

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE MOHAMED SEDDIK BENYAHIA JIJEL

Faculté des sciences et de la technologie

Département d'électronique

N° :...../2023

MEMOIRE DE MASTER

DOMAINE: Sciences et Technologies

FILIERE: Électronique

SPECIALITE: Microélectronique

Thème

Modélisation à base du potentiel de surface du transistor à

effet de champ en couches minces

Présenté Par : Aya CHEMCHAM

Encadré Par : Mr. Riad REMMOUCHE

Sara AMIRA

Mr. Rachid FATES

Date de soutenance: 25/06/2023

Jury de Soutenance

Président: Mr. Toufik BENKEDIDAH	Grade: MAA	Univ MSB jijel
Encadreur: Mr. Riad REMMOUCHE	Grade: MCA	Univ MSB jijel
Co-Encadreur: Mr. Rachid FATES	Grade: MCA	Univ MSB jijel
Examineur: Mr. Hakim HAOUES	Grade: MCB	Univ MSB jijel

Promotion : 2022 /2023

THANKS

We begin by expressing our sincere gratitude to Almighty Allah for granting us the strength, patience, courage, and determination to overcome all obstacles and successfully complete this work.

*Upon reaching the culmination of our efforts, it is with great honor and pleasure that we extend our profound appreciation and heartfelt thanks to **Mr.REMMOUCHE Riad** and **Mr.FATES Rachid**, they not only graciously accepted the responsibility of supervising this work but also provided invaluable assistance, wise counsel, kindness, and unwavering support. We are truly grateful for their significant contributions.*

*Furthermore, we would like to convey our deepest appreciation to the esteemed members of the jury, **Mr.HAOUES Hakim** and **Mr.BENKEDIDAH Toufik**, for graciously agreeing to evaluate and assess this thesis. Their expertise and time devoted to this endeavor are sincerely appreciated.*

Lastly, we extend our gratitude to all individuals who have contributed in any capacity towards the realization of this thesis. Your support, whether big or small, has played a vital role in our journey, and we are truly thankful for your involvement.

DEDICATION

*To our beloved family whom wholeheartedly dedicate this work.
Your unwavering support and guidance have been instrumental in our
journey. Without you, this significant achievement would not have been
possible. With deepest gratitude, we honor and dedicate this work to YOU.*

Amira Sara

and

Chemcham Aya

Table des matières

Remerciements	i
Dédicaces	ii
Table des matières	iii
Liste des acronymes	vii
Table des figures	xii
Liste des tableaux	xvi
Introduction générale	1
I Etat de l'art	3
I.1 Introduction	4
I.2 Structure cristalline	4
I.3 Différents états du silicium	5
I.3.1 Couches massives	5
I.3.1.1 Etat monocristallin	5
I.3.1.2 Etat multicristallin	6
I.3.2 Couches minces	7
I.3.2.1 Etat amorphe	7
I.3.2.2 Etat polycristallin	8
I.4 Propriétés physiques du silicium	8
I.4.1 Silicium monocristallin	8
I.4.2 Silicium polycristallin	9

I.4.3	Silicium amorphe	11
I.4.4	Silicium micro et nanocristallin	12
I.5	Classification géométrique des défauts	13
I.5.1	Défauts ponctuels (0D)	13
I.5.2	Défauts linéaires (1D)	14
I.5.3	Défauts surfaciques (2D)	14
I.5.3.1	Joint de grain	15
I.5.3.2	Macles	15
I.5.4	Défauts volumiques (3D)	16
I.6	Niveaux des pièges dans un semi-conducteur	16
I.6.1	Pièges profonds	16
I.6.1.1	Centres de piégeage	17
I.6.1.2	Centres de génération- recombinaison (g-r)	18
I.6.2	Pièges d'interface	19
I.6.3	Différents types de recombinaisons	20
I.7	Comportement électrique des défauts	20
I.8	Transistors en couches minces en silicium polycristallin	21
I.8.1	Définition	21
I.8.2	Structure des TFTs	22
I.8.3	Fonctionnement des TFTs	23
I.8.4	Caractéristiques des TFTs	24
I.8.4.1	Caractéristique de transfert	24
I.8.4.2	Caractéristique de sortie	25
I.8.4.3	Tension de seuil	25
I.8.4.4	Pente sous le seuil	26
I.8.4.5	Mobilité des porteurs	27
I.8.4.6	Courant de fuite	28
I.8.4.7	Rapport I_{ON}/I_{OFF}	28

I.8.5	Densité d'état	29
I.8.6	Equations fondamentales	30
I.8.6.1	Equation de Poisson	30
I.8.6.2	Equation de Schrödinger	31
I.8.6.3	Equation de continuité	32
I.9	Conclusion	34
II	Modélisation du TFT	35
II.1	Introduction	36
II.2	Transport de charge	36
II.2.1	Théorie des pièges aux joints des grains	37
II.2.2	Transport par saut	40
II.2.3	Théorie du piégeage et de la libération multiple	41
II.3	Modèles compacts du TFTs	43
II.3.1	Définition	43
II.3.2	Différents modèles compacts du TFTs	44
II.3.2.1	Modèles en tension de seuil	44
II.3.2.2	Modèles à potentiel de surface	45
II.3.2.3	Modèles en charge	47
II.4	Conclusion	49
III	Simulation du TFT	50
III.1	Introduction	51
III.2	Distribution de la densité des pièges dans le polysilicium	51
III.2.1	Densité d'état des pièges	51
III.2.2	Résultats de simulation numérique	52
III.2.3	Variation de la densité en fonction d'énergie	53

III.3 Modèles compacts à base du potentiel de surface	55
III.3.1 Modèles compacts du TFT en polysilicium	56
III.3.1.1 Potentiel de surface	57
III.3.1.2 Caractéristique de Sortie / Transfert	60
III.3.2 Modèles compacts d' OTFT	68
III.3.3 Modèles compacts de GFET	74
III.4 Comparaison des différents modèles compacts	76
III.4.1 Précision des modèles	76
III.4.2 Extraction de paramètre	78
III.5 Conclusion	80
Conclusion générale	82
Bibliographie	83

Liste des acronymes

A

a-Si	Silicium amorphe
a-Si :H	Silicium amorphe hydrogéné
AMLCD	Active Matrix Liquid Crystal Displays

B

Bulk	Transistor sur silicium massif
B_c	Bande de conduction
B_v	Bande de valence
B_I	Bande interdit

C

CMOS	Transistors Métal-Oxyde-Semi-conducteur complémentaires
CFO	Modèle de Cohen, Fritzsche et Ovshinsky
C_{ox}	Capacité de l'oxyde
C_{inv}	Capacité associée à la charge d'inversion
C_n	Coefficient de capture d'un électron
C_p	Coefficient de capture d'un trou

D

DOS	Densité d'état
DIBL	Abaissement de la barrière induit par le drain
$D(E)$	Densité d'état en fonction d'énergie
D_n	Coefficient de diffusion des électrons
D_p	Coefficient de diffusion des trous
DG	Double grille

E

EMA	Evaluation du modificateur d'effet
E_T	Niveau des pièges
E_F	Niveau d'énergie de Fermi
E_i	Niveau de Fermi intrinsèque
E_g	Energie de la bande interdite du semi-conducteur
E_C	Niveau d'énergie de la bande de conduction
E_V	Niveau d'énergie de la bande de valence
E	Energie de l'état considéré
E_{Fi}	Niveau de Fermi intrinsèque
e_n	Coefficient d'émission d'un électron
E_i	Niveau de Fermi intrinsèque
e_p	Coefficient d'émission d'un trou
ϵ_{sc}	Permittivité du semi-conducteur
ϵ_o	Permittivité du vide
ϵ_r	Permittivité relative du milieu
ϵ_{ox}	Permittivité d'oxyde

G

g_m	Transconductance
$g - r$	Centre de génération-recombinaison

H

h	Constante de Planck.
-----	----------------------

I

IGZO	In-Ga-Zn-O
I_d	Courant de drain

I_{ds}	Courant entre la source et le drain
I_{sub}	Courant sous le seuil
I_{OFF}	Courant de fuite
I_{drift}	Courant de la composante de dérive
I_{diff}	Courant la composante de diffusion

K

K_B	Constante de Boltzman
-------	-----------------------

L

L	Longueur du canal
L_G	Taille de grain
LPCVD	Dépôt chimique en phase vapeur à base pression

M

MOS	Métal oxyde semi-conducteur
MTR	Théorie du piégeage et de la libération multiples
m_e	Masse d'électron
m_p	Masse des trous
m^*	Masse effective du porteur

N

n	Concentration des électrons
N_A	Concentration des dopants accepteurs
N_V	Densité d'état au bord de la bande de valence
N_C	Densité d'état au bord de la bande de conduction
$N(E)$	Densité d'état des pièges
n_i	Concentration intrinsèque

nc-Si Silicium nanocristalline
 n_t Centre g-r occupe par un trou

P

p Concentration des trous
 p_t Centre g-r occupée par un électron
 p_a Concentration moyenne des porteurs
 ρ Densité volumique de charge

Q

q Charge électrique élémentaire absolue
 ϕ_F Potentiel de Fermi
 Q_{inv} Charge d'inversion
QBC Queue de la bande de conduction
QBV Queue de la bande de valence

R

RFID Etiquettes d'identification par radiofréquence

S

Si Silicium
Si-poly Polycristallin
SOI Silicon On Insulator
 SiO_2 Oxyde de Silicium
 S Pente sous le seuil
 σ Section de capture

T

TFT	Transistors en couches minces
T	Température
t_{si}	Épaisseur de silicium
t_{ox}	Épaisseur d'oxyde
τ	Durée de vie

U

μ	Potentiel chimique du cristal
μ_0	Mobilité à faible champ électrique
μ_p	Mobilité des trous
μ_n	Mobilité des électrons
μ_{FE}	Mobilité d'effet de champ

V

V_{th}	Tension de seuil
V_d	Tension de drain
V_s	Tension de source
V_{bs}	Tension entre la source et le substrat
V_{ds}	Tension entre le drain et la source
V_{gs}	Tension entre la source et la grille
V_g	Tension de grille
V_B	Hauteur de la barrière de potentiel

W

W	Largeur du canal
ψ	Potentiel électrostatique

Table des figures

Figure I.1	Structure cristalline du diamant.....	5
Figure I.2	Lingots de silicium monocristallin	6
Figure I.3	Structure de grains dans une plaquette de silicium multi cristallin.....	7
Figure I.4	Structure amorphe.....	7
Figure I.5	Structure des bandes du silicium monocristallin	9
Figure I.6	structure granulaire d'un film de silicium polycristallin	10
Figure I.7	Structure granulaire (a) et colonnaire (b) du polysilicium	10
Figure I.8	Densité d'états en échelle logarithmique dans la bande interdite du silicium polycristallin en présence des défauts	11
Figure I.9	(a) Distribution de densité d'état dans la structure cristalline, (b) structure amorphe	12
Figure I.10	Exemples des défauts ponctuels : (a) Lacune, (b) Atome en position interstitielle (c) Atome en position substitutionnelle	14
Figure I.11	Image MEB des joints de grain	15
Figure I.12	Diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur avec des centres génération- recombinaison (g-r)	17

Figure I.13	Mécanismes de génération-recombinaison assistés par pièges	18
Figure I.14	Schéma général d'un TFT.....	22
Figure I.15	Les quatres différentes structures des TFTs.....	23
Figure I.16	Caractéristique de transfert d'un TFT	24
Figure I.17	Caractéristiques de sortie d'un transistor pour deux valeurs de V_{gs}	25
Figure I.18	Caractéristique de transfert d'un TFT	26
Figure I.19	Courant I_{ds} et g_m/I_{ds} pour un transistor TFT poly-si NMOS de $50 \mu m \times 50 \mu m$ à $V_{ds} = 0.1V$, tensions de seuil V_t et V_{ON} , transition <i>OFF – ON</i> lente	27
Figure II.1	Structure générale de transistor à couches minces.....	36
Figure II.2	Schéma de (a) Structure cristalline, (b) Distribution des charges et (c) Structure des bandes d'énergie des films de polysilicium	38
Figure II.3	Schéma du transport par saut.....	41
Figure II.4	Diagramme de transport de la théorie du piégeage et de la libération multiple, le porteur de charge (boules orange) est piégé et libéré dans et depuis des états localisés (lignes noires). La conduction se produit dans la zone grise	42
Figure III.1	(a) Modèle de densité d'état proposé par Mott et Davis, (b) Modèle de densité d'état de CFO	52
Figure III.2	Densité d'état des pièges en fonction de l'énergie (a) Modèle de densité d'état proposé par Mott et Davis, (b) Modèle de densité d'état de CFO. ...	53

Figure III.3	Variation de densité d'état en fonction de l'énergie (a) Variation de la densité des états aux sommets des distributions gaussiennes, (b) Variation de la position des niveaux d'énergie, (c) Variation de l'écart type.	54
Figure III.4	(a) Potentiel de surface pour $\phi_{b0} = 0$ avec pièges en fonction de la tension de grille avant calculée (ligne) et des calculs numériques exacts (cercles), (b) Potentiel de surface pour $\phi_{s0} = 0$ en fonction de la tension de grille avec pièges.	59
Figure III.5	(a) Potentiel de surface du côté source ($x=0$) en fonction de la tension de grille, (b) Potentiel de surface du côté drain ($x=L$) en fonction de la tension de grille.	60
Figure III.6	Comparaison des caractéristiques mesurées (étoiles) et simulées (lignes) du courant de drain en fonction de la tension de grille pour un TFT en poly-Si à canal n avec (a) $W/L = 2\mu m/2\mu m$ et (b) $W/L = 2\mu m/1\mu m$	63
Figure III.7	Comparaison des caractéristiques de sortie pour un TFT poly-Si à canal n avec (a) $W/L = 2\mu m/2\mu m$ et (b) $W/L = 2\mu m/1\mu m$. Les cercles représentent les mesures et les lignes designes les simultion effectuées. Les paramètres utilisés dans la simulation sont les mêmes que ceux utilisés dans la figure III.6.	64
Figure III.8	Caractéristiques de la dérivée du potentiel de surface par rapport à la tension de la grille pour différents potentiels de canal ϕ_n	68
Figure III.9	Comparaison entre le potentiel de surface calculé à l'aide de la distribution de Boltzmann et les fonctions de distribution de Fermi-Dirac pour différentes tensions de canal.	70

Figure III.10 (a) Résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de transfert des OTFTs, (b) Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de sortie des OTFTs pour différentes tensions de grille.	72
Figure III.11 Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de sortie des OTFTs pour différentes tensions de grille, (a) $W/L = 1000\mu m/5\mu m$ et (b) $W/L = 1000\mu m/10\mu m$	73
Figure III.12 Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de sortie des GFETs pour différentes tensions de grille.	75
Figure III.13 Comparaison des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ des TFTs en polysilicium : (a) Modèle de Chen et al. (b) Approximation moyenne effective d'Iñiguez et al.	77
Figure III.14 Comparaison des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ des OTFTs : (a) Modèle à base du potentiel de surface, (b) Modèle générique.	77

Liste des tableaux

Table III.1 Comparaison des nombres de paramètre d'ajustement pour les modèles compacts basés sur le potentiel de surface 78

Table III.2 Comparaison des nombres de paramètre d'ajustement pour le modèle compact OTFT basé sur différentes approches..... 79

Introduction générale

La microélectronique est un sous-domaine de l'électronique, elle est soutenue par une forte activité de recherche et de développement et de production, essentiellement domiciliée en Asie de l'Est (Japon, Corée, Taiwan. . .). Comme son nom l'indique, la microélectronique concerne l'étude et la fabrication (ou microfabrication) de conceptions et de composants électroniques de très petite taille. En général, mais pas toujours, il s'agit d'une échelle de l'ordre du micromètre ou plus petite. Ces dispositifs sont généralement fabriqués à partir du matériaux semi-conducteurs. De nombreux composants d'une conception électronique habituelle sont disponibles dans un équivalent microélectronique. Il s'agit notamment des transistors, des condensateurs, des inductances, des résistances, des diodes, des isolants et des conducteurs que l'on trouve tous dans les dispositifs microélectroniques.

Les transistors à effet de champ, plus précisément les transistors en couches minces (ou TFT en Anglais pour Thin Film Transistor) sont les éléments de base de cette électronique. Ils sont constitués par des dépôts successifs des couches élémentaires qui sont principalement des semi-conducteurs, des diélectriques et des couches métalliques. Il y a cependant une préférence quant à l'utilisation du silicium comme semi-conducteur dans la majeure partie des dispositifs électroniques. Son abondance sur la terre, son faible coût ainsi que ses propriétés électriques compatibles avec la technologie basse température l'ont promu au rang de matériau providentiel. Le fait qu'il soit constitué d'un seul élément rend sa chimie simple et lui donne un avantage certain sur les semi-conducteurs composés. Il est à la base de toute l'électronique actuelle [1].

Notre projet de fin d'études a ainsi pour objectif d'accompagner ce développement par une modélisation du fonctionnement des transistors en couches minces afin de comprendre et mettre en œuvre les mécanismes inhérents à son fonctionnement.

Notre manuscrit est subdivisé en trois chapitres :

Nous abordons dans le premier chapitre quelques notions relatives au silicium d'un point de vue expérimental et théorique et nous passons en revue la technologie du transistor en couche mince. Le chapitre suivant présente les mécanismes de transport de charge et les différents modèles compacts du TFTs.

Le dernier chapitre est consacré à la modélisation du TFT basé sur différents matériaux actifs et aux résultats des simulations en utilisant d'un logiciel MATLAB.

Nous terminerons notre manuscrit par une conclusion générale et quelques éventuelles perspectives à notre travail.

Chapitre I

Etat de l'art

I.1 Introduction

Le silicium fut découvert en 1824 par Berzelius à Stockholm, en Suède. C'est un élément chimique de la famille des cristallogènes, de symbole (Si) et de numéro atomique 14. C'est l'élément le plus abondant sur la Terre après l'oxygène (27,6%). Il n'existe pas à l'état libre mais sous forme de composés : sous forme de dioxyde, la silice (dans le sable, le quartz, la cristobalite, etc...) ou de silicate.

Il est le matériau semi-conducteur le plus utilisé pour la fabrication des dispositifs micro-électroniques ainsi que des cellules photovoltaïques, et se présente sous différentes structures selon la méthode utilisée pour sa production, les états extrêmes étant l'état amorphe et l'état cristallin. Ses propriétés physiques et électriques dépendent de la structure du matériau et des défauts structuraux et/ou chimiques [2].

I.2 Structure cristalline

Lorsque des atomes d'un même élément sont proches, ils ont tendance à s'arranger en formant une structure appelée structure cristalline.

Chaque atome s'arrange de manière à ce qu'il soit équidistant aux autres atomes en partageant ses quatre électrons de valence. De cette manière, les électrons créent un pseudo couche périphérique de 8 électrons. Les forces des liaisons portées par les électrons de valences sont électrostatiques, on les appelle liaisons covalentes.

Sous forme cristalline, le silicium pur est gris avec des reflets métalliques bleutés. Le réseau cristallin du Si est celui du diamant, il cristallise selon la maille diamant constituée de la superposition de deux sous-réseaux cubiques à face centré décalé d'un quart de la diagonale principale (en forme d'hexaèdres), avec un paramètre de maille du silicium égale à 5.43 Å [3].

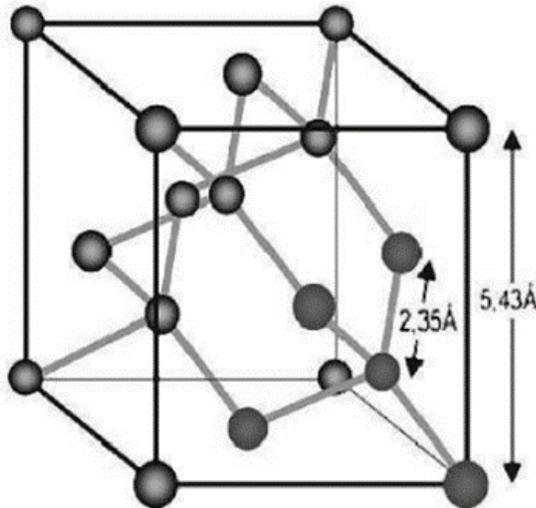


FIGURE I.1 – Structure cristalline du diamant [4].

I.3 Différents états du silicium

Le silicium existe sous différentes formes :

- Sous forme multicristalline et monocristalline pour les couches massives.
- Sous forme amorphe et polycristalline pour les couches minces.

I.3.1 Couches massives

I.3.1.1 Etat monocristallin

Dans l'état monocristallin l'arrangement atomique se répète d'une manière régulière dans les trois directions de l'espace à travers tout le solide. Cette répétition est identique en terme de composition, orientation et position des atomes. En fait, un monocristal a une seule orientation.

Le silicium monocristallin est le matériau qui présente les meilleures propriétés électroniques grâce à sa grande pureté et à sa structure composée d'un seul grain. Il est élaboré à

partir du procédé Czochralski ou par la purification par fusion de zone. Ces procédés sont réalisés à très haute température, en phase liquide. À la fin du procédé, le produit se présente sous forme des lingots de silicium pur monocristallin. Ces lingots sont ensuite découpés en plaquettes (wafer) de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette épaisseur est nécessaire pour assurer une stabilité mécanique [5].



FIGURE I.2 – Lingots de silicium monocristallin [6].

I.3.1.2 Etat multicristallin

Le silicium multicristallin est un matériau polycristallin (Si-poly) à gros grains permettant de limiter les effets néfastes des joints de grain. Malgré qu'il soit moins pur que le silicium monocristallin, il est plus utilisé dans l'industrie photovoltaïque à cause de son faible coût.

Il est fabriqué à partir des résidus provenant de la fabrication du silicium monocristallin. Il est obtenu soit par solidification directionnelle ou en ruban. Des blocs sont obtenus par refroidissement contrôlé du silicium en fusion dans un moule de nature appropriée (généralement en quartz). Cette méthode est plus rapide et moins coûteuse en énergie [6].

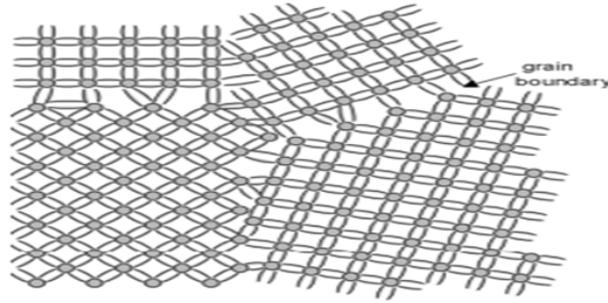


FIGURE I.3 – Structure de grains dans une plaquette de silicium multi cristallin [6].

I.3.2 Couches minces

I.3.2.1 Etat amorphe

Le silicium amorphe est une forme non cristalline du silicium. Sa structure atomique est désordonnée et non cristallisée. Il diffère du silicium cristallin par le fait que les atomes de Si à cet état possèdent seulement un ordre à courte distance où les angles et les longueurs des liaisons Si-Si n'ont pas une unique valeur.

Les atomes de Si sont en effet ordonnés jusqu'à 3-4 distances interatomiques.

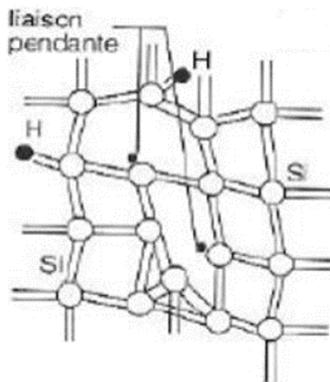


FIGURE I.4 – Structure amorphe [6].

I.3.2.2 Etat polycristallin

Le silicium polycristallin (Si-poly) a une structure intermédiaire entre l'état monocristallin et amorphe. Il est composé d'un ensemble des grains cristallins de taille à peu près uniforme. Le résultat est un ensemble ordonné, ou localement ordonné, des noyaux d'atomes et d'électrons liés entre eux par des forces principalement coulombiennes [7].

I.4 Propriétés physiques du silicium

I.4.1 Silicium monocristallin

Dans un cristal idéal de silicium les atomes sont arrangés selon la structure diamant avec une distance inter-atomique de $d = 2.35\text{\AA}$. La liaison entre les atomes les plus proches est de caractère covalent.

A ce type de liaison correspondent des états électroniques, qui sont couplés entre eux dans le potentiel périodique dans le cristal, conduisant à des bandes d'énergie permise et interdite pour les électrons. La bande interdite appelée « gap » séparant la bande permise supérieure appelée bande de valence (B_V) (pleine au zéro absolu), de la bande permise au-dessus, appelée bande de conduction (B_C) (vide au zéro absolu) est égale à $E_g=1.12\text{ eV}$ à température ambiante.

L'importance du gap, E_g , détermine l'échange des porteurs de charge entre les différentes bandes d'énergie et ainsi les propriétés électroniques du semi-conducteur [8].

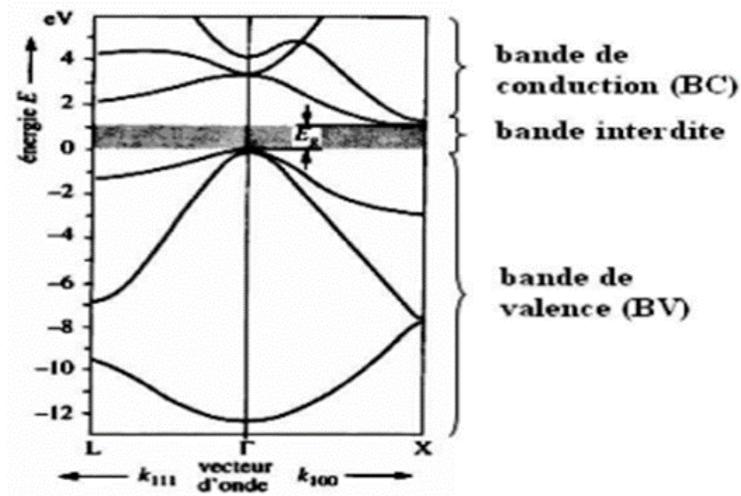


FIGURE I.5 – Structure des bandes du silicium monocristallin [8].

I.4.2 Silicium polycristallin

La structure polycristallin est située entre celle du silicium monocristallin et celle du silicium amorphe, Elle est constituée de nombreux grains de formes géométriques différentes orientés de manière désordonnée. Ces grains sont entourés de zones à forte activité électrique appelées : joints de grains, qui constituent les principaux défauts dans les semi-conducteurs polycristallins.

Les propriétés des joints de grains, qui sont des surfaces internes comprises entre deux grains adjacents, régissent la plupart des propriétés électriques et optiques des matériaux polycristallins. Leurs interactions avec les porteurs de charge libres, les défauts ponctuels intrinsèques (tels que les lacunes et les interstices) et les impuretés, sont les processus physiques les plus importants à considérer.

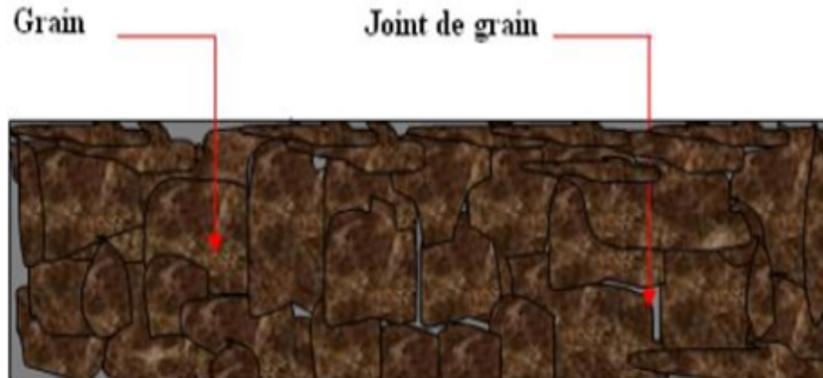


FIGURE I.6 – structure granulaire d'un film de silicium polycristallin [2].

Le polysilicium peut se présenter sous deux formes différentes : forme granulaire et la forme colonnaire. La figure I.7 montre la Structure granulaire (a) et colonnaire (b) du polysilicium.

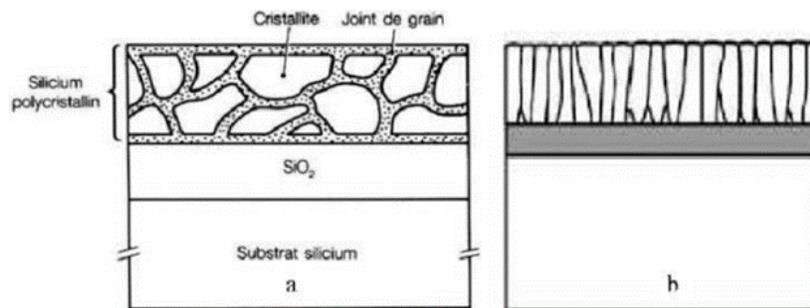


FIGURE I.7 – Structure granulaire (a) et colonnaire (b) du polysilicium [9].

Le désordre induit par les joints de grains et la distorsion des liaisons entre les atomes de silicium provoquent une distribution des états électroniques. Cela se traduit par l'apparition d'états localisés dans la bande interdite au niveau des bandes de conduction et de valence sous forme des queues de bande. Les liaisons pendantes (liaisons non satisfaites) introduisent quant à elles deux états électroniques au milieu du gap.

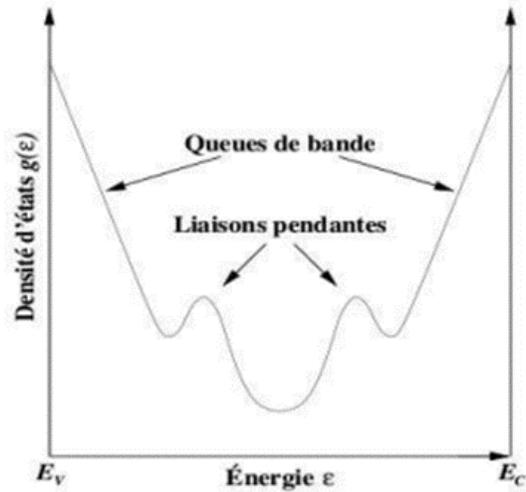


FIGURE I.8 – Densité d'états en échelle logarithmique dans la bande interdite du silicium polycristallin en présence des défauts [1].

I.4.3 Silicium amorphe

Malgré cette structure de réseau aléatoire, la physique des semi-conducteurs considérant les bandes de valence et les bandes de conduction s'applique. Cependant, certaines liaisons entre les atomes de silicium sont rompues et forment des liaisons pendantes. La notion des défauts est alors différente de celle du silicium cristallin [7].

La structure de silicium amorphe a une incidence directe sur ses propriétés électroniques et optiques. La structure de bande du silicium amorphe est décrite par la densité d'état d'énergie disponible. L'hydrogène est nécessaire pour améliorer la qualité du matériau (il limite le nombre des défauts en saturant les liaisons pendantes de silicium présentes à cause de la structure désordonnée).

Les principales différences par rapport au silicium cristallin sont l'asymétrie des bandes de valences, des bandes conduction et les états dans la bande interdite. Ces états proviennent des défauts non-saturés par l'Hydrogène.

Les niveaux d'énergie correspondant aux liaisons non satisfaites sont situés dans la région de la bande interdite du cristal puisque c'est précisément l'hybridation qui crée la bande interdite.

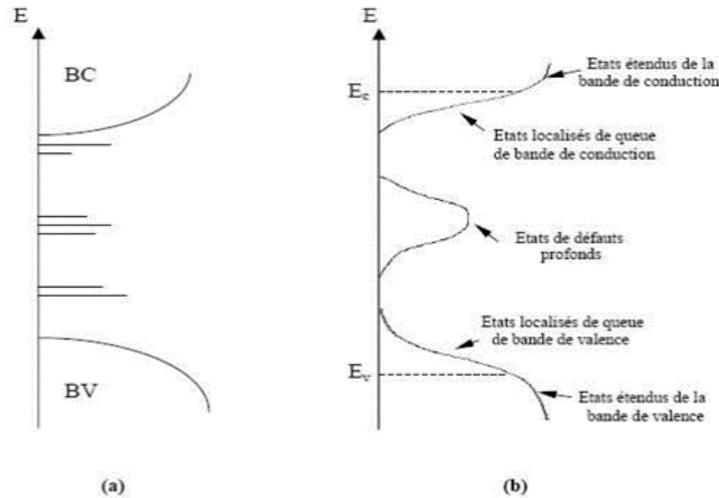


FIGURE I.9 – (a) Distribution de densité d'état dans la structure cristalline, (b) structure amorphe [10].

I.4.4 Silicium micro et nanocristallin

Le silicium microcristallin est un matériau anisotrope et inhomogène en volume. Ceci est étroitement lié à la taille des grains. L'appellation silicium microcristallin est un abus de langage, puisqu'en fait, une quantité importante des cristallites est de taille nanométrique.

Aussi certains auteurs l'appellent silicium nanocristallin en réservant le terme silicium microcristallin au matériau obtenu à partir du recuit thermique du silicium amorphe, d'autres l'appellent silicium polycristallin en précisant que sa structure n'a pas été modifiée par un recuit postérieur au dépôt [2].

I.5 Classification géométrique des défauts

La classification des défauts cristallographiques (défauts microscopiques) est fréquemment faite en fonction de la géométrie ou de la dimensionnalité du défaut. D'autres défauts macroscopiques existent dans tous les matériaux solides qui sont beaucoup plus grands que microscopiques, notamment les pores, les fissures, les inclusions étrangères et d'autres phases.

Les défauts microscopiques constitués de :

- Les défauts ponctuels, de dimension 0 : (lacunes, atomes interstitiels).
- Les défauts linéaires, de dimension 1 : dislocations.
- Les défauts plans (surfaciques), de dimension 2 : les joints de grain et les macles.

Les défauts macroscopiques constitués de :

- Les défauts volumiques, de dimension 3 : les fissures, les pores, les inclusions étrangères et d'autres phases [11].

I.5.1 Défauts ponctuels (0D)

Les défauts ponctuels se traduisent par une perturbation de l'ordre cristallin sur des dimensions limitées à une maille cristallographique typiquement :

- Les lacunes correspondent à un vide laissé dans la structure sur un site normalement occupé par un atome comme le montre la Figure I.10 (a).

- Les atomes interstitiels sont des atomes en surnombre dans une structure ou bien des impuretés placées sur des sites normalement vides comme le montre la Figure I.10 (b).

- Dans le cas où un atome occupe un site normalement occupé par un atome de nature chimique différente, on parle d'impureté substitutionnelle comme le montre la Figure I.10 (c).

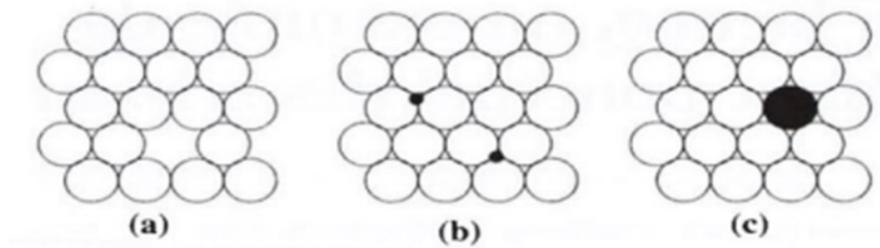


FIGURE I.10 – Exemples des défauts ponctuels : (a) Lacune, (b) Atome en position interstitielle (c) Atome en position substitutionnelle [5].

I.5.2 Défauts linéaires (1D)

La déformation d'un cristal au-delà de son domaine d'élasticité induit l'apparition des lignes à la surface qui sont en réalité des traces de glissement des plans cristallins des uns par rapport aux autres. Sous l'effet des efforts mécaniques, ces traces sont les témoins de l'existence des défauts cristallins linéaires appelés dislocations.

I.5.3 Défauts surfaciques (2D)

Un défaut surfacique (planaire) est une discontinuité de la structure cristalline parfaite sur un plan. Les défauts surfaciques sont des frontières qui ont deux dimensions et des régions normalement séparées des matériaux qui ont des structures cristallines et/ou des orientations cristallographiques différentes.

On distingue principalement les joints de grain et les macles.

I.5.3.1 Joints de grain

Un joint de grain est un défaut planaire général qui sépare des régions d'orientation cristalline différente dans un solide polycristallin. Les solides sont généralement constitués d'un certain nombre de cristallites ou de grains de taille et d'orientation variables. Ceux-ci ont des orientations cristallographiques aléatoires. Lorsqu'un métal commence par cristalliser, le changement de phase commence par des petits cristaux qui se développent jusqu'à fusionner, formant une structure polycristalline.

Dans le bloc final de matière solide, chacun des petits cristaux (appelés grains) est un vrai cristal avec un arrangement périodique d'atomes, mais l'ensemble du polycristal n'a pas d'arrangement périodique d'atomes, car le motif périodique est rompu aux joints de grain [11].

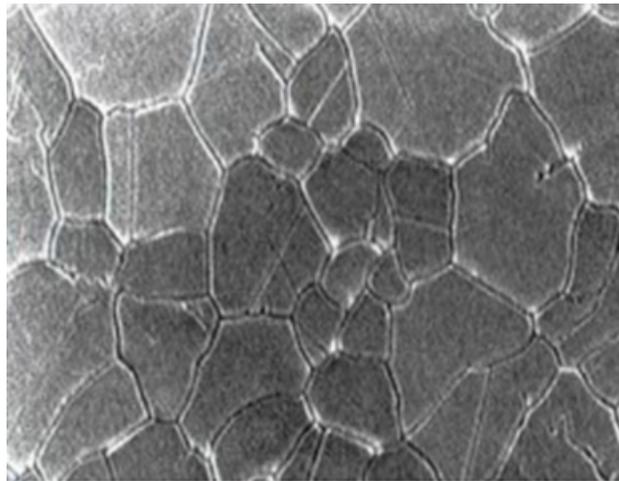


FIGURE I.11 – Image MEB des joints de grain [2].

I.5.3.2 Macles

Un joint de macle a des orientations cristallines différentes sur ses deux côtés. Mais contrairement à un joint de grains, les orientations ne sont pas aléatoires, mais liées d'une manière spécifique. Il existe différents types de macles : macle par réflexion, macle par inversion, macle par rotation [11].

I.5.4 Défauts volumiques (3D)

Les défauts macroscopiques tridimensionnels sont appelés défauts massifs. Ils se produisent généralement à une échelle beaucoup plus grande que les défauts microscopiques. Ces défauts macroscopiques sont généralement introduits dans un matériau lors de l'affinage à partir de son état brut ou lors des processus de fabrication. Ceux-ci incluent les fissures, les pores, les inclusions étrangères et d'autres phases [11].

I.6 Niveaux des pièges dans un semi-conducteur

Dans un cristal parfait, il n'existe aucun état électronique dans le gap (bande interdite), mais tout cristal perd son aspect idéal dès que nous y introduisons des impuretés, qu'elles soient dopantes ou non dopantes, ou dès que le matériau présente des défauts cristallographiques (dislocations, distorsion des angles des liaisons).

Ces perturbations détruisent la périodicité parfaite du cristal et entraînent la création des états énergétiques dans le gap qui vont pouvoir être électriquement actif, c'est-à-dire permettre des échanges entre les bandes de valence et de conduction et ces états.

I.6.1 Pièges profonds

Les niveaux profonds dans les semi-conducteurs ont des énergie d'ionisation très supérieure à $K_B T$. Ces défauts jouent le rôle de centre de piégeage. Ils peuvent augmenter considérablement le taux de recombinaison des porteurs libres s'ils sont situés près du milieu du gap, ceux-ci sont des centres de génération- recombinaison (g-r) puisque à cette position les taux de piégeage des électrons et des trous sont comparables. Si les défauts sont plus proches de la bande de conduction ou à la bande de valence, leurs interactions avec les deux bandes ne sont plus de la même nature.

Donc, un niveau profond peut agir comme un centre génération recombinaison ou un centre de piégeage selon sa position dans le gap [5].

I.6.1.1 Centres de piégeage

Les centres de piégeage dans les semi-conducteurs sont des défauts ayant une énergie d'ionisation très supérieure à $K_B T$ et qui se trouvent plus proche de la bande de conduction (pièges donneurs) ou de la bande de valence (pièges accepteurs). Si un centre de piégeage capture un électron, il y a une grande probabilité de réémettre cet électron que de capturer un trou. On dit que le centre a simplement piégé momentanément l'électron. Les défauts qui jouent le rôle des centres de piégeage peuvent être ionisés à l'équilibre. Dans les régions de déplétion, ces centres contribuent à la charge d'espace et donc à la tension nécessaire pour une déplétion totale. Un centre de piégeage a tendance à émettre sa charge vers la bande appropriée que de la maintenir jusqu'à l'annulation par la capture d'une charge opposée. Donc le piégeage est une capture avec une émission lente. Ce processus est montré sur la figure I.12.

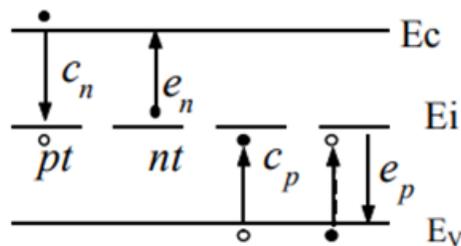


FIGURE I.12 – Diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur avec des centres génération- recombinaison (g-r) [5].

Dans cette figure :

C_n : Coefficient de capture d'un électron,

C_p : Coefficient de capture d'un trou,

e_n : Coefficient d'émission d'un électron,

e_p : Coefficient d'émission d'un trou,

E_C : Niveau d'énergie de la bande de conduction,

E_V : Niveau d'énergie de la bande de valence,

E_i : Niveau de Fermi intrinsèque,

p_t : Centre g-r occupé par un électron,

n_t : Centre g-r occupé par un trou.

I.6.1.2 Centres de génération- recombinaison (g-r)

Ces défauts se situent près du milieu du gap. Ils peuvent augmenter considérablement le taux de recombinaison des porteurs libres puisque à cette position les taux de piégeage des électrons et des trous sont comparables. Si un électron est capturé par un centre g-r il y a une grande probabilité de capturer un trou (recombinaison) que de réémettre cet électron.

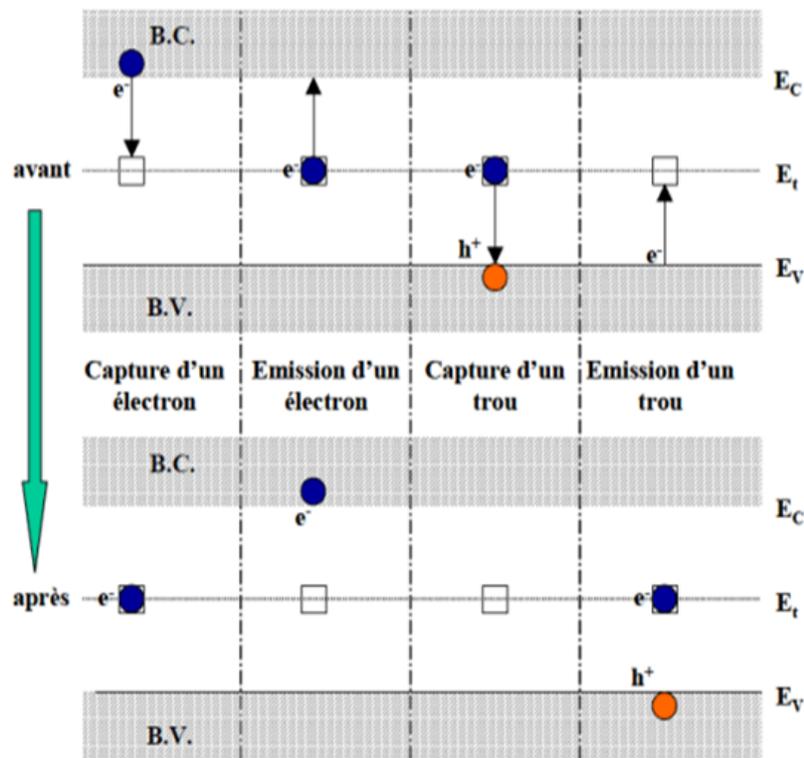


FIGURE I.13 – Mécanismes de génération-recombinaison assistés par pièges [2].

La figure I.13 montre de façon détaillée les différents mécanismes de piégeage. D'un côté, un piège peut capturer un électron de la bande de conduction ou émettre un électron vers cette bande. D'un autre côté, un piège peut capturer un trou en envoyant un électron vers la bande de valence ou émettre un trou en récupérant un électron de valence qui laisse un trou derrière lui. Ces échanges se font suivant la statistique de Fermi-Dirac. Le processus complet de génération met en jeu une émission d'un trou et une émission d'un électron (transit de la bande de valence vers la bande de conduction) alors que la recombinaison met en jeu la capture d'un électron puis d'un trou (transit de la bande de conduction vers la bande de valence).

On peut déterminer le taux de recombinaison-génération résultant U , qui traduit la variation de concentration des porteurs (électrons ou trous) par unité de temps comme suit :

$$U = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{p \cdot n - n_i^2}{p + n + 2n_i} \quad (\text{I.1})$$

Avec

τ_0 : Durée de vie des porteurs,

p : Concentration des trous,

n : Concentration des électrons,

n_i : Concentration intrinsèque.

I.6.2 Pièges d'interface

La présence de l'interface silicium SiO_2 induit une perturbation à la structure cristalline périodique du semi-conducteur, et certaines liaisons Si-Si peuvent être inaccomplies. En conséquence il y aurait des états d'énergie dans le gap à la surface du silicium. Ces états s'appellent les états d'interface ou les pièges d'interface. Ils peuvent être chargés positivement ou négativement, selon leur nature et ainsi, ces états affecteront le potentiel à la surface [12].

I.6.3 Différents types de recombinaisons

D'une façon très générale, on distingue deux types de recombinaisons dans un semi-conducteur :

La recombinaison dite directe bande à bande où un électron de la bande de conduction franchit la bande interdite vers un état inoccupé de la bande de valence.

La recombinaison indirecte où l'électron de la bande de conduction transite par un niveau profond dans la bande interdite avant de se recombiner avec un trou de la bande de valence.

I.7 Comportement électrique des défauts

Les défauts entraînant une perte locale de la périodicité du réseau, introduisent des niveaux d'énergie supplémentaires qui peuvent se situer à l'intérieur de la bande interdite. Si le porteur (électron ou trou) est faiblement lié au défaut, alors le niveau d'énergie associé E_T est proche de E_C dans le cas d'un électron, ou de E_V dans le cas d'un trou. Ce défaut est qualifié de peu profond ou d'état des queues des bandes. Si au contraire, le porteur se retrouve fortement lié au défaut, alors le niveau E_T est situé loin de E_C et E_V , c'est-à-dire relativement proche du milieu de la bande interdite. On qualifie ce défaut de profond [13].

Un défaut est électriquement actif, et peut se comporter comme : lieu de piégeage, s'il capture un porteur de la bande de conduction ou de valence et le réémet vers la même bande, ou comme lieu de recombinaison, s'il peut échanger des porteurs avec les bandes de conduction ou de valence. La section de capture représente la facilité avec laquelle un défaut peut capturer un porteur, notée (σ en cm^2). Elle varie en fonction de la température et du champ appliqué [14].

La charge initiale du défaut et le signe du porteur à capturer permettent de situer l'ordre de grandeur de la section de capture considérée. Dans le cas d'un électron, si le défaut est initialement chargé positivement, alors il est attractif coulombien et sa section de capture est grande ($10^{-14}cm^2 < \sigma < 10^{-12}cm^2$). Au contraire s'il est chargé négativement, il est répulsif coulombien et sa section de capture est petite ($10^{-22}cm^2 < \sigma < 10^{-18}cm^2$). Enfin si le défaut est neutre, il peut capturer aussi bien un électron qu'un trou, sa section de capture est moyenne ($10^{-18}cm^2 < \sigma < 10^{-14}cm^2$) et correspond aux dimensions atomiques (un rayon de 1 Å donne $10^{-16}cm^2$) [13].

I.8 Transistors en couches minces en silicium polycristallin

I.8.1 Définition

Le transistor en couche mince (TFT : Thin Film Transistor) est un dispositif de type MOSFET (Transistor à effet de champ constitué des couches de Métal – Oxyde – Semi-conducteur) dont le semi-conducteur est déposé en couches minces (figure I.14). De part son type de substrat, il est possible de réaliser les transistors TFTs sur des surfaces beaucoup plus grandes que pour les transistors MOS en mono-silicium. Cela explique l'utilisation des TFTs pour des applications d'électronique grande surface.

Les matériaux utilisés pour réaliser la couche active dans les TFTs se divisent en deux grandes familles : les matériaux inorganiques et organiques :

- Les deux matériaux inorganiques et non monocristallins les plus utilisés sont le silicium amorphe (a-Si) et le silicium polycristallin (poly-Si).

- Les matériaux organiques se décomposent en deux catégories : les petites molécules et les polymères.

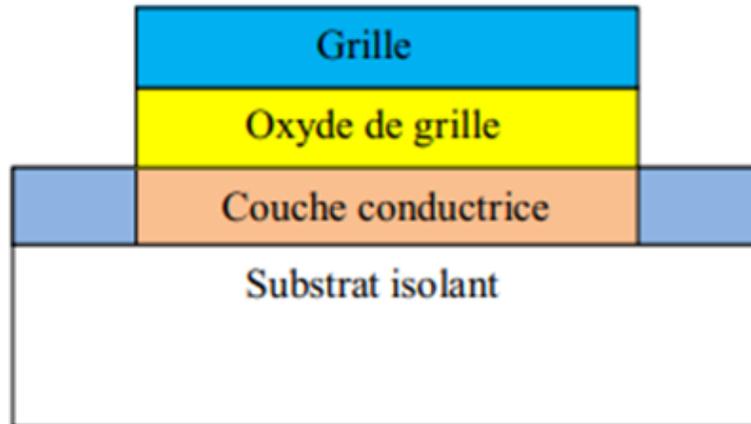


FIGURE I.14 – Schéma général d'un TFT.

I.8.2 Structure des TFTs

On distingue deux types de structures :

- La structure dite «grille supérieure» : si l'isolant de grille est déposé sur le semi-conducteur.
- La structure dite «grille inférieure» : si le semi-conducteur est déposé sur l'isolant de grille.

Cependant ces dernières peuvent être coplanaires ou décalées selon la disposition du canal et les contacts (source, drain) par rapport au semi-conducteur.

- Structure «décalées» : la grille et (source/ drain) sont disposées respectivement d'un côté et de l'autre de la couche active.
- Structure «coplanaires» : les trois électrodes se positionnent au même côté de la couche semi-conductrice [15].

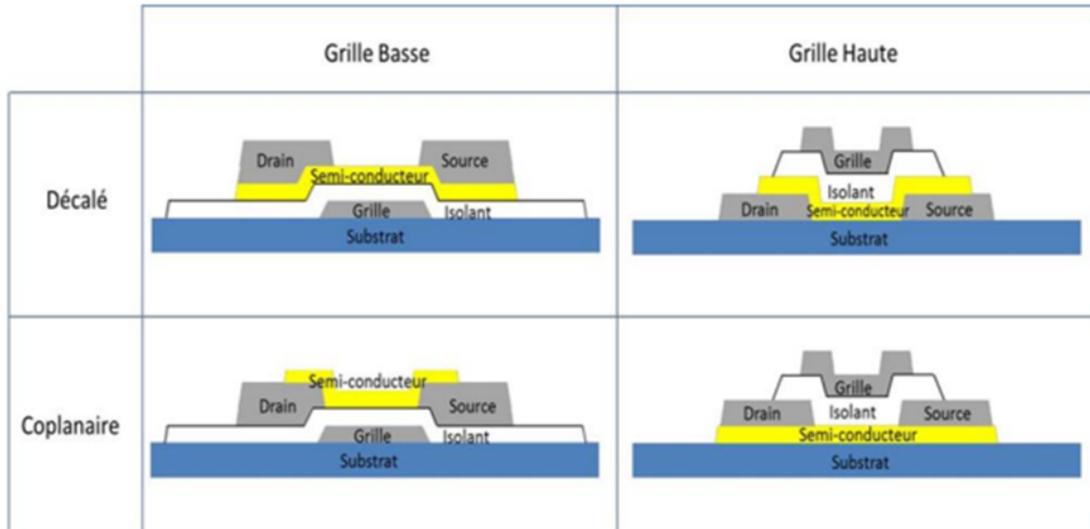


FIGURE I.15 – Les quatre différentes structures des TFTs [15].

I.8.3 Fonctionnement des TFTs

Le fonctionnement des transistors en couches minces est basé sur le contrôle du courant qui s'écoule entre la source et le drain à travers une tension commandée par la grille, ce principe est similaire à celui d'une structure MOS. C'est la polarisation de la capacité métal/oxyde/semiconducteur qui module la conductivité du canal au niveau de la surface du semiconducteur. Lorsqu'une tension positive V_{gs} est appliquée à la grille, on obtient une accumulation des charges négatives à l'interface entre semi-conducteur et isolant de grille [5].

Les TFTs se répartissent en deux types : canal N et canal P, selon les porteurs de charge formant le courant principal (électrons (trous) pour un substrat de type P (N)). Le principe de fonctionnement du TFT en poly-Si est similaire à un transistor MOS monocristallin fabriqué en volume (transistor bulk). Il se base sur une conduction par effet de champ dans le canal (N ou P) qui se forme entre la source et le drain. Cette conduction est modulée par la polarisation de la tension de grille qui détermine le régime de fonctionnement du dispositif. Lorsqu'une tension de drain est appliquée, le courant entre la source et le drain circule [16].

I.8.4 Caractéristiques des TFTs

I.8.4.1 Caractéristique de transfert

La figure I.16 présente une caractéristique de transfert $I_{ds} = f(V_{gs})$ typique d'un transistor en couches minces. On distingue les quatre zones de fonctionnement des transistors en couches minces :

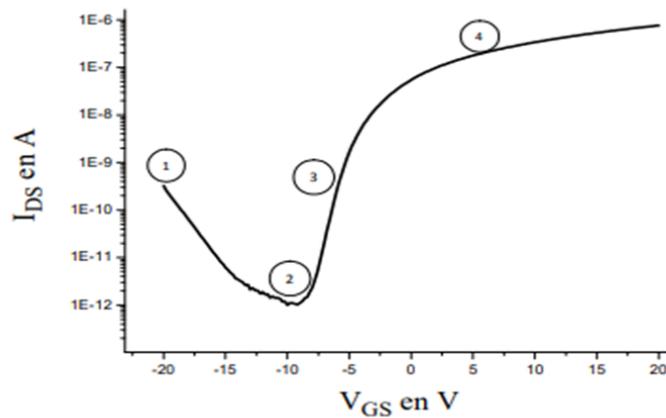


FIGURE I.16 – Caractéristique de transfert d'un TFT [1]

La zone (1) présente l'état bloquant du transistor avec un courant non nul ($I_{ds} = I_{OFF}$) dû à la génération des porteurs piégés et accélérés par la forte tension au niveau du drain.

La zone (2) met en évidence la conduction ohmique de l'ensemble de la couche active.

La zone (3) est due à la formation du canal. On remarque que le courant de drain augmente très rapidement avec la tension de grille.

La zone (4) montre l'état passant du transistor ($I_{ds} = I_{ON}$).

I.8.4.2 Caractéristique de sortie

Pour illustrer les différents régimes du fonctionnement d'un transistor, une tension V_{ds} est appliquée. Cette configuration offre la possibilité d'appliquer plusieurs valeurs de tension à la grille, tout en étudiant la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} . On obtient les courbes présentées sur la Figure I.17

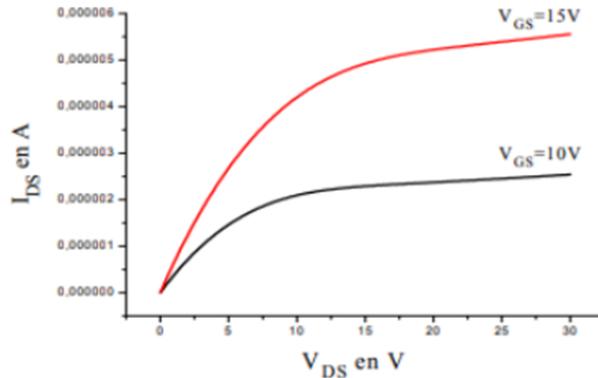


FIGURE I.17 – Caractéristiques de sortie d'un transistor pour deux valeurs de V_{gs} [16].

L'ensemble des paramètres électriques impliqués dans le comportement électrique du transistor en couches minces est présentés comme suit :

- Tension de seuil (V_{th}),
- Pente sous le seuil (S),
- Mobilité des porteurs (μ),
- Courant de fuite (I_{OFF}),
- Rapport I_{ON}/I_{OFF} .

I.8.4.3 Tension de seuil

La tension de seuil V_{th} est la tension de grille pour laquelle on observe le début de l'accumulation des porteurs formant le canal. Elle est déterminée soit en régime de saturation, soit en régime linéaire. Pour des fortes valeurs de V_{gs} , la caractéristique présente une partie linéaire.

La tension de seuil est obtenue par une extrapolation de la courbe $I_{ds}=f(V_{gs})$ en régime linéaire pour une valeur de V_{ds} donnée, comme le montre la figure I.18.

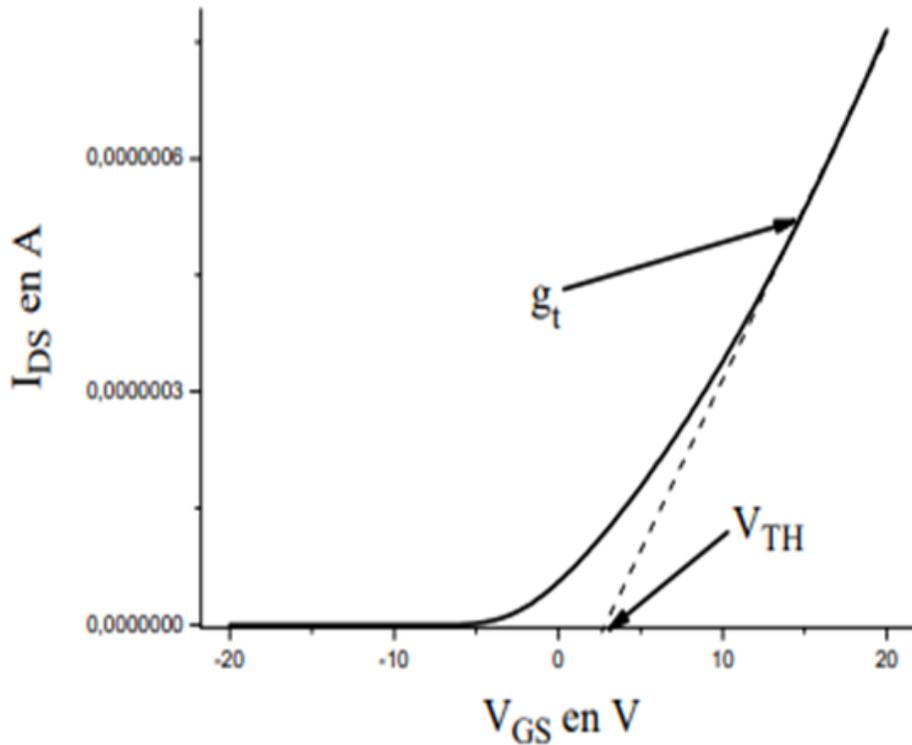


FIGURE I.18 – Caractéristique de transfert d'un TFT [5].

I.8.4.4 Pente sous le seuil

La pente sous le seuil dépend à la fois de la faible densité des porteurs et de la densité d'état dans la bande interdite. En effet, plus la densité d'état des pièges est importante, plus la pente sous le seuil est faible car les porteurs ont d'autant plus de piège à remplir avant de participer à la conduction.

La pente sous le seuil pour un TFT poly-Si est illustrée sur la figure I.19.

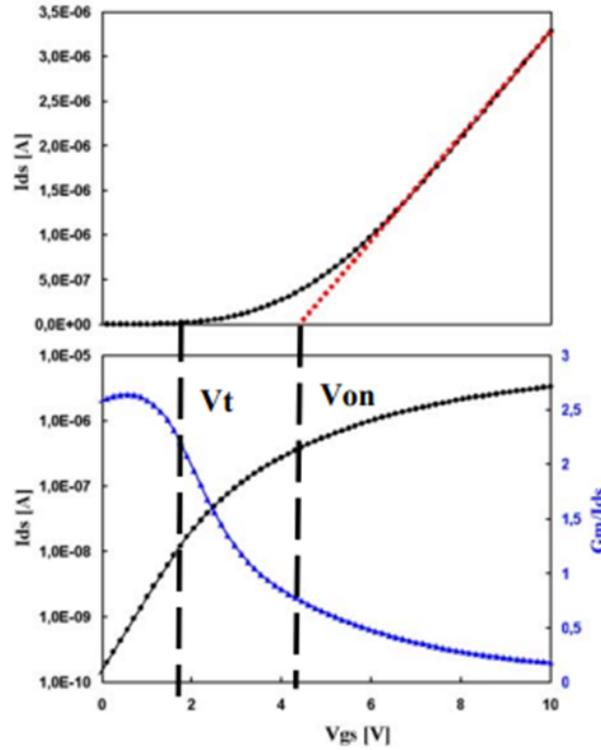


FIGURE I.19 – Courant I_{ds} et g_m/I_{ds} pour un transistor TFT poly-si NMOS de $50 \mu m \times 50 \mu m$ à $V_{ds} = 0.1V$, tensions de seuil V_t et V_{ON} , transition *OFF* – *ON* lente [17].

I.8.4.5 Mobilité des porteurs

La mobilité d'effet de champ notée (μ_{FE}) est calculée en régime linéaire. Cette mobilité est déterminée à partir de la transconductance g_m . La transconductance g_m correspond à la pente de la caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$. La valeur de la mobilité est ensuite calculée, par analogie aux transistors MOS classiques, à partir de l'expression suivante :

$$\mu_{FE} = g_m \cdot \frac{L}{w} \cdot \frac{1}{C_{ox}} \cdot \frac{1}{V_{ds}} \quad (I.2)$$

Elle est exprimée en $cm^2.V^{-1}.s^{-1}$

Avec

L : Longueur du canal,

W : Largeur du canal,

C_{ox} : Capacité de l'oxyde.

I.8.4.6 Courant de fuite

Le courant de fuite d'un transistor TFT poly-si est important à l'état bloqué. Ce courant est dû au courant inverse de la jonction entre le drain et le canal. Pour un transistor à canal N, si on applique une tension de grille négative ($V_{gs} < 0$), une couche des trous est formée dans la zone active. Cette couche des trous de type P et le drain dopé N^+ forment une diode PN^+ polarisée en inverse. Par ailleurs, le courant augmente avec V_{gs} pour des fortes valeurs de V_{ds} .

Selon la valeur du champ électronique aux bornes de cette jonction, différents mécanismes de conduction peuvent expliquer ce courant de fuite :

- Pour des faibles tensions V_{ds} , le courant de fuite est dominé par le mécanisme de génération-recombinaison thermique dans la région de déplétion près du drain.
- Pour des fortes tensions V_{ds} , plusieurs mécanismes interviennent comme l'émission par effet tunnel.

Ce courant de fuite constitue un des défauts majeurs de cette technologie. Cependant, il peut être réduit par l'utilisation des zones faiblement dopées.

I.8.4.7 Rapport I_{ON}/I_{OFF}

Le dernier paramètre électrique extrait des courbes traduit la différence entre l'état bloqué et l'état passant. C'est une caractéristique importante, le rapport du courant à l'état passant sur le courant à l'état bloquant doit être la plus élevée possible pour obtenir des transistors performants [5].

I.8.5 Densité d'état

En physique du solide, la densité des états électroniques, (Density of states) ou DOS, quantifie le nombre des états électroniques possédant une énergie donnée dans le matériau considéré.

La densité d'état est une fonction de l'énergie, notée $D(E)$ telle que, pour toute fonction f , ne dépendant que de l'énergie, on aura :

$$\langle f \rangle = \int f(E)D(E)dE \quad (\text{I.3})$$

Ainsi la concentration des porteurs libres (par unité de volume) possédant une énergie E est donnée par le produit de la densité d'état et de la fonction de distribution comme suit :

- Pour les électrons :

$$d_n = D_n(E)f_n(E)dE \quad (\text{I.4})$$

- Pour les trous :

$$d_p = D_p(E)f_p(E)dE \quad (\text{I.5})$$

La concentration totale des électrons dans la bande de conduction est obtenue en intégrant l'énergie E sur toute cette bande comme l'indique l'équation suivante :

$$n = \int_{E_C}^{+\infty} D_n(E)f_n(E,T)dE \quad (\text{I.6})$$

De la même façon que pour les électrons, on trouve dans la bande de valence une concentration des trous dont l'expression est :

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} D_p(E)f_p(E,T)dE \quad (\text{I.7})$$

$D(E)$: représente le nombre maximum des particules de masse me^* ou mh^* pouvant être

comprises entre les niveaux d'énergies E et $E + dE$.

$f(E, T)$: La fonction de distribution (probabilité d'occupation de l'état d'énergie E).

Cette dernière obéit à la statique de FERMI-DIRAC, est donnée par l'expression Suivante :

Pour les électrons :

$$f_n(E, T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-\mu}{K_B T}\right)} \quad (\text{I.8})$$

Et

$$f_p(E, T) = 1 - f_n(E, T) \quad (\text{I.9})$$

en remplaçant $f_n(E, T)$ par son expression on obtient :

$$f_P(E, T) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-\mu}{K_B T}\right)} \quad (\text{I.10})$$

Avec

K_B est la constante de Boltzman,

μ est le potentiel chimique du cristal.

I.8.6 Equations fondamentales

I.8.6.1 Equation de Poisson

L'équation de Poisson relie le potentiel électrostatique a la densité de charge d'espace, elle est donnée par :

$$\frac{d^2v(x, y)}{dx^2} + \frac{d^2v(x, y)}{dy^2} = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon} \quad (\text{I.11})$$

Avec ϵ : la constant diélectrique du milieu, donnée par l'expression :

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \quad (\text{I.12})$$

où

ϵ_0 : Constante diélectrique de vide,

ϵ_r : Constatant diélectrique relative du milieu,

$v(x, y)$: Potentiel électrostatique,

$\rho(x, y)$: Densité volumique de charge, donnée par l'expression :

$$\rho(x, y) = q(p(x, y) - n(x, y) + N_d^+(x, y) - N_a^-(x, y)) \quad (\text{I.13})$$

$N_d^+(x, y)$ et $N_a^-(x, y)$: sont respectivement les concentrations des dopants ionisés donneurs et accepteurs,

$n(x, y)$: Densité d'électron,

$p(x, y)$: Densité de trou.

I.8.6.2 Equation de Schrödinger

Pour obtenir le diagramme des niveaux d'énergie accessibles pour un électron dans un puits quantique, il faut résoudre l'équation de Schrödinger, où l'électron est décrit par sa fonction d'onde $\psi(x)$.

L'équation de Schrödinger est donnée par :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \cdot \frac{d\psi(x)}{dx^2} + v(x) \cdot \psi(x) = E \cdot \psi(x) \quad (\text{I.14})$$

$\psi(x)$: Fonction d'onde,

m : Sa masse,

$v(x)$: Potentiel auquel est soumise la particule,

$E(x)$: Son énergie,

Et

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

h : Constante de Planck.

I.8.6.3 Equation de continuité

L'évolution temporelle et spatiale des concentrations des porteurs est exprimée par les équations de continuité, celle-ci est donnée comme suit :

- Pour les électrons :

$$\frac{dn(x,t)}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n(x,t) + E_n(x,t) - R_n(x,t) \quad (\text{I.15})$$

On a la densité de courant des électrons $\vec{J}_n(x,t)$:

$$\vec{J}_n(x,t) = qn(x,t)\mu_n\vec{E}(x,t) + qD_n\vec{\nabla}_n(x,t) \quad (\text{I.16})$$

Et le coefficient de diffusion des électrons D_n :

$$D_n(x,t) = \frac{K_B T \mu_n}{q} \quad (\text{I.17})$$

Et le taux de recombinaison des électrons R_n :

$$R_n(x,t) = \frac{\Delta_n}{\tau_n} \quad (\text{I.18})$$

Donc

$$\frac{dn(x,t)}{dt} = \mu_n E(x,t) \frac{dn(x,t)}{dx} + n \mu_n \frac{dE(x,t)}{dx} + D_n \frac{d^2 n(x,t)}{dx^2} + G_n(x,t) - \frac{\Delta_n}{\tau_n} \quad (\text{I.19})$$

Avec

q : Charge de l'électron/trou,

τ_n : Durée de vie de l'électron,

n : Densité d'électron,

$\vec{E}(x, t)$: Champ électrique,

G_n : Taux de génération d'électron,

μ_n : Mobilité d'électron.

- Pour les trous :

$$\frac{dp(x, t)}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p(x, t) + G_p(x, t) - R_p(x, t) \quad (\text{I.20})$$

On a la densité de courant des trous $\vec{J}_p(x, t)$:

$$\vec{J}_p(x, t) = qp(x, t)\mu_p\vec{E}(x, t) + qD_p\vec{\nabla}_p(x, t) \quad (\text{I.21})$$

Et le coefficient de diffusion des trous D_p :

$$D_p(x, t) = \frac{K_B T \mu_p}{q} \quad (\text{I.22})$$

Et le taux de recombinaison des trous R_p :

$$R_p(x, t) = \frac{\Delta_p}{\tau_p} \quad (\text{I.23})$$

Donc

$$\frac{dp(x, t)}{dt} = \mu_p E(x, t) \frac{dp(x, t)}{dx} + p \mu_p \frac{dE(x, t)}{dx} + D_p \frac{d^2 p(x, t)}{dx^2(x, t)} + G_p(x, t) - \frac{\Delta_p}{\tau_p} \quad (\text{I.24})$$

Avec

τ_p : Durée de vie du trou,

p : Densité du trou,

G_p : Taux de génération de trou,

μ_p : Mobilité de trou.

La densité de courant de déplacement due à la variation du potentiel au cours du temps est donnée comme suit :

$$\vec{J}_d(x) = \frac{d\vec{D}(x, t)}{dt} = \frac{d[\epsilon_{sc}\vec{E}(x, t)]}{dt} = -\frac{d[\epsilon_{sc}\vec{\nabla}v(x, t)]}{dt} \quad (\text{I.25})$$

où

ϵ_{sc} : Permittivité du semi-conducteur,

D : Vecteur de déplacement électrique.

La densité de courant total est alors donnée par :

$$\vec{J}_t(x, t) = \vec{J}_n(x, t) + \vec{J}_p(x, t) + \vec{J}_d(x, t) \quad (\text{I.26})$$

I.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons classé le silicium suivant sa structure cristalline en deux catégories : monocristallin et amorphe, et ses différents états. Ensuite, nous avons présenté la classification du silicium suivant sa taille des grains en plusieurs catégories : nanocristallin, polycristallin, multicristallin et amorphe.

Nous avons aussi classifié les défauts en fonction de la géométrie ou de la dimensionnalité, et nous avons donné un aperçu sur les notions des pièges dans un semi-conducteur.

Enfin, nous avons présenté un état de l'art sur les technologies TFTs en silicium polycristallin et les équations nécessaires à la modélisation analytique de ce transistor.

Chapitre II

Modélisation du TFT

II.1 Introduction

Les transistors en couches minces (TFTs) sont devenus une énorme industrie en raison de leurs nombreuses applications dans les domaines de l’affichage, des étiquettes d’identification par radiofréquence (RFID), du calcul logique, etc. Afin de combler le fossé entre le processus de fabrication et la conception du circuit, le modèle compact joue un rôle indispensable dans le développement et l’application des TFTs. L’objectif de ce chapitre est de fournir une description théorique des modèles compacts de TFT avec différentes couches actives, telles que le polysilicium, les semi-conducteurs organiques et les TFTs à base de graphène.

Les trois éléments de base pour la configuration du TFT ont été clairement illustrés dans la figure II.1 :

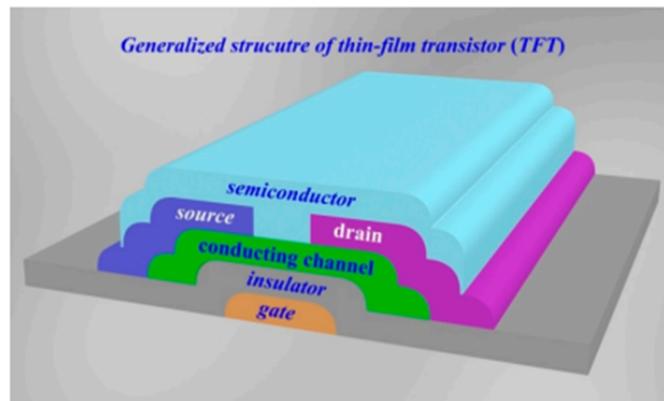


FIGURE II.1 – Structure générale de transistor à couches minces [18].

II.2 Transport de charge

Afin de développer des modèles compacts précis de TFT, les propriétés de transport de charge doivent être correctement décrites. Selon la nature de silicium utilisé, le transport de charge présente diverses caractéristiques. Dans cette section, nous décrivons les propriétés de transport de charge dans les TFTs.

II.2.1 Théorie des pièges aux joints des grains

La propriété de transfert de charge du polysilicium a été décrite sur la base des caractéristiques de sa structure en utilisant deux modèles différents : la théorie de la ségrégation et la théorie du piégeage aux joints de grain [19].

Dans la théorie de la ségrégation, les atomes d'impuretés ont tendance à se séparer au niveau du joint de grain où ils sont électriquement inactifs. Alors que la théorie du piégeage suppose que la présence d'une grande quantité d'état de piégeage est capable de capturer, et donc d'immobiliser les porteurs libres. La limite fondamentale de la théorie de la ségrégation est qu'elle n'explique pas la dépendance à la température de la résistivité du film qui est thermiquement activée et présente un coefficient de température négatif.

Dans la théorie du piégeage, le polysilicium est constitué des petits cristallites liés entre eux par des joints de grain qui sont généralement constituées de plusieurs couches atomiques d'atomes désordonnés [19]. À l'intérieur de chaque cristallite, des atomes sont disposés périodiquement, de sorte qu'il peut être considéré comme un petit monocristal. Les atomes du joint de grain représentent une région de transition entre les différentes orientations des atomes voisins. Bien que le polysilicium soit une substance tridimensionnelle, il est suffisant de traiter le problème dans une dimension pour calculer les propriétés de transport. Les pièges sont supposés être initialement neutres et se chargent en piégeant un porteur (soit négativement ou bien positivement).

La figure II.2 présente le schéma de la structure cristalline, de la distribution des charges et de la structure des bandes d'énergie des films de polysilicium.

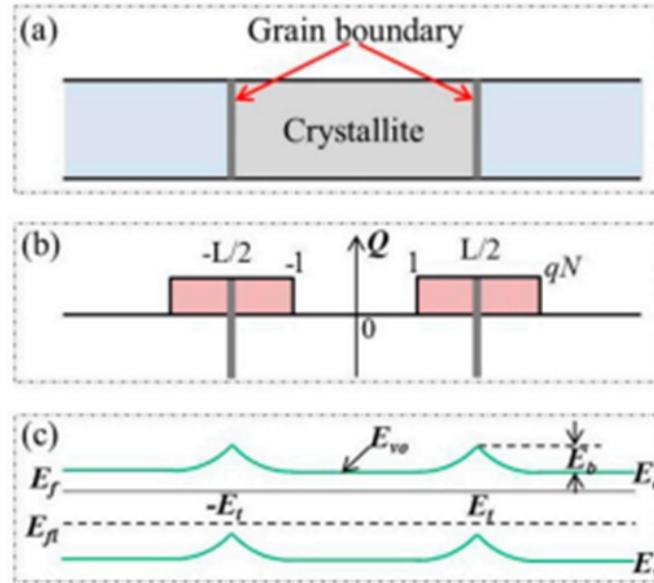


FIGURE II.2 – Schéma de (a) Structure cristalline, (b) Distribution des charges et (c) Structure des bandes d'énergie des films de polysilicium [18].

La théorie du piégeage des joints de grains ne considère que la résistance de la région des joints de grains, qui comprend deux contributions de courant importantes : l'émission thermionique et l'émission par effet tunnel (émission de champ).

L'émission thermionique est causée par la présence des porteurs avec une énergie suffisamment élevée pour traverser la barrière de potentiel aux joints de grain. Le courant par effet tunnel provient des porteurs dont l'énergie est inférieure à la hauteur de la barrière, lorsque cette barrière est étroite et élevée, le courant par effet tunnel peut devenir comparable ou supérieur au courant d'émission thermionique.

Dans le polysilicium, la barrière est la plus élevée lorsque la largeur de la barrière est la plus large. Par conséquent, le courant par effet tunnel devient négligeable. Ainsi, pour une tension appliquée, la densité de courant d'émission thermionique au niveau d'un joint de grain peut-être exprimée par la formule suivante [20] :

$$J_{th} = q \cdot p_a \left(\frac{K_B T}{2m^* \pi} \right)^{(1/2)} \exp \left(- \frac{qV_B}{K_B T} \right) \left[\exp \left(- \frac{qV_a}{K_B T} \right) - 1 \right] \quad (\text{II.1})$$

Avec

p_a : Concentration moyenne des porteurs,

m^* : Masse effective du porteur,

V_B : Hauteur de la barrière de potentiel,

V_a : Tension appliquée.

L'équation (II.1) ne prend pas en considération les collisions dans la zone de charge d'espace et suppose que la concentration des porteurs dans la cristallite est indépendante du flux de courant, elle n'est donc applicable que lorsque le nombre des porteurs participant au transport de courant est faible par rapport au nombre total des porteurs dans la cristallite.

Cette condition limite la hauteur de la barrière à une hauteur supérieure ou comparable à $K_B T$. Si V_a est petit, donc qV_a sera négligeable devant $K_B T$ et l'équation (II.1) peut être développée comme suit :

$$J_{th} = q^2 p_a \left(\frac{1}{2\pi m^* K_B T} \right)^{(1/2)} \exp \left(- \frac{qV_B}{K_B T} \right) V_a \quad (\text{II.2})$$

L'équation (II.2) est une relation linéaire courant-tension et la conductivité du film de polysilicium en fonction de la taille des grains L_G s'écrira comme suit :

$$\sigma = L_G \cdot q^2 \cdot p_a \left(\frac{1}{2\pi m^* K_B T} \right)^{(1/2)} \exp \left(- \frac{qV_B}{K_B T} \right) \quad (\text{II.3})$$

Alors, la mobilité est exprimée comme suit :

$$\mu_{eff} = L_G \cdot q \left(\frac{1}{2\pi m^* K_B T} \right)^{(1/2)} \exp \left(- \frac{V_B}{K_B T} \right) \quad (\text{II.4})$$

II.2.2 Transport par saut

Les matériaux semi-conducteurs amorphes, qu'ils soient inorganiques ou organiques, ont en commun le fait que leur structure atomique ou moléculaire soit complètement désordonnée.

Pour les semi-conducteurs amorphes inorganiques, tels que le silicium amorphe pur et hydrogéné (a-Si, a-Si :H), une structure de bande similaire à celle des matériaux cristallins existe toujours [21, 22]. Les états électroniques dans les bandes de conduction et de valence sont donc délocalisés, et dans la bande interdite il existe certains états localisés dans lesquels des porteurs de charge peuvent être piégés.

Pour les semi-conducteurs amorphes organiques, les liens intermoléculaires sont dus à des interactions de van der Waals relativement faibles, les fonctions d'onde électroniques sont généralement localisées à un nombre fini des molécules [23, 24].

Le transport de charge dans les matériaux semi-conducteurs amorphes est limité par le piégeage dans les états localisés dans la bande interdite du semi-conducteur. Cela signifie que la mobilité des porteurs de charge est censée être thermiquement activée, c'est-à-dire que le transport de charge saute toujours d'un site localisé à un autre, ce type est appelée transport par saut et dépend du chevauchement des fonctions d'onde électroniques de ces deux sites.

Chaque fois qu'un porteur de charge saute vers un site dont l'énergie est supérieure (inférieure) à celle du site d'où il vient, la différence d'énergie est compensée par l'absorption (émission) d'un photon.

La figure II.3 présente un diagramme schématique du transport par saut des porteurs avec la densité d'état [25] .

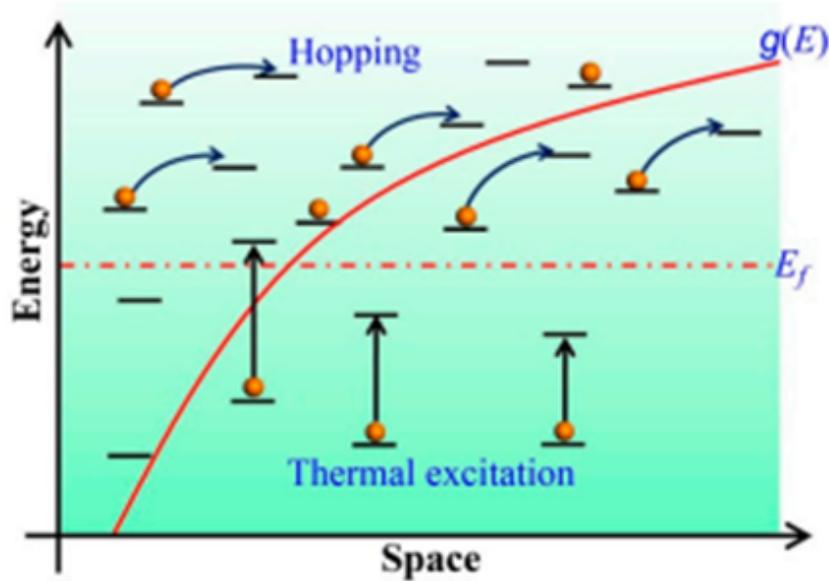


FIGURE II.3 – Schéma du transport par saut [18].

II.2.3 Théorie du piégeage et de la libération multiple

Les semi-conducteurs organiques à petites molécules et les semi-conducteurs IGZO présentent un arrangement régulier, et les orbitales délocalisées se chevauchent partiellement, facilitant ainsi un transfert de charge plus efficace et une mobilité des porteurs beaucoup plus grande que dans les films amorphes [25, 26, 27].

Les propriétés de transport de charge de ces matériaux peuvent être expliquées par la théorie du piégeage et de la libération multiples (MTR) est adaptée à ces matériaux [28, 29].

Cette théorie suppose que le transport de charge se produit dans des états étendus, et que la plupart des porteurs de charge sont piégés dans des états localisés. La figure II.4 représente un diagramme de transport de la théorie MTR.

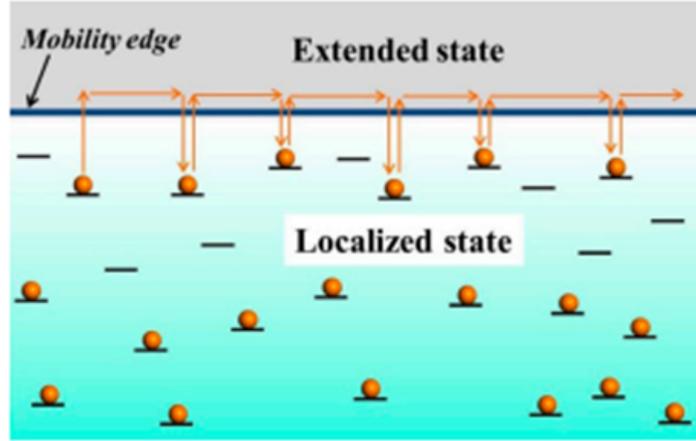


FIGURE II.4 – Diagramme de transport de la théorie du piégeage et de la libération multiple, Le porteur de charge (boules orange) est piégé et libéré dans et depuis des états localisés (lignes noires). La conduction se produit dans la zone grise [18].

Selon la théorie MTR, la densité totale des porteurs de charge, n_{total} , est donnée par :

$$n_{total} = n_e \int_{-\infty}^0 g(E) f(E) dE \quad (\text{II.5})$$

Où la limite supérieure de l'intégrale $E = 0$ correspond au bord de mobilité, $g(E)$ est la distribution d'énergie de la densité d'état (DOS) du piège.

La distribution de Fermi-Dirac est :

$$f(E) = \left(1 + \exp\left(\frac{E - E_f(x)}{K_B T}\right) \right)^{-1} \quad (\text{II.6})$$

$E_f(x)$: Quasi - niveau de Fermi.

Deux méthodes de la théorie MTR décrivent habituellement l'effet du piégeage :

- La première est que tous les champs des porteurs induits peuvent contribuer au flux de courant à tout moment, mais la mobilité effective est réduite par rapport à sa valeur intrinsèque sans piège :

$$\mu_{eff} = \mu_0(T) \frac{\tau(T)}{\tau(T) + \tau_{tr}(T)} \quad (\text{II.7})$$

Avec

μ_0 : Mobilité du porteur dans l'état étendu,

$\tau_{tr}(T)$: Temps de piégeage moyen pour les pièges peu profonds,

$\tau(T)$: Temps moyen qu'un porteur met pour se déplacer de manière diffuse entre deux pièges consécutifs événements de piégeage.

- La deuxième est que seule une fraction du champ porteur induit est en mouvement à un moment donné :

$$\mu_{eff} = n_{total} \frac{\tau(T)}{\tau(T) + \tau_{tr}(T)} \quad (\text{II.8})$$

II.3 Modèles compactes du TFTs

II.3.1 Définition

Les modèles compacts sont des modèles élaborés de manière analytique et utilisés le plus souvent pour aider à la conception des circuits intégrés.

Ces modèles sont disponibles dans les simulateurs des circuits. Ils sont généralement constitués, d'une part, d'expressions basées sur la physique et d'autre part, d'un certain degré d'empirisme.

Ces modèles peuvent être adaptés aux différentes technologies CMOS par exemple, à l'aide d'un certain nombre des paramètre, tels que les paramètres physiques et technologiques, dans le but de décrire correctement les caractéristiques électriques du composant.

Afin de rendre pratique l'utilisation d'un modèle, ce dernier doit être adapté aux méthodes d'extraction de paramètre. De manière générale, un modèle compact représente un compromis entre les aspects de simplicité et de complexité, les notions physiques et empiriques, les nombres d'effets physiques inclus, les nombres des paramètres, enfin, le temps de calcul [30].

II.3.2 Différents modèles compacts du TFTs

Les modèles compacts du TFTs se classent en trois catégories : les modèles en tension de seuil, les modèles en potentiel de surface et les modèles en charge, suivant la façon dont ces derniers calculent les équations de charge et de courant :

II.3.2.1 Modèles en tension de seuil

Modèle de Reyboz/ Poiroux

Dans ce modèle, l'idée est de définir le potentiel au milieu du film en fonction de la couche d'inversion formée. Ainsi, des équations du courant de drain sont définies suivant le fait que le canal du transistor soit en faible ou en forte inversion.

La tension de seuil marque la transition entre la région de faible et celle de forte inversion. En faible inversion, le courant de drain est un courant de diffusion. La charge d'inversion Q_m

varie exponentiellement en fonction de V_g . En revanche en forte inversion, le courant de diffusion est négligeable, et le courant de drain est principalement un courant de conduction. La charge d'inversion Q_m varie linéairement avec V_g [31].

L'équation de Poisson à deux dimensions (x, y) est résolue pour obtenir l'équation du champ électrique est du la charge d'inversion au niveau de la source et du drain :

$$\frac{d^2\psi(x, y)}{dx^2} = \frac{qn(x, y)}{\epsilon_{Si}} \quad (\text{II.9})$$

$\psi(x, y)$: Potentiel électrostatique dans le film,

$n(x, y)$: Concentration des électrons.

L'équation du courant de drain dans le régime linéaire est donnée par :

$$I_{ds} = \mu \frac{W}{L} \int_{V_s}^{V_d} Q_{inv} \cdot d\phi_{imref} \quad (\text{II.10})$$

Avec

ϕ_{imref} : Niveau quasi-Fermi des électrons dans le canal,

Q_{inv} : Charge d'inversion,

V_s : Tension de source et V_d est la tension de drain.

II.3.2.2 Modèles à potentiel de surface

Modèle de Ortiz-Conde

Ce modèle décrit le potentiel à l'intérieur du film de silicium en résolvant l'équation de Poisson. La solution du courant de drain se présente sous la forme :

$$I_{ds} = I_{drift} + I_{diff} \quad (\text{II.11})$$

Où la composante de dérive I_{drift} et la composante de diffusion I_{diff} sont données par :

$$I_{drift} = \mu C_{ox} \frac{W}{L} \left[\left(V_g - V_{fb} - \frac{\phi_{sL} + \phi_{s0}}{2} \right) (\phi_{sL} - \phi_{s0}) - \frac{2}{3} \gamma (\phi_{sL}^{3/2} - \phi_{s0}^{3/2}) \right] \quad (\text{II.12})$$

et

$$I_{diff} = \mu C_{ox} \frac{W}{L} u_t \left[\gamma (\phi_{sL}^{1/2} - \phi_{s0}^{1/2}) + (\phi_{sL} - \phi_{s0}) \right] \quad (\text{II.13})$$

ϕ_{s0} et ϕ_{sL} représentent le potentiel électrostatique de surface du côté de la source et du drain, respectivement, et nécessaires pour calculer I_{ds} , sont obtenus numériquement sous les conditions aux limites suivantes :

$$\phi_s = \begin{cases} \phi_{s0} & \text{for } V = V_{sb} \\ \phi_{sL} & \text{for } V = V_{sb} + V_{ds} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

Modèle de Taur

Taur a aboutit à la solution du potentiel dans le film de silicium (ψ), en résolvant l'équation de Poisson bidimensionnelle. La solution est sous la forme suivante :

$$\psi(x, y) = \psi_C(x) - V_{ch} - \frac{2KT}{e} \cdot \ln \left(\cos \left(\sqrt{\frac{e^2 n_i}{2\epsilon_{si} KT}} \cdot \exp \left(\frac{e\psi_C(x) - V_{ch}}{2KT} \right) \cdot y \right) \right) \quad (\text{II.15})$$

où

ψ_C : Minimum de potentiel dans le film de silicium.

On trouve finalement le courant de drain exprimé comme suit :

$$I_d = \frac{16\mu W}{L} \frac{\epsilon_{si}}{t_{si}} \left(\frac{KT}{e} \right)^2 \left(\frac{1}{2} (\beta_{TL}^2 - \beta_{T0}^2) + \beta_{T0} \right) \tan \left(\beta_{T0} \right) - \beta_{TL} \tan \left(\beta_{TL} \right) + \frac{\epsilon_{si}}{t_{si} C_{ox1}} \left(\beta_{T0}^2 \tan^2 \left(\beta_{T0} \right) - \beta_{TL}^2 \tan^2 \left(\beta_{TL} \right) \right) \quad (\text{II.16})$$

Dans cette expression, β_{T0} et β_{TL} correspondent respectivement aux valeurs de β_T évaluées du côté de la source ($V_{ch} = 0$) et du côté du drain ($V_{ch} = V_{ds}$). Ces valeurs sont obtenues avec une méthode itérative telle que :

$$\beta_T(x) = \sqrt{\frac{e^2 n_i \cdot t_{Si}^2}{8 \epsilon_{Si} kT}} \cdot \exp\left(\frac{e(\psi_C - V_{ch})}{2kT}\right) \quad (\text{II.17})$$

Modèle de Baccarani

A l'image des modèles de Taur et de Ortiz-Conde, le modèle de Baccarani a recours à une résolution numérique de l'équation du courant du drain en effectuant un changement de variation dans l'équation finale :

$$I_d = \int_0^L dx = Wq\mu_{n0}N_c \int_0^{V_{ds}} \exp\left[\frac{q(V_{gs} - V)}{k_B T}\right] dV \quad (\text{II.18})$$

En ce qui concerne le calcul du courant de drain pour un transistor à canal long, il s'effectue par une intégrale qui ne dépend que du potentiel au milieu du film de silicium.

$$I_d = 2 \frac{W}{L} C_g \mu_{n0} \left(\frac{K_B T^2}{q}\right) \exp\left[\frac{q(V_{gs} - V_t)}{K_B T}\right] \left[1 - \exp\left(\frac{-qV_{ds}}{K_B T}\right)\right] \quad (\text{II.19})$$

II.3.2.3 Modèles en charge

Modèle de He et al.

Ce modèle est proche du modèle de Taur. En effet, au lieu de chercher la valeur du potentiel au milieu du film ψ_C , les auteurs donnent une expression de la charge d'inversion, et sa solution sous la forme suivante :

$$Q_m^* = e \cdot n_c \cdot \frac{t_{Si}}{2} \quad (\text{II.20})$$

Avec n_c : Concentration des électrons au milieu du film.

Ensuite, ils proposent une interpolation de la charge d'inversion en inversion faible à toutes les régions de fonctionnement du dispositif. Cette interpolation se présente de la manière suivante :

$$Q_m = e \cdot n_c \cdot \frac{t_{Si}}{2} \cdot e^f \quad (\text{II.21})$$

Avec f désignant un facteur de correction qui vaut 1 en faible inversion et 0 en forte inversion.

Dans un second temps, ils considèrent que la charge d'inversion peut être calculée à partir de l'équation suivante :

$$V_g - \Delta\phi_{ms} + f \frac{kT}{e} \ln(e \cdot n_i \cdot t_{Si}) = \frac{Q_m}{2C_{ox1}} + \frac{kT}{e} \ln(Q_m) \quad (\text{II.22})$$

Finalement, le calcul du courant se fait de manière classique, c'est la somme d'un courant de conduction et d'un courant de diffusion :

$$I_d = \frac{2\mu W}{L} C_{ox1} \left(\frac{kT}{e} \right)^2 \left[\frac{Q_{md}^2 - Q_{ms}^2}{2} + (Q_{md} - Q_{ms}) \right] \quad (\text{II.23})$$

Modèle de Iñíguez

Iñíguez a également repris l'approche de Taur, où l'on a recours à des calculs itératifs, puis a développé une approche prenant en compte les effets canaux courts ainsi que le comportement à haute fréquence [32].

Iñíguez a utilisé l'expression explicite de la charge d'inversion donnée par :

$$Q_I = C_0 \cdot \left(-\frac{2 \cdot C_0 \cdot \beta^2}{Q_{Dep}} + \sqrt{\frac{2 \cdot C_0 \cdot \beta^2}{Q_{Dep}} + 4 \cdot \beta^2 \cdot \log^2 \left[1 + \exp \left[\frac{V_{gs} - V_{th} + \Delta V_{th} - V}{2 \cdot \beta} \right] \right]} \right) \quad (\text{II.24})$$

Avec

$$V_{gs} - V_{fb} - V \left(\frac{Q_{Dep}}{2C_0} + \frac{KT}{q} \log \left[\frac{q^2 N_A^3 t S_i^2}{KT n_i 2 \epsilon_S} \right] \right) = \frac{Q_I}{C_0} + \frac{KT}{q} \log \left[\frac{Q_I}{Q_{Dep}} \right] + \frac{KT}{q} \log \left[\frac{Q_I + Q_{Dep}}{Q_{Dep}} \right] \quad (\text{II.25})$$

où

V_{gs} : Tension de grille,

V_{th} : Tension de seuil,

V_{fb} : Tension des bandes plates,

Q_{Dep} : Charge de déplétion.

Sachant que : V varie de ($V=0$ dans la source à $V = V_{ds}$ dans le drain) et V_{th} assure le bon comportement de la charge au-delà de la tension de seuil.

Par conséquent, l'expression finale du courant de drain est écrite en termes des charges, donnée par :

$$I_d = \frac{2W\mu}{L} \left[2 \frac{KT}{q} (Q_s - Q_d) + \frac{Q_s^2 - Q_d^2}{2C_0} + \frac{KT}{q} Q_{Dep} \log \left[\frac{Q_d + Q_{Dep}}{Q_s + Q_{Dep}} \right] \right] \quad (\text{II.26})$$

Sachant que : $Q_I=Q_s$ dans la source et $Q_I=Q_d$ dans le drain.

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit en détail les propriétés de transport de charge dans les TFTs, puis nous avons vu les modèles compacts pour la simplification de la simulation des caractéristiques transistors statiques et dynamiques, en se basant sur les équations de charge et de courant pour les trois catégories des modèles compacts : les modèles en tension de seuil, les modèles en potentiel de surface et les modèles en charge.

Chapitre III

Simulation du TFT

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, Nous nous intéressons à la modélisation analytique d'un TFT à base de film actif polysilicium, organique et graphène. La modélisation a été effectuée en fonction de plusieurs paramètres physiques, technologiques et électriques. Les programmes de simulation sont effectués à l'aide du logiciel MATLAB.

III.2 Distribution de la densité des pièges dans le polysilicium

III.2.1 Densité d'état des pièges

Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire la densité d'état dans le cas d'un matériau amorphe. Le premier modèle a été proposé par Mott et Davis [33] en se basant sur les travaux d'Anderson [34] (voir figure III.1 (a)). Ensuite Cohen, Fritzsche et Ovshinsky [35] ont proposé un modèle (appelé CFO) qui tient compte de celui de Mott et Davis en supposant que la densité d'état est constante au voisinage du niveau de Fermi (voir figure III.1 (b)).

La densité d'état des pièges est donnée par la relation suivante :

$$N(E) = N_C e^{-\frac{E_C - E}{kT_C}} + N_{m1} e^{-\frac{(Em_1 - E)^2}{2\sigma_1^2}} + N_{m2} e^{-\frac{(Em_2 - E)^2}{2\sigma_2^2}} + N_{m3} e^{-\frac{(Em_3 - E)^2}{2\sigma_3^2}} + N_V e^{-\frac{E - E_V}{kT_C}} \quad (\text{III.1})$$

N_C représente la densité des états au bord de la bande de conduction :

$$N_C = 2 \left(\frac{kT m_c^*}{2\pi\hbar} \right)^{3/2} \quad (\text{III.2})$$

Et N_v celle des états au bord de la bande de valence :

$$N_v = 2 \left(\frac{KTm_v^*}{2\pi\hbar} \right)^{3/2} \quad (\text{III.3})$$

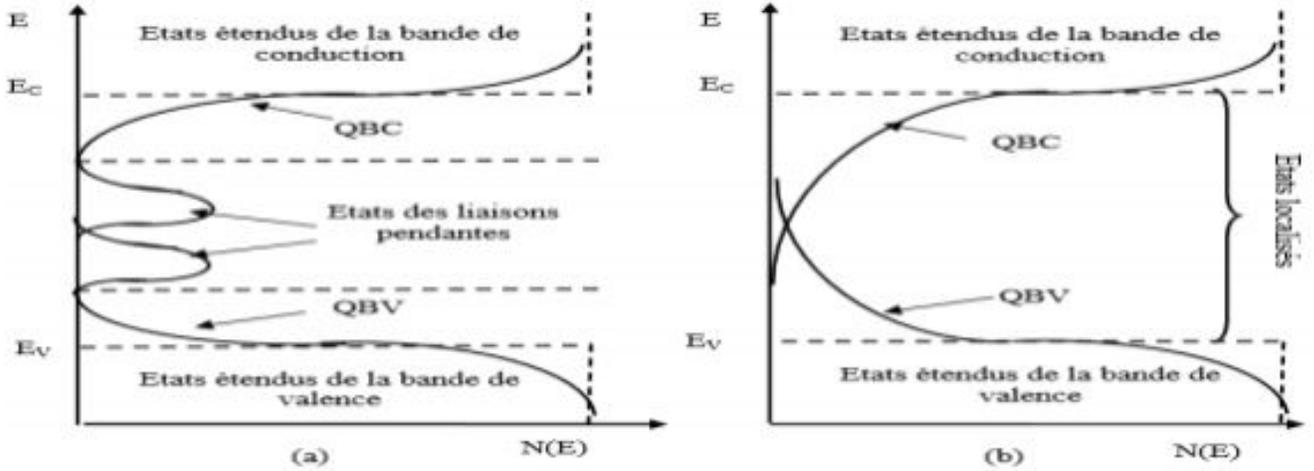


FIGURE III.1 – (a) Modèle de densité d'état proposé par Mott et Davis, (b) Modèle de densité d'état de CFO [5].

$T_c(T_v)$: Température caractéristique de la QBC (QBV),

N_{m1}, N_{m2} et N_{m3} : Densités d'états aux sommets des gaussiennes,

E_{m1}, E_{m2} et E_{m3} : Leurs positions dans le gap par rapport à E_c ,

σ_1, σ_2 et σ_3 : Leur écart-type.

III.2.2 Résultats de simulation numérique

Nous avons simulé, sous Matlab, la densité des pièges en fonction de leur position dans le gap du semi-conducteur. Les résultats de simulation sont illustrés dans la figure III.2.

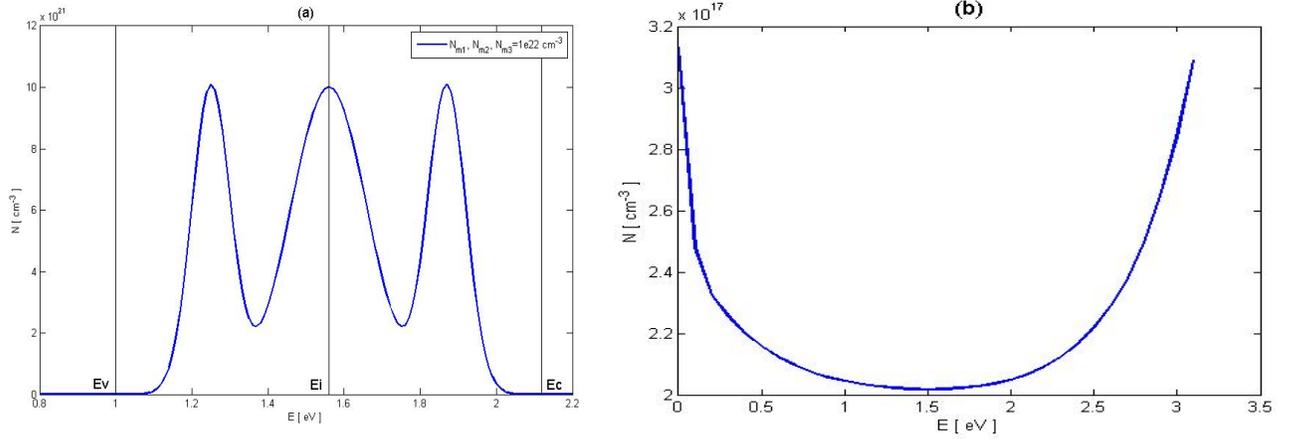


FIGURE III.2 – Densité d'état des pièges en fonction de l'énergie (a) Modèle de densité d'état proposé par Mott et Davis, (b) Modèle de densité d'état de CFO.

La figure III.2 Montre que la densité d'état est constituée d'un type donneur (QBV) et d'autres type accepteur (QBC) modélisée d'après l'équation (III.1).

III.2.3 Variation de la densité en fonction d'énergie

Sur la figure III.3, nous présentons plusieurs distributions de la densité d'état en fonction de l'énergie. Dans ces distributions, nous avons tenu compte de la variation des trois paramètres :

- (N_m) la densité d'état aux sommets des gaussiennes.
- (E_m) la position dans le gap par rapport à E_c .
- (σ) l'écart type.

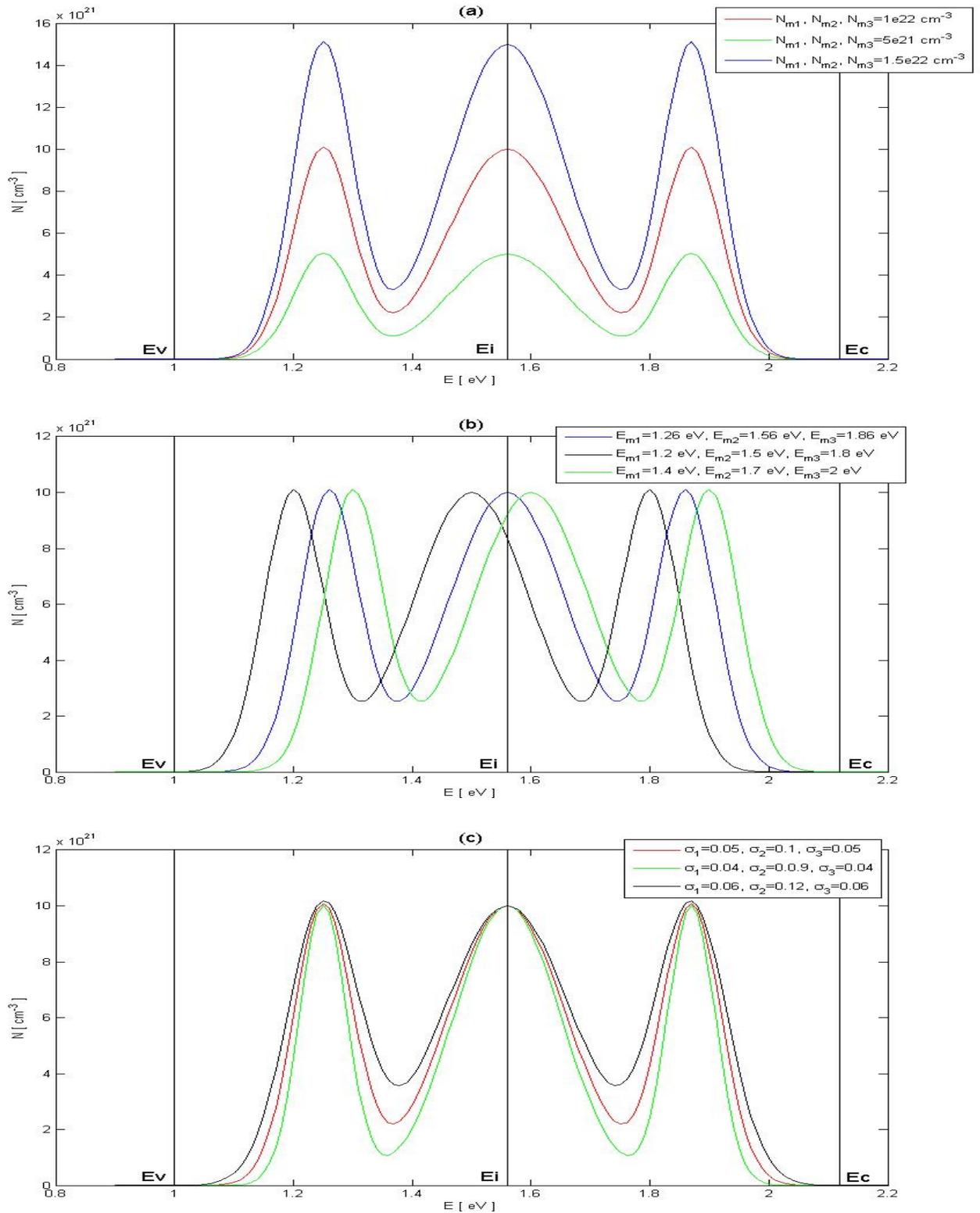


FIGURE III.3 – Variation de densité d'état en fonction de l'énergie
 (a) Variation de la densité des états aux sommets des distributions gaussiennes,
 (b) Variation de la position des niveaux d'énergie,
 (c) Variation de l'écart type.

Sur la figure III.3 (a), la variation de N_m contrôle la hauteur de la distribution des pièges (aussi bien les pièges profonds que les pièges en queue de bande), et nous remarquons que la densité des pièges en fonction de l'énergie augmente avec l'augmentation de la densité des états aux sommets des distributions gaussiennes.

Sur la figure III.3 (b), la variation de Em contrôle la position de la distribution des pièges en fonction de l'énergie et les décales vers la droite (vers E_C), et cela est valable aussi bien pour les pièges profonds que pour les pièges en queue de bande.

Sur la figure III.3 (c), la variation de l'écart type σ_m en fonction de l'énergie contrôle la largeur de la distribution des pièges (aussi bien les pièges profonds que les pièges en queue de bande), et nous remarquons que la densité des pièges augmente avec l'augmentation de la valeur de l'écart type.

III.3 Modèles compacts à base du potentiel de surface

Malgré le fait que les caractéristiques de transport dans les TFTs sont très différentes pour les différents matériaux actifs, les caractéristiques courant-tension peuvent, au premier ordre, être décrites avec le même formalisme que [26] :

$$I_{ds} = \begin{cases} \frac{\mu C_i W}{L} \left((V_g - V_{th}) V_{ds} \right) & \text{ou } |V_g - V_{th}| > |V_{ds}| \text{ Régime linéaire} \\ \frac{\mu C_i W}{L} \left((V_g - V_{th}) V_{ds} - \frac{V_{ds}^2}{2} \right) & \text{ou } |V_g - V_{th}| > |V_{ds}| \text{ Régime quadratique} \\ \frac{\mu C_i W}{2L} (V_g - V_{th}) & \text{ou } |V_{ds}| > |V_g - V_{th}| \text{ Régime de saturation} \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

Où l'équation (III.4) décrit la relation entre le courant de drain I_{ds} , la tension grille V_g et la tension drain-source V_{ds} en régime linéaire, en régime quadratique et en régime de saturation, respectivement.

Avec C_i est la capacité diélectrique de la grille par unité de surface.

Pour les TFTs en silicium, la tension de seuil V_{th} est définie comme étant la tension grille-source minimale requise pour induire une forte inversion [36]. Cependant, les OTFTs et les TFTs IGZO fonctionnent généralement dans la région d'accumulation. Le concept de tension de seuil est néanmoins utile, les modèles compacts seront très différents pour les TFTs avec différents matériaux actifs. Autrement, l'objectif des modèles compacts est de décrire précisément et physiquement les caractéristiques courant-tension des TFTs dans l'équation (III.4), le modèle compact basé sur le potentiel de surface est censé avoir une grande précision et une grande capacité de résolution.

Les paragraphes suivants passent en revue les modèles compacts basés sur le potentiel de surface pour les TFTs en polysilicium. Nos modèles compacts pour les OTFTs et les TFTs à base de graphène (GFET).

III.3.1 Modèles compacts du TFT en polysilicium

Les modèles des TFTs en polysilicium basés sur la solution unidimensionnelle de l'équation de Poisson et sur les effets des pièges à la limite des grains [37]. Cependant, ces modèles antérieurs n'étaient pas clairs pour les dispositifs à mode d'inversion en raison du concept de blindage de charge "inverse" défini dans sa dérivation [38]. Plus tard, certains auteurs ont adopté la méthode EMA (effect modifier assessment) pour répondre à la question de l'échantillon de polysilicium non-uniforme avec les grains [39, 40]. En 1999, Iniguez et al. ont également adopté la méthode EMA pour développer un modèle unifié pour les TFTs à canaux longs et courts en polysilicium [41]. Cette méthode est intéressante car elle prend en compte l'augmentation de la mobilité par effet de champ dans le régime d'inversion modérée

et la dégradation de la mobilité à des tensions de grille élevées, de l'effet d'abaissement de la barrière induit par le drain (DIBL), de l'effet de coude (effet kink), du courant sous le seuil et de la modulation de la longueur du canal.

Quelques années plus tard, Wu et al. ont proposé un modèle compact en approximant le taux de génération pour les TFTs en poly-Si dans la zone de fuite [25]. Bien que plusieurs modèles pour les TFTs en poly-Si ont été proposés jusqu'à présent, basés sur différentes équations pour les régions de sous-seuil, linéaires et de saturation [42, 43], ces modèles commettent souvent à une erreur significative dans l'évaluation des dérivées du courant et de la tension (telles les transconductance).

Pour obtenir des caractéristiques plus précises des TFTs en poly-Si, Shimizu et al. ont développé un modèle compact basé sur un nouveau potentiel de surface [44]. Tout d'abord, dans le modèle, les densités des états sont approximés par la somme des distributions exponentielles pour les états profonds et de queue comme suit :

$$g(E) = g_{de} \exp\left(\frac{E - E_c}{E_{de}}\right) + g_{ta} \exp\left(\frac{E - E_c}{E_{ta}}\right) \quad (\text{III.5})$$

Où E_{de} et E_{ta} représentent les pentes inverses des états profonds et des états surfaciques, respectivement,

g_{de} et g_{ta} représentent les densités de l'état profond et de l'état surfacique en bas de la bande de conduction E_C , respectivement.

III.3.1.1 Potentiel de surface

En intégrant l'équation de Poisson, les potentiels de surface du côté source en fonction de la tension de la grille peuvent être calculées numériquement comme suit :

$$\begin{aligned}
C_i(V_g - V_{fb} - \phi_{s0}) = & \sqrt{\frac{2q\epsilon_s N_{sub}}{\beta}} \left[\exp(-\beta\phi_{s0}) - \exp(-\beta\phi_{b0}) + \beta(\phi_{s0} - \phi_{b0}) + \left(\frac{n_i}{N_{sub}} \right)^2 \right. \\
& \left. \left[\exp(\beta\phi_{s0}) - \exp(\beta\phi_{b0}) \right] + \left(\frac{\beta N_{deep}}{\gamma N_{sub}} \right) \left[\exp(\gamma\phi_{s0}) - \exp(\gamma\phi_{b0}) \right] + \left(\frac{N_{tail}}{N_{sub}} \right) \right. \\
& \left. \left[\exp(\beta\phi_{s0}) - \exp(\beta\phi_{b0}) \right] \right]^{1/2} \quad (\text{III.6})
\end{aligned}$$

où $\gamma = q/E_{de}$,

$\beta = q/K_B T$: L'inverse de la tension thermique,

ϵ_s : Constante diélectrique du film,

N_{sub} : Concentration de dopant,

n_i : Concentration des porteurs intrinsèques,

ϕ_{s0} et ϕ_{b0} : Potentiels de surface avant et arrière du côté de la source, respectivement,

N_{deep} et N_{tail} : Densités des électrons piégés dans les états profonds et les états de queue dans une condition de bande plate, respectivement.

La densité de charge de la couche d'inversion du côté de la source ($x = 0$) ou du drain ($x = L$) peut alors s'écrire comme suit [45] :

$$\begin{aligned}
Q_i(x) = & -C_i(V_g - V_{fb} - \phi_{s0}) + \sqrt{\frac{2q\epsilon_s N_{sub}}{\beta}} \left[\exp(-\beta\phi_{sx}) - \exp(-\beta\phi_{bx}) + \beta(\phi_{sx} - \phi_{bx}) + \left(\frac{\beta N_{deep}}{\gamma N_{sub}} \right) \right. \\
& \left. \left[\exp(\gamma\phi_{sx}) - \exp(\gamma\phi_{bx}) \right] + \left(\frac{N_{tail}}{N_{sub}} \right) \left[\exp(\beta\phi_{sx}) - \exp(\beta\phi_{bx}) \right] \right]^{1/2} \quad (\text{III.7})
\end{aligned}$$

En résolvant numériquement l'équation (III.6) en appliquant la méthode de dichotomie, nous avons aboutit à la représentation graphique du potentiel de surface en fonction de la polarisation de la grille (supérieure et inférieure).

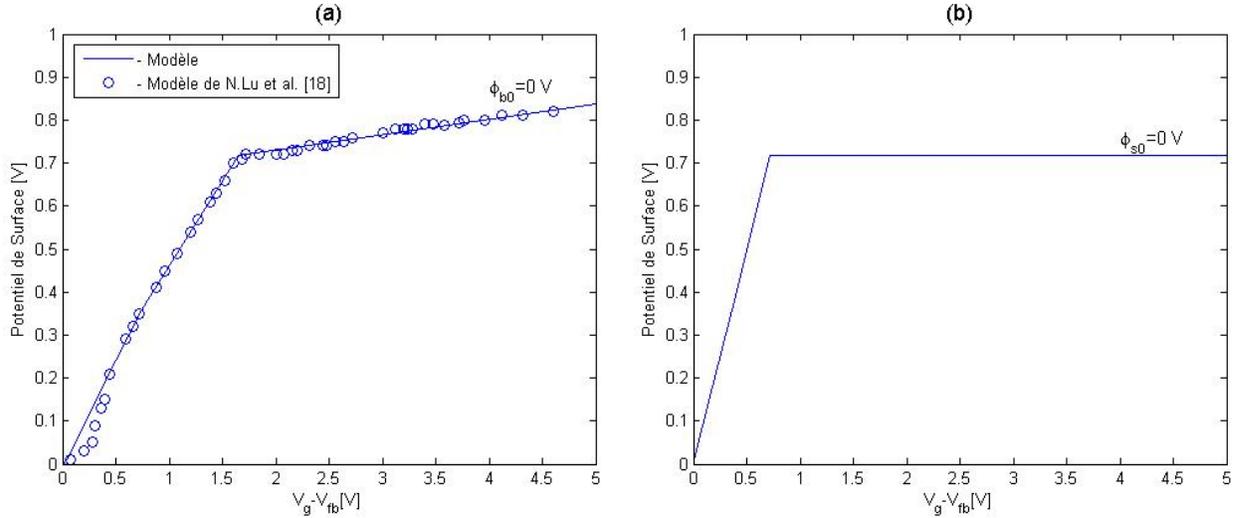


FIGURE III.4 – (a) Potentiel de surface pour $\phi_{b0} = 0$ avec pièges en fonction de la tension de grille avant calculée (ligne) et des calculs numériques exacts (cercles), (b) Potentiel de surface pour $\phi_{s0} = 0$ en fonction de la tension de grille avec pièges.

La figure III.4 (a) représente la variation du potentiel de surface de la grille supérieure (pour $\phi_{b0} = 0$) en fonction de la polarisation de la grille $V_g - V_{fb}$ pour un dopage de substrat $N_{sub} = 10^{23} \text{cm}^{-3}$ et avec la présence des pièges profonds $N_{deep} = 10^{20} \text{cm}^{-3}$ et surfaciques $N_{tail} = 10^{21} \text{cm}^{-3}$ comme le stipule l'équation (III.6). Nous remarquons que le potentiel de surface augmente avec l'augmentation de la tension de grille de 0V jusqu'à 0.83V pour $V_g = 5\text{V}$. De l'autre côté, nous soulevons la bonne concordance entre les valeurs simulées de notre modèle et celles obtenues avec le modèle de Lu et al. [18].

A titre indicatif et dans un souci de vérifier l'exactitude de l'équation (III.6), nous avons représenté sur la figure III.4 (b) la variation du potentiel de surface de la grille inférieure (pour $\phi_{s0} = 0$) en fonction de la polarisation de la grille $V_g - V_{fb}$ pour les mêmes concentrations du substrat et des pièges que celles utilisées pour représenter la variation du potentiel de surface de la figure III.4 (a).

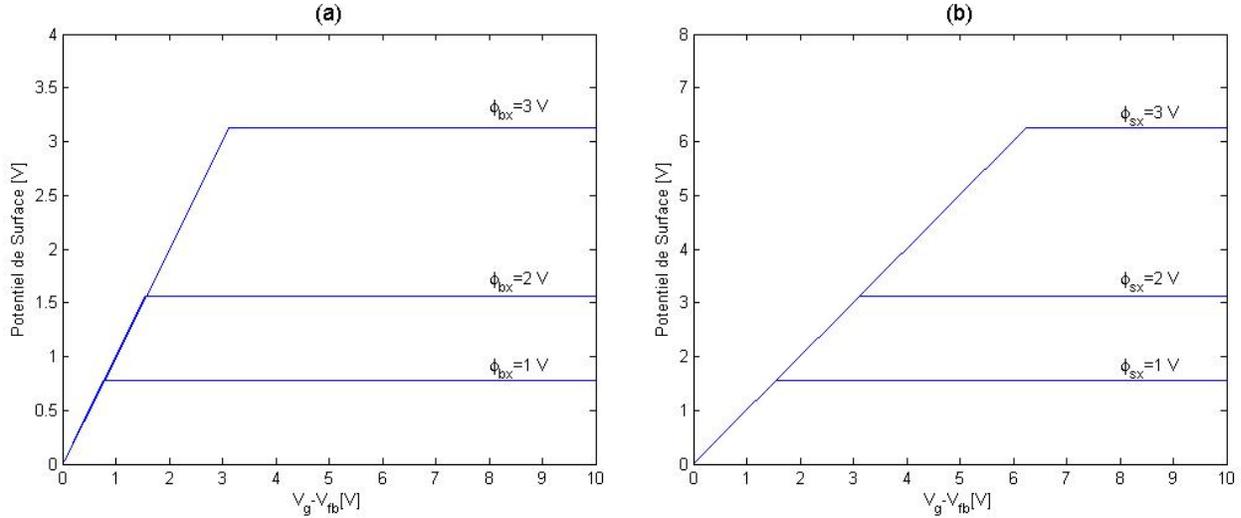


FIGURE III.5 – (a) Potentiel de surface du côté source ($x=0$) en fonction de la tension de grille, (b) Potentiel de surface du côté drain ($x=L$) en fonction de la tension de grille.

La figure III.5 (a) montre la variation du potentiel de surface en fonction de la tension de grille $V_g - V_{fb}$ pour différentes valeurs de $\phi_b(x)$, pour un dopage de substrat $N_{sub} = 10^{23}\text{ cm}^{-3}$ et avec la présence des pièges profonds $N_{deep} = 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ et surfaciques $N_{tail} = 10^{21}\text{ cm}^{-3}$, ou on note que le potentiel de surface ϕ_b augmente avec l'augmentation de la tension de grille.

A titre indicatif, nous avons représenté sur la figure III.5 (b) la variation du potentiel de surface en fonction de la polarisation de la grille $V_g - V_{fb}$ à différentes valeurs de $\phi_s(x)$ pour les mêmes concentrations du substrat et des pièges que celles utilisées pour représenter la variation du potentiel de surface de la figure III.5 (a).

III.3.1.2 Caractéristique de Sortie / Transfert

Selon l'intégrale Pao-Sah [46], nous obtenons le courant de drain comme suit :

$$I_{ds} = -\mu_{eff} \frac{W}{L} \int_0^{V_{ds}} Q_i dV_n \quad (\text{III.8})$$

où

μ_{eff} : Mobilité effective,

W : Largeur du canal,

L : Longueur du canal,

V_{ds} : Tension drain-source,

Q_i : Densité de charge mobile, qui peut être exprimée comme suit :

$$Q_i = -2q \int_{\phi_0}^{\phi_s} n_0 \frac{\exp\left[\frac{\phi - V_n}{\phi_t}\right]}{E(\phi, V_n)} d\phi \quad (\text{III.9})$$

Dans la région sous le seuil, lorsque la majeure partie de Q_i est piégée, l'influence de la charge mobile peut être ignorée. Ensuite, l'intégrale Pao-Sah peut être simplifiée comme suit :

$$I_{sub} = -\mu_{eff} \frac{W}{L} \left[\int_{\phi_{s0}}^{\phi_{sL}} Q_i d\phi_s - \phi_t (Q_{iL} - Q_{i0}) \right] \quad (\text{III.10})$$

où

ϕ_{sL} et ϕ_{s0} sont les potentiels de surface aux extrémités du drain et de la source, respectivement,

Q_{i0} et Q_{iL} sont les densités de charge mobile aux extrémités de la source et du drain, respectivement.

L'intégral dans l'équation (III.10) peut être approximé par :

$$\int_{\phi_{s0}}^{\phi_{sL}} Q_i d\phi_s \approx Q_{i0} (\phi_{s0} - \phi_{sL}) \quad (\text{III.11})$$

Pour plus de simplifications, Q_i est approximée par :

$$Q_i = a(V_{gf} - \phi_s) \quad (\text{III.12})$$

où

$$a = \frac{Q_{i0}}{(V_{gf} - \phi_s)} \quad (\text{III.13})$$

En remplaçant l'équation (III.12) dans (III.10), le courant de drain sous seuil (I_{sub}) peut être exprimé comme :

$$I_{sub} = \mu_{eff} \frac{W}{L} \left[\frac{a}{2} (\phi_{sL} - \phi_{s0}) (\phi_{sL} - \phi_{s0} - 2V_{gf}) + \phi_t (Q_{iL} - Q_{i0}) \right] \quad (III.14)$$

Avec l'augmentation de V_{gf} , les TFTs entrent dans la région de forte inversion. Dans ce cas, toutes les charges induites sont libres. Cela implique que le comportement des TFTs poly-Si DG dans la forte inversion est similaire à celle des MOSFET cristallins. On obtient l'expression du courant de drain suivante pour les TFTs poly-Si DG en forte inversion :

$$I_{str} = \mu_{eff} \frac{W}{L} \left[2C_{ox} V_{gf} (\phi_{sL} - \phi_{s0}) - C_{ox} (\phi_{sL}^2 - \phi_{s0}^2) + 4\phi_t C_{ox} (\phi_{sL} - \phi_{s0}) \right] \quad (III.15)$$

La mobilité effective est donnée comme suit :

$$\mu_{eff} = \mu_s + \frac{\mu_h \exp\left(\frac{-V_b}{\phi_t}\right)}{1 + \theta_1 V_{gf} + \theta_2 V_{gf}^2} \quad (III.16)$$

Avec

$$V_b = \left[(V_{gf} + V_i)^2 + (V_Q + kV_{ds})^2 - (V_{gf} + V_i) \right] \quad (III.17)$$

où

μ_s : Faible mobilité de polarisation de grille,

θ_1 et θ_2 : Paramètres de dégradation de la mobilité,

$k, V_Q, V_i, et \mu_h$: Paramètres d'ajustement.

Pour éviter de résoudre l'ensemble des équations, une transition en douceur des régions linéaires aux régions de saturation peut être modélisée par la fonction de lissage suivante :

$$V_{dse} = \left(\frac{V_{dse}}{\left(\frac{1+V_{ds}}{\alpha V_{gf}} \right)^p} \right)^{1/p} \quad (III.18)$$

où

p : Commande le passage de V_{ds} à la tension de saturation,

α : Paramètre ajustable.

Le courant de drain total est donné par :

$$I_{ds} = \frac{I_{sub} \cdot I_{str}}{\left(\left(\frac{1}{I_{sub}} \right)^{1/m} + \left(\frac{1}{I_{str}} \right)^{1/m} \right)^m} \quad (\text{III.19})$$

Où m est utilisé pour ajuster la transition de I_{ds} de la région sous le seuil à la région de la forte inversion.

En résolvant numériquement l'équation III.19 et on obtient la représentation graphique du caractéristique de transfert figure III.6 et caractéristique de sortie figure III.7.

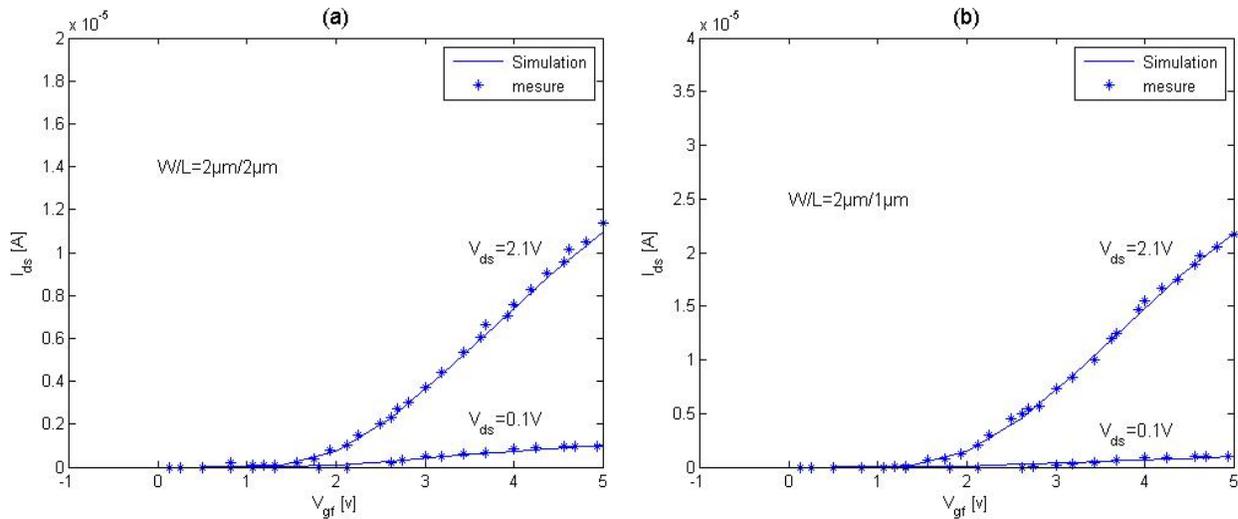


FIGURE III.6 – Comparaison des caractéristiques mesurées (étoiles) et simulées (lignes) du courant de drain en fonction de la tension de grille pour un TFT en poly-Si à canal n avec (a) $W/L = 2\mu\text{m}/2\mu\text{m}$ et (b) $W/L = 2\mu\text{m}/1\mu\text{m}$.

La figure III.6 représente une comparaison de deux caractéristique I_{ds} en fonction de la tension de grille (la caractéristique de transfert) pour des valeurs de tension de drain égal à 0.1V et 2.1V, dans le cas d'un canal $L = 2\mu m$ puis pour un canal $L = 1\mu m$ avec une épaisseur d'oxyde de grille $t_{ox} = 190nm$. Nous pouvons, à partir de ces deux figures, déceler le seuil du fonctionnement de notre transistor. On remarque que le courant de drain augmente avec l'augmentation de la tension de polarisation V_{ds} . Pour V_g allant de -1V jusqu'à 1.5V le courant I_{ds} est nul, puis il augmente avec l'augmentation de la tension de la grille V_g .

La comparaison entre les figures III.6 (a) et III.6 (b) montre que la valeur du courant I_{ds} est fortement influencée par la longueur du canal, et nous constatons que quand la longueur L passe de $2\mu m$ à $1\mu m$, la valeur de I_{ds} double.

Pour la validation de notre modèle, nous avons comparé notre modèle simulé avec les mesures effectuées Lu et al. [18] où nous soulevons la très bonne concordance entre les valeurs simulées et celles mesurées.

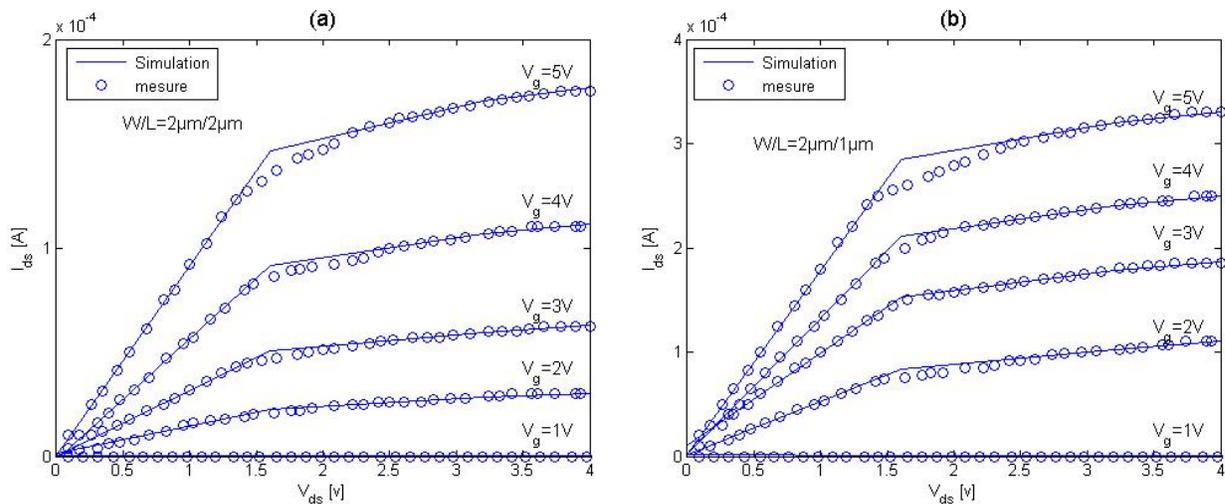


FIGURE III.7 – Comparaison des caractéristiques de sortie pour un TFT poly-Si à canal n avec (a) $W/L = 2\mu m/2\mu m$ et (b) $W/L = 2\mu m/1\mu m$. Les cercles représentent les mesures et les lignes désignent les simulation effectuées. Les paramètres utilisés dans la simulation sont les mêmes que ceux utilisés dans la figure III.6.

La figure III.7 (a) montre la variation du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} (la caractéristique de sortie) avec différentes valeurs de V_g et une épaisseur d'oxyde $t_{ox} = 100nm$.

Les paramètres utilisés dans la simulation sont les mêmes que ceux utilisés dans la figure III.6. Nous remarquons que le courant augmente avec l'augmentation de V_g .

Pour V_{ds} allant de 0V jusqu'à 1.5V, le courant I_{ds} évolue de manière linéaire, à partir de $V_{ds} = 1.5V$, le courant de drain montre une saturation. Ces résultats sont identiques à celles de la figure III.7 (b), même avec la variation de la longueur du canal.

La comparaison entre les figures III.7 (a) et III.7 (b) montre que la valeur du courant I_{ds} est fortement influencée par la longueur du canal. Et lorsque la longueur du canal L passe de $2 \mu m$ à $1 \mu m$, la valeur du courant I_{ds} double. Donc lorsque le premier canal est à moitié plus petit que le deuxième canal, la vitesse à laquelle l'électron parcourt de la source au drain dans le premier canal au même période est le double.

Pour la validation de notre modèle, nous avons comparé notre modèle simulé avec les mesures effectuées Lu et al. [18] où nous remarquons une bonne concordance entre les valeurs simulées et celles mesurées.

Le modèle de Chen et al. propose une solution analytique du potentiel de surface des TFTs en poly-Si qui peut être exprimé comme suit :

$$(V_g - V_{fb} - \phi_s)^2 = \gamma^2 \left[\left(1 + \frac{N_t}{L_g N_A} \right) \phi_s + \phi_t \exp \left(\frac{\phi_s - \phi_n - 2\phi_f}{\phi_t} \right) \right] - \frac{N_T}{L_g N_A} \phi_t \ln(1 + K_m) \quad (\text{III.20})$$

où

ϕ_s : Potentiel de surface,

γ : Facteur de corps donné par

$$\gamma = \frac{\sqrt{2\epsilon q N_A}}{C_i}$$

L_g : Taille moyenne du grain,

N_T et N_A : Densités pièges localisés dans la bande interdite du silicium et la densité des dopants type accepteur, respectivement,

ϕ_t : Tension thermique,

ϕ_f : Potentiel de Fermi,

ϕ_n : Tension des porteurs dans le canal,

et

$$K_m = 0.5 \exp\left(\frac{E_t + q\phi_t}{K_B T}\right)$$

Pour obtenir une évaluation analytique et non itérative, la forme normalisée de l'équation (III.20) peut être écrite comme suit :

$$(v_g - x_W)^2 = G_{TFT}^2 [x_W + \Delta_{TFT} \exp(x_W) + A] \quad (\text{III.21})$$

où

x_W : Potentiel de surface normalisé :

$$x_W = \frac{\phi_s}{\phi_t}$$

v_g : Tension de grille effective normalisée :

$$v_g = \frac{(V_g - V_{fb})}{\phi_t}$$

Avec

$$G_{TFT} = \gamma \sqrt{\frac{1 + \frac{N_T}{L_g N_A}}{\phi_t}} \quad (\text{III.22})$$

et

$$\Delta_{TFT} = \exp\left(\frac{(-\phi_t - 2\phi_f)}{\left(1 + \frac{N_T}{L_g N_A}\right)}\right) \quad (\text{III.23})$$

et

$$A = -\frac{N_T \ln(1 + K_m)}{N_T + L_g N_A} \quad (\text{III.24})$$

Ensuite, les auteurs ont obtenu la solution analytique basée sur la physique du potentiel de surface normalisé comme suit :

$$x_W = -W_0 \left[f \cdot \Delta_{TFT} \exp(v_g - f \cdot A) \right] + v_g - f \cdot A \quad (\text{III.25})$$

où

$$v_g = \left(v_g + \frac{G_{TFT}^2}{2} \right) - G_{FET} \sqrt{v_g + \frac{G_{TFT}^2}{4}} \quad (\text{III.26})$$

et

$$f = \frac{G_{FET}}{2\sqrt{v_g + \frac{G_{TFT}^2}{4}}} \quad (\text{III.27})$$

Enfin, la solution complète du potentiel de surface basé sur la physique des TFTs en poly-Si avec une erreur absolue de seulement quelques nanovolts peut être exprimée de la manière suivante peut être exprimée comme suit :

$$\phi_s = \left[x_W + \omega(y_W, y_W', y_W'') + \epsilon \right] \phi_t \quad (\text{III.28})$$

La figure III.9 montre qu'il n'y a pas d'écarts ni de pics près des régions de la bande plate, ce qui suggère que la solution analytique du potentiel de surface est meilleure que l'algorithme dans le modèle Penn State Philips (PSP) [47].

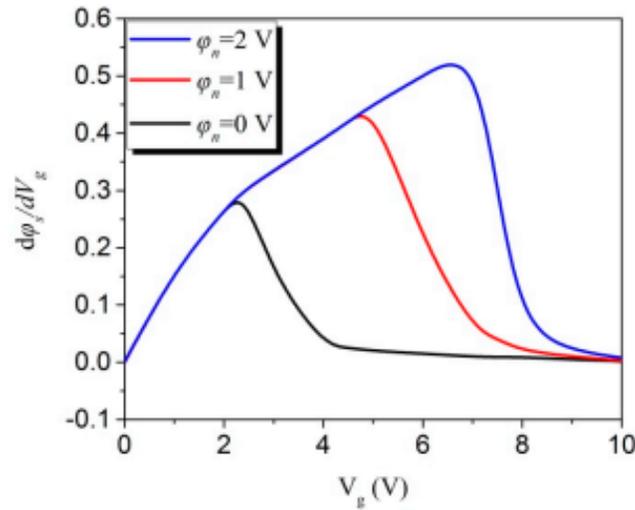


FIGURE III.8 – Caractéristiques de la dérivée du potentiel de surface par rapport à la tension de la grille pour différents potentiels de canal ϕ_n [18].

III.3.2 Modèles compacts d' OTFT

Dans les OTFTs, le désordre énergétique est généralement décrit par le DOS gaussien comme suit :

$$g(E) = \frac{N_t}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{E^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{III.29})$$

où

N_t : Nombre total des états localisés,

σ : Largeur du DOS.

En reliant la loi de Gauss $C_i(V_g - V_{fb} - \phi_s) = \epsilon_s F(0)$, on obtient ce qui suit :

$$C_i(V_g - V_{fb} - \phi_s) = \sqrt{\frac{2q\epsilon_s N_t}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_0^{\phi_s} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(\frac{-E^2}{2\sigma^2}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{f0} - q(\phi - V)}{K_B T}\right)} dE d\phi} \quad (\text{III.30})$$

où

$F(0)$: Champ électrique perpendiculaire à l'interface,

V : Tension du canal,

E_{f0} : Niveau de Fermi loin de l'interface semi-conducteur-isolant.

En approximant la distribution de Fermi-Dirac par la distribution de Boltzmann, l'équation (III.30) peut être réécrite comme suit :

$$C_i(V_g - V_{fb} - \phi_s) = \sqrt{\frac{2q\epsilon_s N_t}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_0^{\phi_s} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{E^2}{2\sigma^2} - \frac{E - E_{f0} - q(\phi - V)}{K_B T}\right) dE d\phi} \quad (\text{III.31})$$

Étant donné que les états localisés se situent principalement dans l'énergie la plus élevée du DOS gaussien, $E - E_{f0} > 2K_B T$ est généralement atteint.

Comme la densité de porteur varie sur une plage étroite, la distribution de Fermi-Dirac peut être approximée par la distribution de Boltzmann. Selon l'équation (III.31), le potentiel de surface peut être calculé comme suit :

$$(V_g - V_{fb} - \phi_s)^2 = K \exp\left(-\frac{V}{\phi_t}\right) \left(\exp\left(\frac{\phi_s}{\phi_t}\right) - 1\right) \quad (\text{III.32})$$

où

$$K = \frac{\epsilon_0 \epsilon_s K_B N_t}{C_i^2} \exp(-0.5\sigma^2)$$

Cependant, dans le cas d'une faible tension de grille, les OTFTs fonctionnent en mode d'accumulation faible, c'est-à-dire $\phi_s \ll \phi_t$. Dans cette situation, le potentiel de surface ϕ_{jw} est faible le potentiel de surface ϕ_{sw} est faible et peut être obtenu comme suit :

$$\phi_{sw} = V_g - V_{fb} + \frac{K \exp\left(-\frac{V}{\phi_t}\right)}{2\phi_t} - \sqrt{\left(V_g - V_{fb} + \frac{K \exp\left(\frac{-v}{2\phi_t}\right)}{2\phi_t}\right)^2 - (V_g - V_{fb})} \quad (\text{III.33})$$

Lorsque la tension de grille est élevée, les OTFTs fonctionnent en mode d'accumulation forte, c'est-à-dire que $V_g - V_{fb} \gg \phi_s \gg \phi_t$.

Dans ce cas, le potentiel de surface ϕ_s se lit comme suit :

$$\phi_{ss} = 2\phi_t \ln\left(\frac{V_g - V_{fb}}{\sqrt{k}}\right) + V \quad (\text{III.34})$$

En reliant les équations (III.33) et (III.34), le potentiel de surface unifié des OTFTs s'exprime comme suit :

$$\phi_s = \sqrt{\frac{\phi_{sw}^\gamma \cdot \phi_{ss}^\gamma}{\phi_{sw}^\gamma + \phi_{ss}^\gamma}} \quad (\text{III.35})$$

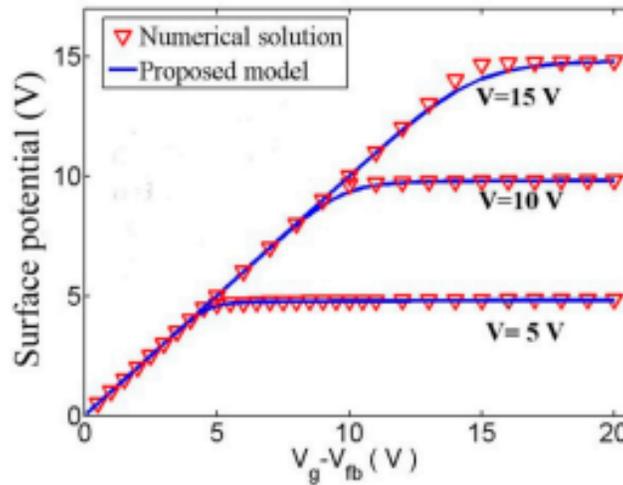


FIGURE III.9 – Comparaison entre le potentiel de surface calculé à l'aide de la distribution de Boltzmann et les fonctions de distribution de Fermi-Dirac pour différentes tensions de canal [18].

Pour les OTFTs, la mobilité de l'effet de champ peut être exprimée comme suit [48] :

$$\mu_{eff} = \mu_0 \exp\left(C_1 \frac{(2C_i)^{2C_2}}{(2\epsilon_s K_B T N_t)^{C_2}} \left(V_g - V_{fb} - \gamma V_{ds}\right)^{2C_2}\right) \quad (\text{III.36})$$

C_1 et C_2 sont donnés $C_1 = 0.5(S^2 - S)$ et $C_2 = 2 \frac{\ln(S^2 - S) - \ln(\ln(4))}{S^2}$ qui ne dépendent que du désordre, avec

$$S = \frac{\sigma}{K_B T}$$

n : Concentration de porteurs,

$$\mu_0 = \mu_{00} \exp(-aS - bS^2),$$

μ_{00} : Mobilité dans la limite $n \rightarrow 0$,

γ : Paramètre qui tient compte de la modulation de la longueur du canal.

Alors, selon la loi de Gauss, la densité des charges induites totales dans le canal est donnée par :

$$Q_i = C_i(V_G - V_{fb} - \phi_s) \approx C_i\sqrt{K} \exp\left(\frac{\phi_s - V}{2\phi_t} - 1\right) \quad (\text{III.37})$$

Le courant statique des OTFTs est donné par :

$$I_{ds0} = \frac{\mu_{eff}W}{L} \left(2\phi_t C_i(\phi_{sd} - \phi_{ss}) - \frac{C_i}{2} \left((V_g - V_{fb} - \phi_{sd})^2 - (V_g - V_{fb} - \phi_{ss})^2 \right) \right) \quad (\text{III.38})$$

où

ϕ_{ss} et ϕ_{sd} : Potentiels de surface du côté de la source et du drain, respectivement.

Lorsque les OTFTs sont polarisés jusqu'à la région de saturation, la modulation de la longueur du canal devient significative dans les dispositifs à canal court, Dans ce cas, l'expression du courant drain-source peut être réécrite comme suit :

$$I_{ds} = I_{ds0}(1 + \lambda V_{ds}) \quad (\text{III.39})$$

Avec λ : Modulation de la largeur du canal.

Les caractéristiques de courant-tension définie par la résolution de l'équation III.39 est tracé sur la figure III.10.

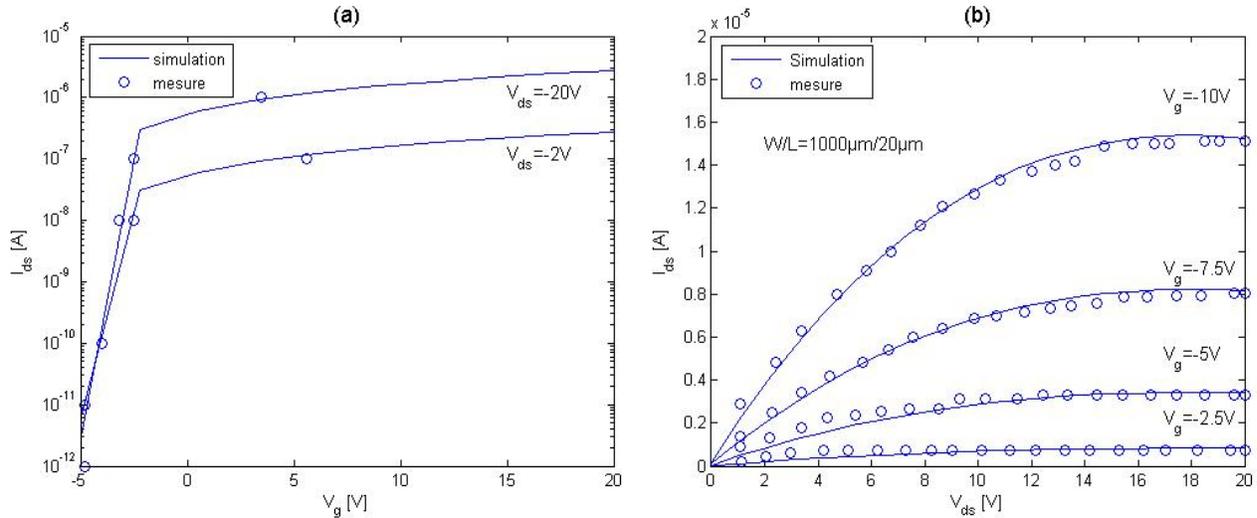


FIGURE III.10 – (a) Résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de transfert des OTFTs, (b) Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de sortie des OTFTs pour différentes tensions de grille.

La figure III.10 (a) représente la variation du courant de drain en fonction de la tension V_g sous effet de la tension V_{ds} d'un OTFT pour une longueur $L = 2\mu m$ et largeur $W = 2\mu m$ avec une épaisseur d'oxyde $t_{ox} = 50nm$. Dans cette figure, nous remarquons que plus la tension V_g augmente plus le courant de drain augmente pour les deux valeurs de $V_{ds} = -2V, -20V$.

La figure III.10 (b) représente la variation du courant de drain en fonction de la tension V_{ds} sous effet de la tension de grille V_g dans le cas d'un canal de longueur $L = 20\mu m$ et de largeur $W = 1000\mu m$ avec une épaisseur d'oxyde de grille $t_{ox} = 1nm$. Nous remarquons que plus la tension V_{ds} augmente plus le courant de drain augmente pour les quatre valeurs de la polarisation de grille $V_g = -2.5V, -5V, -7.5V, -10V$.

Pour de faibles valeurs de V_{ds} , la variation du courant I_{ds} est linéaire. Cette variation résulte de la faculté des porteurs à pouvoir se déplacer librement dans le canal à cause du faible nombre d'interactions dans le canal, et l'OTFT se comporte donc comme une résistance de faible valeur. A un certain intervalle de la tension de drain, le courant se prépare à se pincer,

ensuite, le courant se stabilise à une valeur constante attribuée à la saturation de la vitesse des porteurs.

Pour la validation de notre modèle, nous avons comparé notre modèle simulé avec les mesures effectuées Lu et al. [18] où nous remarquons la bonne concordance entre les mesures simulées et celles mesurées.

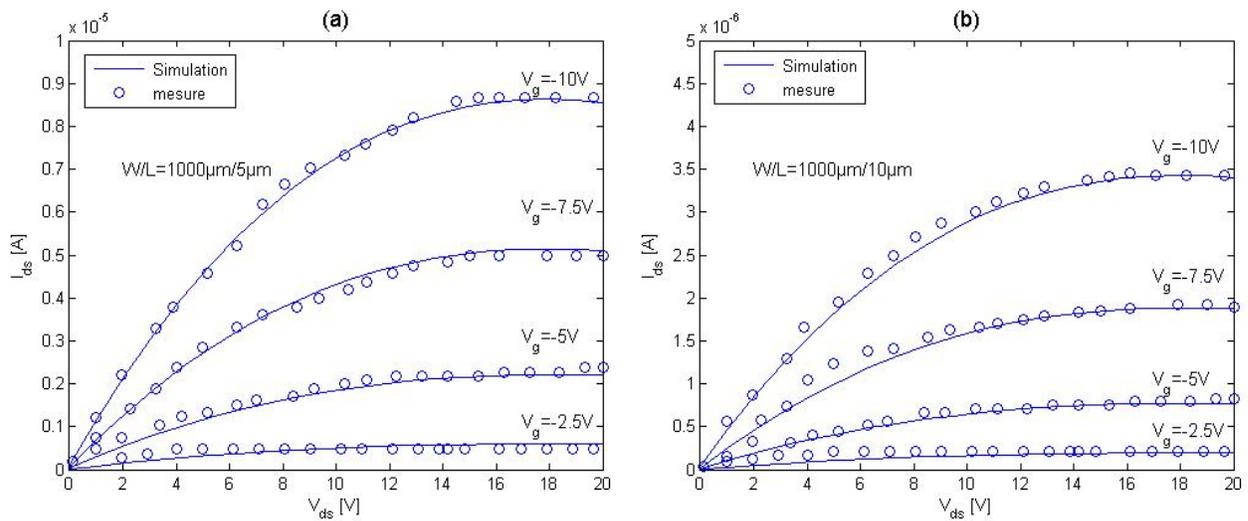


FIGURE III.11 – Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de sortie des OTFTs pour différentes tensions de grille, (a) $W/L = 1000\mu m / 5\mu m$ et (b) $W/L = 1000\mu m / 10\mu m$.

Nous avons également vérifié le modèle proposé en le comparant à des mesures d'OTFT avec des longueurs de canal de $L = 10\mu m$ et $L = 5\mu m$ avec une largeur constant ($W = 1000\mu m$), la comparaison entre les figures III.11 (a) et III.11 (b) montre que la valeur du courant I_{ds} est fortement influencée par la longueur du canal. Pour une valeur de la tension de grille $V_g = -10V$, le courant de drain I_{ds} a été trouvée $0.86 \cdot 10^{-5} A$ dans le cas de $L = 5\mu m$ et $3.4 \cdot 10^{-6} A$ dans le cas de $L = 10\mu m$.

III.3.3 Modèles compacts de GFET

Pour construire un modèle compact reflétant avec précision les caractéristiques des GFETs (Transistor à effet de champ a graphène), les chercheurs ont présenté le modèle basé sur l'équation de Boltzmann [49], dans lequel la monocouche de graphène est supposée reposer sur une épaisse couche de SiO_2 ayant une capacité de charge C_{back} au sommet d'une grille arrière qui contrôle la résistance R_s de la source et du drain, en même temps que la tension de seuil du canal avec une polarisation V_{gback} .

Une grille supérieure de longueur L , séparée de la monocouche de graphène par un oxyde plus fin ayant une capacité C_{top} , contrôle les porteurs dans le canal avec V_{gtop} .

Selon l'équation de Boltzmann, en intégrant le courant de l'équation (III.40) de la source au drain comme dans les dispositifs MOS conventionnels, et en tenant compte de la résistance série R_s à la source et au drain, [50] Scott et al. ont obtenu le courant de drain [49] :

$$I = Wqp v(F) \quad (III.40)$$

Avec

$$v(F) = \frac{\mu_0 F}{\left(\frac{1+F}{F_c}\right)} \quad (III.41)$$

$$I_d = \frac{W\mu_0 V_c}{2LC_{top}(|V_{ds}| - 2|I_d|R_s + V_c)} \left[Q(L)^2 - Q(0)^2 \right] \quad (III.42)$$

Avec

$$Q(L) = -C_{top}(V_{g0} - V_{ds} - |I_d|R_s) \quad (III.43)$$

$$Q(L) = -C_{top}(V_{g0} + |I_d|R_s) \quad (III.44)$$

où

V_{g0} : Tension de seuil.

l'expression de courant de drain est exprimée à partir de l'équation (III.42) sous la forme :

$$I_d = \frac{1}{4R_s} \left[V_{ds} - V_c + I_0 R_s + \sqrt{(V_{ds} - V_c + I_0 R_s)^2 - 4I_0 R_s V_{ds}} \right] \quad (\text{III.45})$$

Avec

V_{ds} : Tension drain-source,

$V_c = F_c L$, F_c : Champ critique.

et

$$I_0 = 2 \frac{W}{L} \mu_0 V_c C_{top} \left(\frac{V_0 - V_{ds}}{2} \right) \quad (\text{III.46})$$

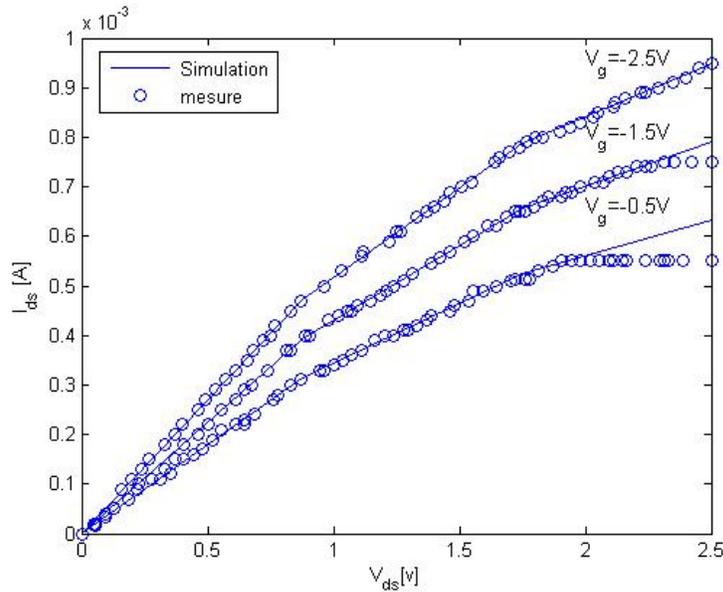


FIGURE III.12 – Comparaison entre les résultats simulés et expérimentaux pour les caractéristiques de sortie des GFETs pour différentes tensions de grille.

La figure III.12 représente la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} sous effet de la tension de grille V_g , dans le cas d'un canal $L = 7\mu m$ et $W = 40\mu m$ avec une épaisseur de l'oxyde de grille $t_{ox} = 3.5nm$. Dans cette figure, nous remarquons que plus la tension V_{ds} augmente le courant du drain augmente pour les trois valeurs de la polarisation de grille $V_g = -0.5V, -1.5V, -2.5V$ de 0V jusqu'à une valeur de $V_{ds} = 2V$, à partir de $V_{ds} = 2V$ le courant de drain montre une saturation.

Pour la validation de notre modèle, nous avons comparé notre modèle simulé avec les mesures effectuées Lu et al. [18] où nous remarquons la bonne concordance entre les mesures simulées et celles mesures.

III.4 Comparaison des différents modèles compacts

Comme indiqué ci-dessus, la principale différence entre les TFTs à base de silicium et les TFTs utilisant un nouveau matériau actif par exemple les OTFTs provient du fait que la tension de seuil peut- être ou non définie dans le dispositif. Étant donné que les OTFTs fonctionnent généralement dans la région d'accumulation, la formulation du modèle compact doit écarter l'influence de la tension de seuil.

Les paragraphes suivants donne une comparaison des différents modèles compacts.

III.4.1 Précision des modèles

Pour les modèles compacts, l'objectif principal est de décrire avec précision et physiquement les caractéristiques courant-tension des TFTs. Ici, nous discuterons les divers modèles compacts et de leur précision. Pour les TFTs en polysilicium, nous comparons tout d'abord les caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ basées sur le potentiel de surface par Chen et al. [51] et la méthode EMA par Iñiguez et al. [41], respectivement, comme le montre la figure III.13. Il est évident que le modèle basé sur le potentiel de surface correspond bien aux données expérimentales. Cependant, les résultats simulés par Iñiguez et al. montrent une bonne cohérence entre le modèle et l'expérience lorsque la tension de drain est faible, le modèle s'écarte sérieusement de l'expérience lorsque la tension de drain augmente.

Des erreurs similaires de précision du modèle ont également été trouvées dans les modèles compacts OTFTs.

La figure III.14 montre une comparaison des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ basées sur le potentiel de surface et le modèle générique, respectivement. Pour le modèle basé sur le potentiel de surface dans la figure III.14 (a), la précision est bonne dans toutes les régions, mais pour le modèle générique dans la figure III.14 (b), les erreurs augmentent avec l'augmentation de la tension de grille.

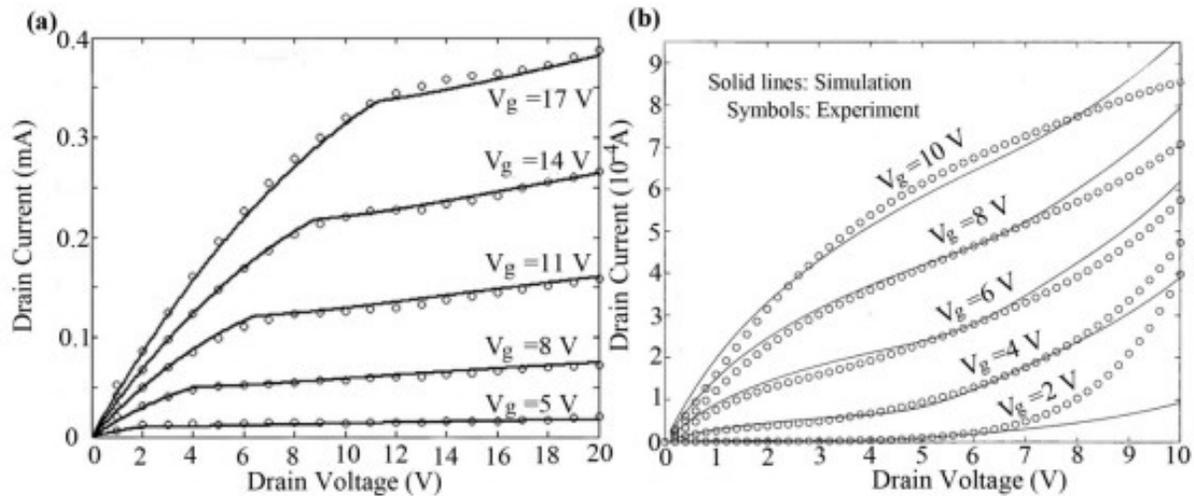


FIGURE III.13 – Comparaison des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ des TFTs en polysilicium : (a) Modèle de Chen et al. (b) Approximation moyenne effective d'Iñiguez et al. [18].

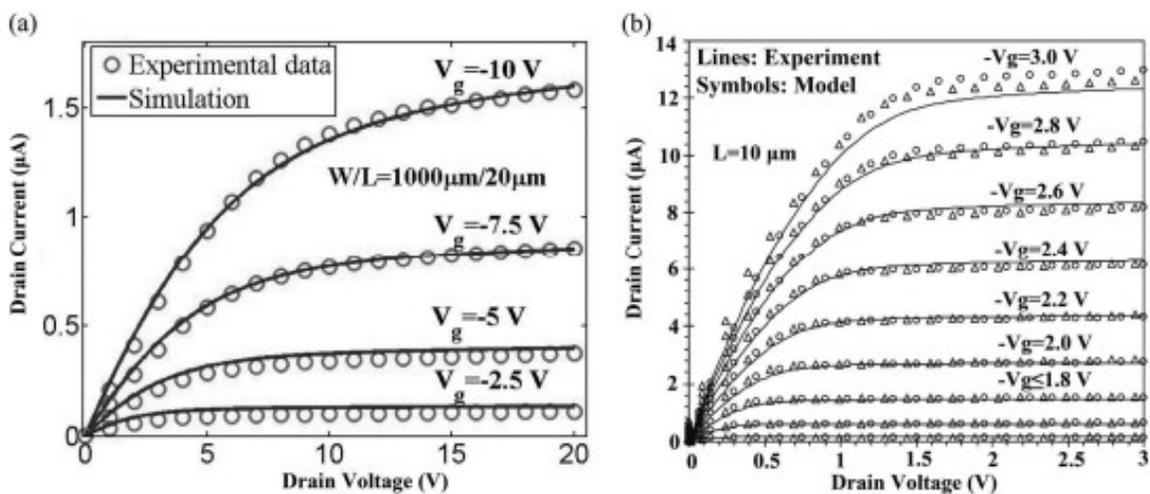


FIGURE III.14 – Comparaison des caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ des OTFTs : (a) Modèle à base du potentiel de surface, (b) Modèle générique [18].

III.4.2 Extraction de paramètre

Outre la précision et l'exhaustivité, un excellent modèle compact doit inclure aussi peu de paramètre que possible correspondant aux caractéristiques du TFT. Les tableaux 1 et 2 résument la comparaison des paramètres pour les modèles compacts basés sur le potentiel de surface et les modèles compacts d'OTFT basés sur différentes approches, respectivement.

On constate que les chercheurs ont toujours essayé de réduire au maximum le nombre de paramètre lors du développement des modèles compacts.

En fait, pour le modèle compact plus le nombre de paramètre non physiques (paramètres d'ajustement « fitting parameter ») est faible, meilleur est le modèle.

Les tableaux 1 et 2 montrent que le nombre de paramètre pour le TFT en polysilicium est 17, l'OTFT est 12 et pour le TFT à base de graphène est 13 ce qui est supérieur, par rapport à d'autres modèles.

Types	Paramètre Numéros	Auteurs	Années
TFTs en polysilicium	17 [46]	Notre travail	2022
TFTs organiques	12 [52]	Notre travail	2015
Graphène	13 [53]	N.Lu, et al.	2017

TABLE III.1 – Comparaison des nombres de paramètre d'ajustement pour les modèles compacts basés sur le potentiel de surface [18].

Types	Paramètre Numéros	Auteurs	Méthode
1995	14 [54]	M.S.Shur, et al.	Approche moyenne efficace
1999	28 [55]	B.Iñiguez, et al.	Approximation moyenne efficace
1999	14 [40]	M.D.Jacunski, et al.	Approche semi-empirique
2006	15 [44]	Y.Shimizu, et al.	Potentiel de surface
2007	14 [56]	R.S.Chen, et al.	Potentiel de surface
2007	12 [57]	W.J.Wu, et al.	Modèle génération-recombinaison
2011	11 [58]	W.L.Deng, et al.	Potentiel de surface
2015	12 [52]	Notre travail	Potentiel de surface

TABLE III.2 – Comparaison des nombres de paramètre d’ajustement pour le modèle compact OTFT basé sur différentes approches [18].

Pour le tableau III.2, nous notons que les nombres des paramètres de notre modèle basé sur le potentiel de surface (notre travail actuel) est meilleur par apport à ceux des années de 1995 à 2007 (modèle de R.S.chen et al.).

En plus d’utiliser le moins de paramètre possible, l’extraction de paramètre joue également un rôle important dans la compréhension des caractéristiques des TFTs. D’une manière générale, l’extraction de paramètre vise à être physique. Pour atteindre un niveau plus élevé, la séquence de paramètre doit introduire un effet physique [53].

Cependant, compte tenu de la continuité et de la précision du modèle compact, les paramètres d’ajustement seront utilisés pour lisser les courbes de sortie et réduire l’erreur. Il est prévu que les modèles compacts des TFTs avec le réglage des paramètres seront adaptés à la conception des circuits et pourront fournir un aperçu précis de la performance. Le critère principal pour obtenir un ensemble adéquat de paramètre pour assurer une bonne efficacité et une bonne continuité du modèle développé.

III.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de simulation numérique pour la densité d'état des pièges et le potentiel de surface, le courant de drain pour trois modèles compacts d'un transistor TFT.

Nous pouvons conclure à partir des résultats obtenus que les paramètres électriques et technologiques des TFTs à base de film actif en polysilicium, en organique et à base de graphène, affectent d'une manière significative le potentiel de surface et ainsi les caractéristiques courant-tension des dispositifs. Les tracés ont illustré l'évolution de ces caractéristiques pour diverses valeurs de tensions V_{ds} et V_g , en considérant l'effet de la variation des dimensions du canal et l'épaisseur d'oxyde t_{ox} .

Les modèles compacts constituent un lien essentiel entre les équipes de fabrication et les équipes de conception des puces, en modélisant analytiquement les propriétés physiques des dispositifs en question. Nous avons passé en revue le concept et le développement du modèle compact des TFTs.

Conclusion générale

Les dispositifs semi-conducteurs ont été largement étudiés au cours des dernières décennies pour le développement de l'électronique future et des applications optoélectroniques telles que les dispositifs émetteurs de lumière, les cellules solaires, les lasers, les photodiodes, les transistors à effet de champ et les circuits intégrés. Ces dispositifs sont maintenant utilisés pour des nouvelles applications en électronique, notamment les écrans flexibles et pliables, l'électronique portable, les textiles intelligents, la bioélectronique flexible, les capteurs bio-optiques, les peaux intelligentes et les muscles artificiels.

L'avancement de ces nouveaux types de produits électroniques dépend de la simulation et de la conception précises et efficaces de circuits électroniques avancés à faible coût utilisant des transistors à couches minces (TFTs).

Ce type de transistor a été très rapidement confronté aux problèmes des effets canal court et étroit, il fallait donc relever le défi de résoudre ce problème dans les futures générations des transistors MOS bulk, il devient nécessaire de réaliser, d'une part, l'intégration des nouveaux matériaux et d'autre part, d'envisager le développement d'architectures à grille multiples [46].

Les différentes approches analytiques concernant la modélisation de la tension de seuil d'un TFT dépendent, selon la morphologie des grains cristallins, essentiellement des paramètres technologiques et physiques : taille des grains, dopages du canal, potentiel de surface, épaisseur de l'oxyde de grille et densité d'état des pièges.

Dans ce travail, nous avons présenté dans un premier temps un état de l'art sur les transistors TFTs, où leurs fonctionnements et leurs différentes caractéristiques ont été décrits.

Ensuite, nous avons développé et présenté les différents modèles compacts du TFTs. Les modèles tiennent compte de plusieurs paramètres physiques et technologiques. Pour la validation des modèles, nous avons effectué des comparaisons des résultats obtenus par simulation avec des caractérisations électriques et des modélisations 2D élaborés par plusieurs chercheurs et publiés dans la littérature. Nous avons observé que le potentiel de surface dépend fortement du dopage et de la densité d'état des pièges. Aussi, les résultats de simulation montrent l'influence du potentiel du canal et l'épaisseur de l'oxyde sur le potentiel de surface et la tension de seuil, ainsi que l'influence de la tension V_{gf} sur la caractéristique de transfert et de sortie $I - V$ pour un transistor a canal long et un transistor a canal court.

En perspective, nous suggérons la prise en compte des effets de second ordre qui représentent un intérêt crucial, tels que l'effet kink, l'effet canal court et étroit, la modulation de la longueur du canal, la saturation de la vitesse, etc, dans les caractéristiques. Un modèle AC (petit signal) complet peut-être envisagé à ce stade.

Bibliographie

- [1] M. L. Samb. « modélisation de transistors en couches minces (tft) fabriqués en technologies silicium microcristallin très basse température ». Université de Rennes 1, Rennes, France, 2014.
- [2] H. Milat and M. Mender. « modélisation de la distribution de la densité d'état des pièges dans le silicium polycristallin ». mémoire de master, université de Jijel, 2019.
- [3] [https://www.samomoi.com/electroniqueanalogique/le principe physique de fonctionnement des semi conducteurs.php](https://www.samomoi.com/electroniqueanalogique/le-principe-physique-de-fonctionnement-des-semi-conducteurs.php).
- [4] I. Rouag. « etude de comportement de la capacité d'une diode polycristalline latérale ». mémoire de master, université de M'sila, 2016.
- [5] B. Rida and N. Cheniti. « modélisation compacte du transistor à effet de champs en couche minces ». mémoire de master, université de Jijel, 2021.
- [6] F. Boulgamh. « etude du comportement électrique des semi-conducteurs multicristallins à base de silicium-effet des joints de grains ». thèse de Doctorat, Université Constantine 1, 2018.
- [7] Z. Abdi. « etude comparative par simulation numérique des cellules photovoltaïque à simple jonction à base de silicium ». mémoire de master, Université Tlemcen, 2017.
- [8] S. B. Zabardjade. « elaboration et caractérisations de silicium polycristallin par cristallisation en phase liquide du silicium amorphe ». thèse de Doctorat, Université Paris Sud - Paris XI, 2012.
- [9] M. Bouaziz and F. Amrouni. « modélisation d'un transistor tft à canal à base de silicium polycristallin ». mémoire de master, université de Jijel, 2020.

- [10] K. Amira. « élaboration de nouvelles phases de silicium en couches minces ». thèse de magister, Université Constantine, 2008.
- [11] [https://www.material-properties.org/fr/classification-des-defauts-cristallographiques-types definition/](https://www.material-properties.org/fr/classification-des-defauts-cristallographiques-types-definition/).
- [12] O. BONNAUD. « physique des solides des semi-conducteurs et dispositifs ». INSA de Rennes, France, 2003.
- [13] Y. Maneglia. « analyse en profondeur des défauts de l'interface $si-sio_2$ par la techniques du pompage de charges ». thèse de doctorat, 1998.
- [14] N. Yahiaoui. « modélisation et méthodes d'extraction des paramètres des caractéristiques électriques dans les nanomatériaux ». mémoire de master, Université de Bejaïa, 2017.
- [15] I. Nait Aouragh and I. Benguernane. « effet des diélectriques de grille sur les performances d'un transistor à couche mince tft a-igzo à l'aide des outils tcad-silvaco ». mémoire de master, Université de Blida, 2020.
- [16] N. Mechri and H. Lassel. « caractérisation et modélisation des tfts znoa morphe ». mémoire de master, Université de Biskra, 2019.
- [17] C. Rechatin. « caractérisation, modélisation, conception pour des applications analogiques grande surface dans la technologie transistors en couches minces en silicium polycristallin (tft poly-si) ». thèse de doctorat, Lyon, 2007.
- [18] N.Lu, W.Jiang, Q.Wu, D.Geng, L.Li, and M.Liu. « a review for compact model of thin-film transistors (tfts) ». Multidisciplinary Digital Publishing Institute(MDPI), 15 November 2018.
- [19] G.Baccarani and B.Riccò. Transport properties of polycrystalline silicon films. *J. Appl. Phys*, 49 :5565–5571, 1978.
- [20] J.Y.W Seto. The electrical properties of polycrystalline silicon films. *J. Appl. Phys*, 46 :5247–5254, 1975.
- [21] B.Rech and H.Wagner. Potential of amorphous silicon for solar cells. *Appl. Phys.A*, 69 :155–157, 1999.
- [22] L.Bagolini, A.Mattoni, R.T.Collins, and M.T.Lusk. Carrier localization in nanocrystalline silicon. *J. Phys.Chem.C*, 118 :13417–13423, 2014.

- [23] N.D.Lu, L.Li, and M.Liu. Universal carrier thermoelectric-transport model based on percolation theory in organic semiconductors. *Phys. Rev.B*, 91 :195205, 2015.
- [24] L.Li, N.D.Lu, M.Liu, and H.Bässler. General einstein relation model in disordered organic semiconductors under quasiequilibrium. *Phys. Rev.B*, 90 :214107, 2014.
- [25] N.D.Lu, L.Li, and M.Liu. A review of carrier thermoelectric-transport theory in organic semiconductors. *Phys. Chem*, 18 :19503–19525, 2016.
- [26] H.Klauk. Organic thin-film transistors. *Chem. Soc. Rev*, 39 :2643–2666, 2010.
- [27] K.Nomura, T.Kamiya, H.Ohta, K.Ueda, M.Hirano, and H.Hosono. Carrier transport in transparent oxide semiconductor with intrinsic structural randomness probed using single-crystalline $\text{InGaO}_3(\text{ZnO})_5$ films. *Appl. Phys. Lett*, 85 :1993–1995, 2004.
- [28] W.C.Germs, W.H. Adriaans, A.K. Tripathi, W.S.C.Roelofs, B.Cobb, R.A.J.Janssen, G.H.Gelinck, and M.Kemerink. Charge transport in amorphous InGaZnO thin-film transistors. *Phys. Rev. B*, 86 :155319, 2012.
- [29] N.Lu, L.Li, P.Sun, W.Banerjee, and M.Liu. A unified physical model of seebeck coefficient in amorphous oxide semiconductor thin-film transistors. *J. Appl. Phys*, 116 :104502, 2014.
- [30] F.Taleb. « modelisation compact du transistor mosfet ». mémoire de master, université de Tizi-Ouzou, 2015.
- [31] B. Diagne. « Étude et modélisation compacte d’un transistor mos soi double-grille dédié à la conception ». thèse de doctorat, Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2007, Français.
- [32] H. A. E. Hamid, J. R. Guitart, and B. Iñíguez. Two-dimensional analytical threshold voltage and subthreshold swing models of undoped symmetric double-gate mosfets. *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 54, no. 6 :1406–1408, 2007.
- [33] Phil N.F. Mott. Charge transport in non-crystalline semiconductors. *Phys. Mag*, 19 :835, 1969.
- [34] P.W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys, Rev*, 109 :1492, 1958.

- [35] M.H.Cohen, H.Fritzsche, and S.R. Ovishinsky. Simple band model for amorphous semi-conducting alloys. *Phys, Rev, Lett*, 22 :1065, 196, 1986.
- [36] S.M.Sze and K.K.Ng. « physics of semiconductor devices ». Wiley : New York, NY, USA, 2007.
- [37] S.Ahmed, D.Kim, and H.Shichijo. A comprehensive analytic model accumulation-mode mosfets in polysilicon thin films. *IEEE Trans. Electron Devices*, 33 :973–985, 1986.
- [38] B.Faughnan. Subthreshold model of a polycrystalline-silicon thin film field-effect transistor. *Appl. Phys.Lett*, 50 :290–292, 1987.
- [39] M.S.Shur, H.C.Slade, M.D.Jacunski, A.A.Owusu, and T.Ytterdal. Spice models for amorphous silicon and polysilicon thin film transistors. *J. Electrochem. Soc*, 144 :2833–2839, 1997.
- [40] M.D.Jacunski, M.S.Shur, and A.A.Owusu. A short-channel dc spice model for polysilicon thin-film transistors including temperature effects. *IEEE Trans.Electron Devices*, 46 :1146–1159, 1999.
- [41] B.Íñiguez, A.Xu, T.A.Fjeldly, and M.S.Shur. Unified model for short-channel poly-si tfts. *Solid-State Electron*, 43 :1821–1831, 1999.
- [42] M.J.Siddiqui and S.Qureshi. An empirical model for leakage current in poly-silicon thin film transistor. *Solid State Electron*, 44 :2015–2019, 2000.
- [43] B.Íñiguez, T.A.Fjeldly, M.S.Shur, and Eds. Thin film transistor modeling, in silicon and beyond : Advanced circuit simulators and device models. *World Scientific Publishers : Singapore*, page 703–723, 2000.
- [44] H.Tsuji, T.Kuzuoka, Y.Kishida, M.Kirihara, Y.Kamakura, M.Morifuji, Y.Shimizu, S.Miyano, and K.Taniguchi. A new surface potential based poly-si tft model for circuit simulation. *n Proceedings of the 2006 International Electron Devices Meeting, San Francisco, CA, USA*, page pp. 179–186, 11–13 December 2006.
- [45] J.R.Brews. A charge-sheet model of the mosfet. *Solid-State Electron*, 21 :345–355, 1978.
- [46] M.Derraa and O.Messikh. « modélisation des caractéristiques courant tension d’un tft double grill à base de polysilcium ». mémoire de master, Jijel,2022.

- [47] T.L.C.G. Goldenblat, H.W.Gu, and X.Cai. Sp : An advanced surface potential-based compact mosfet model. *IEEE J.Solid-State Circuits*, 39 :1394–1406, 2004.
- [48] R.Coehoorn, W.F.Pasveer, P.A.;Bobbert, and M.A.J.Michels. Charge-carrier concentration dependence of the hopping mobility in organic materials with gaussian disorder. *Phys. Rev B*, 72 :155206, 2005.
- [49] B.W.Scott and J.P.Leburton. A compact model for graphene fets for linear and non-linear circuits. *IEEE Trans.Nanotech*, 10 :1113, 2011.
- [50] I.Meric, M.Y.Han, A.F.Young B.Ozyilmaz, P.Kim, and K.L.Shepard. 2008 Nat. Nanotech. 3 653.
- [51] R.S.Chen, X.R.Zheng, W.L.Deng, and Z.H.Wu. A physics-based analytical solution to the surface potential of polysilicon thin film transistors using the lambertwfunction. *Solid-State Electron.*, 51 :975–981, 2007.
- [52] L.Wang, N.D.Lu, L.Li, Z.Y.Ji, W.Banerjee, and M.Liu. Compact model for organic thin-film transistor with gaussian density of states. *AIP Adv*, 5 :047123, (2017).
- [53] N.Lu, L.Wang, L.Li, and M.Liu. A review for compact model of graphene field-effect transistors. *Chin. Phys. B*, Vol. 26 :036804, No. 3 (2017).
- [54] A.Ortiz-Conde, F.J.García-Sánchez, J.Muci, S.Malobabic, and J.J.Liou. A review of core compact models for undoped double-gate soi mosfets. *IEEE Trans.Electron Devices*, 54 :131–140, 2007.
- [55] M.J.Siddiqui and S.Qureshi. Surface-potential-based charge sheet model for the polysilicon thin film transistors without considering kink effect. *Microelectron.J*, 32 :235–240, 2001.
- [56] R.S.Chen, X.R.Zheng, W.L.Deng, and Z.H.Wu. A physics-based analytical solution to the surface potential of polysilicon thin film transistors using the lambertwfunction. *Solid-State Electron*, 51 :975–981, 2007.
- [57] W.J.Wu, R.H.Yao, S.H.Li, Y.F.Hu, W.L.Deng, and X.R.Zheng. A compact model for polysilicon tfts leakage current including the poole-frenkel effect. *IEEE Trans.Electron Devices*, 54 :2975–2984, 2007.

- [58] W.L.Deng and J.K.Huang. A physics-based approximation for the polysilicon thin-film transistor surface potential. *IEEE Electron.Dev. Lett*, 32 :647–649, 2011.

Résumé

Les transistors à effet de champ, en particulier les transistors en couches minces (TFT), sont les éléments de base de la micro et la nanoélectronique. Ils sont constitués de couches successives de semi-conducteurs, diélectriques et couches métalliques, avec une préférence pour le silicium en tant que semi-conducteur. Notre projet de fin d'études consiste à modéliser le fonctionnement des transistors TFTs afin de comprendre leurs mécanismes et leurs modes de fonctionnement. Notre manuscrit est divisé en trois chapitres qui traitent du silicium, de la technologie des transistors en couches minces, des mécanismes de transport de charges et des modèles compacts de TFT à base de film actif polysilicium, organique et graphène. Nous avons également réalisé des simulations numériques pour évaluer l'impact des paramètres électriques et technologiques des TFTs basés sur différents matériaux actifs. Les résultats ont montré que ces paramètres influencent significativement le potentiel de surface et les caractéristiques courant-tension des dispositifs. Les modèles compacts sont essentiels pour relier les équipes de fabrication et de conception en modélisant analytiquement les propriétés physiques des dispositifs.

Mots clés: Le transistor TFT, modèles compacts, TFT en polysilicium, organique TFT, FET a graphène.

Abstract

Field-effect transistors (FETs), particularly thin-film transistors (TFTs), are the building blocks of micro and nanoelectronics. They are made up of successive layers of semiconductors, dielectrics and metal layers, with a preference for silicon as the semiconductor. Our final-year project involves modeling the operation of TFT transistors in order to understand their mechanisms and modes of operation. Our manuscript is divided into three chapters dealing with silicon, thin-film transistor technology, charge transport mechanisms and compact TFT models based on polysilicon, organic and graphene active films. We also carried out numerical simulations to assess the impact of electrical and technological parameters on TFTs based on different active materials. The results showed that these parameters significantly influence the surface potential and current-voltage characteristics of the devices. Compact models are essential for linking manufacturing and design teams by analytically modeling the physical properties of devices.

Key words: TFT transistor, compact models, polysilicon TFT, organic TFT, graphene FET.

ملخص

ترانزستورات التأثير الميداني، ولا سيما ترانزستورات الأغشية الرقيقة، هي العناصر الأساسية للإلكترونيات الدقيقة والنانوية. وهي تتكون من طبقات متتالية من أشباه الموصلات والعوازل الكهربائية والطبقات المعدنية، مع تفضيل السيليكون كأشباه موصلات. يتكون مشروع نهاية الدراسات الخاص بنا من نمذجة تشغيل الترانزستورات ذات الأغشية الرقيقة لفهم آلياتها وطرق عملها. مخطوطتنا مقسمة إلى ثلاثة فصول تتناول السيليكون، وتقنية الترانزستور الرقيق، وآليات نقل الشحنة، والنماذج المدمجة من البولي سيليكون، والترانزستورات ذات الأغشية الرقيقة العضوية والجرافين النشط. أجرينا أيضًا عمليات محاكاة عددية لتقييم تأثير المعلمات الكهربائية والتكنولوجية للترانزستورات ذات الأغشية الرقيقة بناءً على مواد نشطة مختلفة. أظهرت النتائج أن هذه المعلمات تؤثر بشكل كبير على جهد السطح وخصائص الجهد الحالي للأجهزة. تعد النماذج المدمجة ضرورية لربط فرق التصنيع والتصميم من خلال النمذجة التحليلية للخصائص الفيزيائية للأجهزة.

الكلمات المفتاحية: ترانزستور بغشاء رقيق، نماذج مدمجة، ترانزستور بغشاء رقيق من البولي سيليكون، ترانزستور بغشاء رقيق عضوي، ترانزستور تأثير مجال الجرافين.