**, pp. 1664-1673 (1965).
- [10] M. W. Hillen and J. F. Verwey, " Mobile ions in SiO₂ layers on Si ", in G. Barbottain and A. Vapaille ed., *Instabilities in Silicon Devices*, Vol. I, North-Holland, Amsterdam, pp. 404-439 (1986).
- [11] G. Timp et al, "The Ballistic Nano-Transistor", *IEEE IEDM Tech. Dig.*, p55, (1999).
- [12] B.E. Weir et al, "Gate Oxide in 50 nm Devices: Thickness Uniformity Improves Projected Reliability", *IEEE IEDM Tech. Dig.*, p.437, 1999.
- [13] H. Bentarzi, R. Bouderbala and V. Mitra, "Determination of the Distribution of Mobile Charges in the Oxide of the MOS Structure ", *ESD'94*, Vol.II, pp. 106-111, Brno, (1994).
- [14] V. Mitra, H. Bentarzi, R. Bouderbala and A. Benfdila, "A Theoretical Model for the Density-Distribution of Mobile Ions in the Oxide of the Metal-Oxide-Semiconductor Structures", *J. Appl. Phys.*, **73**, pp.4287-4291, (1993).
- [15] E. Schlegel, G. Schnable, R. Schwartz and J. Spratt, "Behavior of Surface Ions on Semiconductor Devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. **ED-15**, pp. 973-979, (1968).
- [16] J. McPherson, "Accelerated Testing," *Electronic Materials Handbook, Volume 1, Packaging*," ASM International Publishing, p. 887, (1989).
- [17] E.H. Snow and B.E. Deal, "Polarization Phenomena and Other Properties of Phosphosilicate Glass Films on Silicon," *J. Electrochem. Soc.*, Vol.**113**, p. 263 (1966).
- [18] P. L. Hefley and J. McPherson, "The Impact of an External Sodium diffusion Source on the Reliability of MOS Circuitry", *IEEE-IRPS Proceedings*, p. 167 (1988).
- [19] D.A. Stuart, "Calculations of Activation Energy of Ionic Conductivity in Silica Glass by Classical Methods ", *J. Amer. Ceramic Soc.*, p. 573 (1954).
- [20] E. H. Nicollian and J. R. Brews, *MOS Physics and Technology*, Wiley, New York, (1982).
- [21] L. M. Terman, " An investigation of Surface States at Silicon-Silicon Oxide Interface Employing Metal Oxide Silicon Diodes ", *Solid-State Electronics*, pp. 285-299 (1962).
- [22] M. J. McNutt and C. T. Sah, " Determination of the MOS Oxide Capacitance ", *J. Appl. Phys.* **46**, pp. 3909-3913 (1975).
- [23] B. E. Deal, " Standardized Terminology for Oxide Charge Associated with Thermally Oxidized Silicon ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **ED-27**, pp. 606-608 (1980).
- [24] D. J. DiMaria. " Defects and Impurities in Thermal SiO₂ ". in *The Physics of SiO₂ and its Interface*, S. T. Partelides, Ed., Pergamon, New York, pp. 160-178, (1978).
- [25] T. Sungano, " Recent Understanding of Morphology of Si-SiO₂ Interface and Traps States at the Interface ", S. C. Jain and S. Radhakrishna ed., in *Physics of Semiconductor Devices*, pp. 212-221 (1982).

- [26] M. C. Ash, P. Chattopadhyay, and A. N. Daw, " Effect of Trichloroethylene on the Oxide Charge and Interface State Density of a Silicon MIS Tunnel Structure ", *J. Inst. Electronics and Telecom. Engrs.* **31**, pp. 63-64 (1985).
- [27] E. Avniand J. Shapir, " Modeling of Charge Injection Effects in Metal-Oxide-Semiconductor Structures ", *J. Appl.* **64**, pp. 734-742, (1988).
- [28] V. G. Litovchenko, V. Y. Kiblick, S. S. Georgiev and K. I. Kirov, " Radiation Induced Charges in Low-Temperature Oxide MOS Structures (Al-SiO₂-Si) ", *Radiation Effects*, Vol.**62**, pp. 1-5 (1982).
- [29] E. H. Nicollian, A. Goetzberger, " The Si-SiO₂ Interface: Electrical Properties as Determined by the MIS Conductance Technique ", *The Bell System Technical Journal*, Vol. **46**, pp. 1055-1133 (1967).
- [30] D. M. Brown and P. V. Gray, " Si-SiO₂ Fast Interface State Measurements ", *J. Electrochem. Soc.* **115**, pp. 760-766, (1968).
- [31] S. Gourrier and P. Friedel, " Caracterisation electronique des etats electroniques d'interface Isolant/Semiconductor ", *ACTA Electronica*, Vol.**25**, pp. 217-240, (1983).
- [32] C. N. Berglund, "Surface States of Steam-grown Silicon Dioxide Interfaces ", *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-13**, pp. 701-705 (1966).
- [33] M. Kuhn, "A Quasi-Static Technique for MOS C-V and Surface state Measurements ", *Solid State Electron.* **13**, pp. 873-885 (1970).
- [34] D. V. Lang, "Deep-Level Transient Spectroscopy : A Method to Characterize Traps in Semiconductor ", *J. Appl. Phys.* **45**, pp. 3023-3032 (1974).
- [35] K. L. Wang and A. O. Evwaraye, " Determination of Interface and Bulk Trap states of IGFET's Using Deep-Level Transient Spectroscopy ", *J. Appl. Phys.* **47**, pp. 4574-4577 (1976).
- [36] K. Yamasaki and T. Sugano, *Appl. Phys. Lett.* **35**, p. 930 (1979).
- [37] H. Hasegawa and T. Sawada, *J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. A*, **49**, p. 1125 (1980).
- [38] J. S. Brugler and P. G. A. Jaspers, " Charge Pumping in MOS Devices ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **ED-16**, pp. 297-301 (1969).
- [39] A. B. M. Elliot, " The Use of Charge Pumping Currents to Measure Surface State Densities in MOS Transistors ", *Solid State Electron*, **19**, pp. 241-247 (1976).
- [40] W. V. Backensto and C. R. Vishwanathan, "Measurement of Interface State Characteristics of MOS Transistor Utilizing Charge-pumping Techniques ", *Proc. IEE*, **128**, Pt. I, pp.44-52 (1981).
- [41] G. Groeseneken, H. E. Maes, N. Beltran and R. F. DeKeersmaeker, " A Reliable Approach to Charge Pumping Measurements in MOS-Transistors ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **ED-31**, pp. 42-53 (1984).
- [42] W. L. Tseng, " A New Charge Pumping Method of Measuring Si-SiO₂ Interface States ", *J. Appl. Phys.* **62**, pp. 591-599 (1987).
- [43] P. Heremans, J. Witters, G. Groeseneken and H. E. Maes, " Analysis of the Charge Pumping Technique and Its Application for the Evaluation of MOSFET Degradation ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **ED-36**, pp. 1318-1335 (1989).
- [44] V. Q. Ho and T. Sugano, " An Temperature of the Interface Properties of Plasma Anodized SiO₂/Si System for the Fabrication of MOSFET's ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **ED-28**, pp.1060-1064 (1981).
- [45] A. J. Learn and D. W. Hess, " Effects of Ion Implantation on Charges in the Silicon-Silicon Dioxide System ", *J. Appl. Phys.* **48**, pp.308-312 (1977).
- [46] B. E. Deal, M. Sklar, A. S. Grove, and E. H. Snow, *J. Electrochem. Soc.* **114**, pp. 226-274, (1967).
- [47] S. M. Tang, W. B. Berry, R. Kwor, M. V. Zeller and L. G. Matus, " High Frequency Capacitance-Voltage Characteristics of Thermally Grown SiO₂ Films on β -SiC ", *J. Electrochem. Soc.* **137**, pp.221-225 (1990).

- [48] D. J. DiMaria, " The Properties of Electron and Holes Traps in Thermal Silicon Dioxide Layers Grown on Silicon ", S. T. Partelides Ed., in *The Physics of Si-SiO₂ and Its Interface*, Pergamon, New York, pp. 160-178 (1978).
- [49] E. H. Nicollian, C. N. Berglund, P. F. Schmit and J. M. Andrews, *J. Appl. Phys.* **42**, p. 5654, (1971).
- [50] C. N. Berglund and R. J. Powell, " Photoinjection into SiO₂: Electron Scattering in the Image Force Potential Well ", *J. Appl. Phys.* **42**, pp.573-579 (1971).
- [51] J. R. Brews, " Limitations upon Photo-injection Studies of Charge Distributions Close to Interfaces in MOS Capacitors ", *J. Appl. Phys.* **44**, pp.379-384 (1973).
- [52] H. M. Przewlocki, " Determination of Trapped Charge Distributions in the Dielectric of a Metal-Oxide-Semiconductor Structure ", *J. Appl. Phys.* **57**, pp.5359-5366 (1985).
- [53] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, (1981).
- [54] A. S. Grove, *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, John Wiley and Sons, New York, (1967).
- [55] J. R. Davis, *Instabilities in MOS Devices*, Vol. 1, Gordon and Breach Science Publishers, London, (1977).
- [56] Kriegler, Y. C. Cheng and D. R. Colton, " The Effect of HCl and Cl₂ on the thermal Oxidation of Silicon", *J. Electrochem. Soc.* **119**, pp. 388-392, (1972).
- [57] E. Yon, W. H. Ko and A. B. Kuper, "Sodium Distribution in Thermal Oxide on Silicon by Radiochemical and MOS Analysis ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **ED-13**, pp. 276-280, (1966).
- [58] H. Bentarzi, A. Zerguerras and V. Mitra, "The Measurement Techniques of the Mobile Ions in MOS Structures", *Algerian Journal of Technology*. Vol. 11, n°1p.19, (1995)
- [59] M. Yamin, " Charge Storage Effects in Silicon Dioxide Films ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **ED-12**, pp. 88-96, (1965).
- [60] N. J. Chou, " Application of Triangular voltage Sweep Method to Mobile Charge Studies in MOS Structures ", *J. Electrochem. Soc.* **118**, pp. 601-609, (1971).
- [61] M. Kuhn and D. J. Silversmith, " Ionic Contamination and Transport of Mobile Ions in MOS Structures ", *J. Electrochem. Soc.* **118**, pp. 966-970, (1971).
- [62] M. Pepper and W. Eccleston, " Cation Transport in SiO₂ ", *Phys. Stat. Sol. (a)* **12**, pp. 199-207, (1972).
- [63] H. M. Przewlocki and W. Marciniak, " The Triangular Voltage Sweep Method as a Tool in Studies of Mobile Charge in MOS Structures ", *Phys. Stat. Sol. (a)* **29**, pp. 265-274, (1975).
- [64] A. G. Tangena, J. Middelhoek and N. F. DeRoosj, " Influence of Positive Ions on the Current-Voltage Characteristics of MOS Structures ", *J. Appl. Phys.* **49**, pp. 2876-2879, (1978).
- [65] D. J. DiMaria, " Room-Temperature Conductivity and Location of Mobile Sodium Ions in the Thermal Silicon Dioxide Layer of a Metal-Silicon dioxide-Silicon Structure ", *J. Appl. Phys.* **48**, pp. 5149-5151, (1977).
- [66] T. W. Hickmott, " Thermally Stimulated Ionic Conductivity of Sodium in Thermal ", *J. Appl. Phys.* **46**, pp. 2583-2598, (1975).
- [67] P. K. Nauta and M. W. Hillen, " Investigation of Mobile Ions in MOS Structures Using the TSIC Method ", *J. Appl. Phys.* **49**, pp. 2862-2865, (1978).
- [68] M. W. Hillen, " Dynamic Behavior of Mobile Ions in SiO₂ Layers ", in *The Physics of SiO₂ and Its Interface*, S. T. Partelides, Ed., Pergamon, New York, pp.179-183, (1978).
- [69] M. R. Boudry and J. P. Stagg, " The Kinetic Behavior of Mobile Ions in the Al-SiO₂-Si System ", *J. Appl. Phys.* **50**, pp. 942-950, (1979).
- [70] T. W. Hickmott, " Dipole Layers at the Metal-SiO₂ Interface ", *J. Appl. Phys.* **51**, pp. 4269-4281, (1980).
- [71] H. Bentarzi, A. Zitouni, R. Saber and B. Otmanine, " A software Package for HPSPA Instrument Control and Semiconductor Devices Parameter Extraction" *CMGE'99*, pp.101-104, Constantine, Algeria (1999).

- [72] Hamid Bentarzi, Youcef Kribes, Abdellatif Khelifi and Ahmed Zerguerras., "Investigation of Mobile Ions in MOS Structures Using the Charge-Pumping Method ", *Proceeding de l'Algerian Conference on Microelectronics (ACM'02)*, Alger, 13-15 Octobre, p. 203-206, (2002).
- [73] D. K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*. New York: Wiley, (1998).
- [74] R. J. Kriegler and T. F. Devenyi, " Direct Measurement of Na⁺ Ion Mobility in SiO₂ Films ", *Thin Solid Films* **36**, pp. 435-439, (1976).
- [75] M. W. Hillen, G. Greeuw and J. F. Verweij, " On the Mobility of Potassium Ions in SiO₂ ", *J. Appl. Phys.* **50**, pp. 4834-4837, (1979).
- [76] G. F. Derbenwick, " Mobile Ions in SiO₂: Potassium ", *J. Appl. Phys.* **48**, pp. 1127-1130, (1977).
- [77] J. P. Stagg, " Drift Mobility of Na⁺ and K⁺ Ions in SiO₂ Films ", *Appl. Phys. Lett.* **31**, pp. 532-533, (1977).
- [78] J.S.Brugler and P.J.A.Jespers, "Charge Pumping in MOS devices" *IEEE Trans. Elec. Devices*, Vol.**ED-16**, pp.297-301, (1969).
- [79] A.B.M. Elliot, "The use of Charge Pumping Currents to Measure Surface State Densities in MOS Transistors", *Solid-State Electronics*. Vol.**19**, pp. 241-247, (1976).
- [80] G.Groeseneken, H.E.Maes, N.Beltran, and R.F.De Keersmaecker, " A reliable approach to charge-pumping measurements in MOS transistors", *IEEE Trans. Elec. Devices*, Vol. **ED-31**, pp. 42-53, (1984).
- [81] A.S.Grove, *Physics and Technology of Semiconductor devices*, Wiley, New York, (1967).
- [82] V.Mitra, A.Benfdila, R.Bouderbala, H.Bentarzi and A.Amrouche, "Charge-extraction technique for studying the surface states in MOS devices", *IEEE Trans. On Electron Devices* Vol. **ED-40**, pp.923-931, (1993).
- [83] V. P. Romanov and Yu. A. Chaplygin, " Stationary Distribution of mobile Charge in the Dielectric of MOS Structures ", *Phy. Stat. (a)* **53**, pp. 493-498, (1979).
- [84] H.Bentarzi, R. Bouderbala and A.Zerguerras, "Comparative Study Among Theoretical Investigations on Mobile Ion Distributions in The Oxide of MOS Structure", *SSA299 Proc.*, Blida, Vol.**II**, pp. 681-687, Algeria (1999).
- [85] A. S. Grove, B. E. Deal, E. H. Snow, and C. T. Sah, " Investigation of Thermally Oxidized Silicon Surface Using MOS Structures ", *Solid-St. Electr.*, pp. 145-163 (1965).
- [86] E. Yon, W. H. Ko, and A. B. Kuper, *IEEE Trans. Elect. Devices* **ED-13**, p.276, (1966).
- [87] A. Raychaudhuri, A. Ashok and S. Kar, " Ion-Dosage Dependent Room-Temperature Hysteresis in MOS Structures with thin Oxides ", *IEEE Trans. Elect. Dev.* **38**, pp. 316-322, (1991).
- [88] H.Bentarzi, R.Bouderbala, and V.Mitra, "Mobile ion distribution in the oxide of MOS struture", *AMSE Press*, Malta dec. 25-30, Vol.**2**, pp. 85-92, (1993).
- [89] A.Constantinides; *Applied Numerical Methods with Personal Computers*, Mc.GrawHill, New York, (1987).
- [90] I.C.Chou, S.E.Holland and C.Hu, "Electrical Breakdown in thin gate and Tunnelling Oxides", *IEEE Solid-St. Circuits*, **20**, pp 333-344, (1985).
- [91] H. Bentarzi, R.Bouderbala, and A. Zerguerras, " Simulation of Ion Density Distribution In the Gate Oxide of MOS Structures", *AMSE Trans. On Modelling, Measurement and Control Journal*, Vol.**76** N°8, pp. 13-23, (2003).
- [92] H. Bentarzi, V. Mitra, and A. Zerguerras, " Study of Ion Transport Phenomenon in the oxide of MOS Structures", *Algerian Journal of Technology*, Vol.**11**, n°1, pp.11-19, (1995).
- [93] H. Bentarzi, R.Bouderbala, and A. Zerguerras, " Ionic Current in MOS Structures ", *Ann. Telecommun.*, **59**, n°3-4, pp. 471-478, 2004.
- [94] R.J.Powell and C.N.Bergland, "Photo-injection into SiO₂: Electron Scattering in the Image Force Potential Well", *JAP* Vol.**42**, pp573-579, (1965).

- [95] P.Hesto, "Nature of electronic conduction", in G.Barbottin, A.Vapaille (Ed.), « Instabilities in silicon devices », North Holland, Amsterdam, vol.1, p.263, (1986).
- [96] C.Cohen-Tanoudji, B.Diu, F.Laloë, « Mécanique quantique », Collection enseignement des sciences, Hermann éditeurs des sciences et des arts, (1997).
- [97] G.Pananakakis, G.Ghibaud, R.Kiès, "Temperature dependence of the Fowler-Nordheim current in metal-oxide-degenerate semiconductor structures", *Journal of Applied Physics*, **78**(4), p.2635, (1995).
- [98] C.Chang, "Tunneling in thin gate oxide MOS structures", Phd Theses, Berkley (USA), 1984.
- [99] M.Depas, B.Vermeire, P.W.Mertens, R.L.Van Meirhaeghe, M.M.Hetns, "Determination of tunnelling parameters in ultra-thin oxide layers poly-Si/SiO₂/Si structures", *Solid State Electronics*, Vol.38, No.8, pp. 1465-1471, (1995).
- [100] J.Maserjian and N.Zamani, "Behavior of the Si/SiO₂ interface observed by Fowler-Nordheim tunneling", *Journal of Applied Physics*, **53**(1), pp.559-567, (1982).
- [101] Weinberg, Z. A., "On tunneling in metal-oxide-silicon structures," *Journ. Appl. Phys.*, vol. **53**, 5052-5056, (1982).
- [102] Li, X. M. and Deen, M. J., "Determination of interface state density in MOSFETs using the spatial profiling charge pumping technique," *Solid-State Electron*, vol. **35**, 1059-1063, (1992).
- [103] M. Hiroshima, T. Yasaka, S. Miyazaki, M. Hirose, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 395(1994).
- [104] S. Zafar, Q. Liu, E.A. Irene, *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, p.47(1995).
- [105] A. Scarpa, A. Paccagnella, G. Ghidini, A. Vianello, E. Zanoni, *Solid-State Electronics* **41**, 935, (1997).
- [106] P.Hesto, "Nature of electronic conduction", in G.Barbottin, A.Vapaille (Ed.), *Instabilities in silicon devices*, North Holland, Amsterdam, vol.1, p.263, (1986).