

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE. (USTHB) Alger

FACULTE DES SCIENCES - PHYSIQUE

THÈSE

présentée à l'USTHB pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR D'ETAT

Spécialité Physique des Matériaux

Par

Abla RAHAL

STABILITE DE DIFFERENTES STRUCTURES
DE SILICIUM ET DE DISPOSITIFS ELECTRONIQUES
A BASE DE CES MATERIAUX

Soutenue le 09 Juin 2001

devant le jury composé de :

Président :

A.C. Chami Professeur USTHB

Examineurs :

K. Zellama Professeur à l'Université d'Amiens

L. Mahdjoubi Professeur à l'Université d'Annaba

M. Haddadi Maître de Conférence à l'ENP Alger

M. Drir Professeur à l'USTHB

M. Aoucher Maître de Conférence à l'USTHB

Directeur de thèse :

T. Mohammed-Brahim . Professeur à l'Université de Rennes I

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans cette thèse est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire Couches Minces et Semiconducteurs (LCMS) de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumédiène (U.S.T.H.B) d'Alger, et le Groupe de Microélectronique et Visualisation (GMV) de l'université de Rennes I.

Je tiens d'abord à exprimer mes vifs remerciements à Monsieur T. Mohammed-Brahim, Professeur à l'université de Rennes I et précédemment Directeur du LCMS pour m'avoir conseillée, guidée tout le long de ce travail, pour sa disponibilité, et sans lequel je n'aurai pas pu mener à bien cette entreprise.

Je tiens aussi à remercier Monsieur A.C. Chami Professeur à l'U.S.T.H.B pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs K. Zellama Professeur à l'université d'Amiens, L. Mahdjoubi Professeur de l'université d'Annaba, M. Haddadi Maître de conférence à L'E.N.P d'Alger et M. Drir Professeur à l'U.S.T.H.B, de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant de juger mon travail.

Ma gratitude va aussi à Monsieur M. Aoucher, Maître de conférence à l'U.S.T.H.B pour avoir accepté de faire partie de mon jury, mais aussi pour les encouragements qu'il m'a prodigués au cours de ce travail et pour les discussions que nous avons eues.

Je voudrais remercier particulièrement l'équipe du GMV de Rennes I ainsi que celle de l'IUT de Cherbourg pour les échantillons réalisés et pour l'aide qu'ils ont pu m'apporter.

Ma reconnaissance va à Madame T. Smaïl ainsi qu'à toute l'équipe du LCMS d'Alger pour leur amitié et leur soutien.

Je tiens enfin à remercier chaleureusement ma famille pour ses encouragements et sa compréhension, et en particulier à Selma à qui je dédie cette thèse.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I:GENERALITES SUR LES STRUCTURES DE SILICIUM ETUDIEES.....	1
I. PRESENTATION DES MATERIAUX	2
II. MODÈLES DE DENSITÉ D'ÉTATS	3
III. PROPRIÉTÉS DE CONDUCTION DANS LES DIFFÉRENTES STRUCTURES DE SILICIUM	5
3-1 Semiconducteurs amorphes.....	5
3-2 Semiconducteurs polycristallins.....	5
3-2-1 Effet de la température.....	5
3-2-2 Effet du dopage	5
3-2-3 Modèles de conduction dans le silicium polycristallin.....	8
3-2-4-Modèle de Levinson.....	10
IV. MÉTHODES DE DÉPÔT.....	11
4-1 Silicium amorphe	11
4-1-1 Matériau obtenu par évaporation sous vide.....	11
4-1-2 Matériau obtenu par pulvérisation cathodique réactive.....	12
4-1-3 Matériau obtenu par décomposition d'un gaz porteur.....	12
4-2 Silicium polycristallin	13
4-2-1 Cristallisation	14
4-2-1-1 Cristallisation en phase solide (SPC)	14
4-2-1-2 Cristallisation par recuit laser.....	15
V. APPLICATIONS	16
CHAPITRE II : CARACTERISATION ET OPTIMISATION DES MATERIAUX ETUDIES	17
I. SILICIUM AMORPHE HYDROGENE	18
1-1 Transmission infrarouge	19
1-2 Spectroscopie par déflection photothermique (PDS).....	20
1-3 Spectroscopie Raman.....	23
1-4 Capacité de jonction Schottky Pt/a-Si :H en fonction de la polarisation (C-V).	24
1-5 Tension de surface (surface photovoltage technique SPV).....	24
1-6 Temps de vol (TOF) et courant photomodulé (MPC).....	25
1-7 Conclusion	26
II. SILICIUM POLYCRISTALLIN	28
2-1 Méthodes de préparation	28
2-1-1 Cristallisation en phase solide (SPC)	29
2-1-2 Cristallisation par irradiation laser Excimer (308nm).....	29
2-1-3 Description des transistors en couches minces.....	30
2-1-3-1 Structure monocouche.....	30
2-1-3-2 Structure bicouche.....	31
2-1-3-3 TCM cristallisés Laser	32
2-2 Influence des conditions de préparation sur la qualité électrique de la couche active des TCM.....	32
2-2-1 présentation du fonctionnement des TCM	32
2-2-2 Méthode de mesure des caractéristiques de transfert	33
2-2-3 Définition des paramètres électriques des transistors en couches minces	34
2-2-3-1 Pente sous le seuil	34
2-2-3-2 Tension de seuil	34
2-2-3-3 Mobilité d'effet de champ	35
2-2-3-4 Rapport I_{ON}/I_{OFF}	35
2-2-4 Méthode de calcul de la densité d'états du silicium polycristallin	36
2-2-4-1 Modèle de Levinson.....	36
2-2-4-2 Méthode incrémentale de Suzuki	37
2-2-4-2-1 Expression de la conductance du canal	37
2-2-4-2-2 Détermination de la densité d'états de la couche active par la méthode incrémentale de suzuki	40
2-2-5 Influence de la qualité électrique de la couche active sur les paramètres électriques des TCM....	41
2-2-5-1 Effet de la configuration des TCM de silicium polycristallin	41
2-2-5-2 Paramètres électriques des TCM : effet de la pression de dépôt de la couche active.....	42
2-2-5-3 Comparaison de la qualité des différents matériaux relativement à leur densité d'états	43

2-2-5-3-1 Modèle de Levinson	43
2-2-5-3-2 Méthode incrémentale de Suzuki	45
2-2-5-4 Effet de l'hydrogène.....	48
2-2-5-5 Cristallisation laser.....	50
2-2-5-6 Influence de la qualité de la couche active et des interfaces sur la tension de seuil des TCM	53
2-2-6 Conclusion sur l'effet des conditions de préparation sur la qualité électrique du matériau silicium polycristallin	54
CHAPITRE III: ETUDE DE LA STABILITE DES MATERIAUX.....	56
I. INTRODUCTION	57
II. STABILITE DU SILICIUM AMORPHE HYDROGENE.....	58
2-1 Stabilité sous l'effet d'un stress thermique	58
2-2 Stabilité sous l'effet d'un éclairage prolongé.....	59
2-3 Dispositif de mesure.....	59
2-4 Résultats expérimentaux	60
2-4-1 Stress thermique	60
2-4-2 Effet de l'exposition de l'échantillon à la lumière	60
2-4-3 Caractérisation des matériaux avant et après stress.....	62
2-4-3-1 Mesures de capacité	62
2-4-3-2 Mesures de courant photomodulé	63
2-4-3-3 Caractérisation optique des matériaux	64
2-5 Discussion	65
2-6 Origine de la métastabilité du a-Si:H	66
2-7 Conclusion	67
III STABILITE DU SILICIUM POLYCRISTALLIN.....	69
3-1 Conditions expérimentales du stress de tension	69
3-2 Résultats expérimentaux	69
3-2-1 Transistors en couches minces cristallisés en phase solide	71
3-2-1-1 Transistors à canal N.....	71
3-2-1-2 Transistors à canal P.....	72
3-2-1-3 Densité d'états (DOS)	73
3-2-2 Transistors en couches minces cristallisés laser.....	74
3-2-2-1 Transistors cristallisés laser à canal N.....	74
3-2-2-2 Transistors cristallisés laser à canal P	75
3-2-2-3 Effet du stress sur la densité d'états des TCM cristallisés au laser	77
3-2-3 Effet de l'hydrogénation sur la stabilité des transistors en couches minces cristallisés SPC	78
3-2-3-1 Effet du stress sur la pente sous le seuil et la tension de seuil avant et après hydrogénation	78
3-2-3-2 Effet du stress sur la densité d'états des TCM avant et après hydrogénation.....	78
3-3 Discussion	80
3-3-1 Rappels des principaux résultats concernant l'effet d'un stress de tension de grille sur les TCM	80
3-3-2 Echantillons cristallisés SPC.....	81
3-3-3 Echantillons cristallisés laser	86
3-3-4 Effet de l'hydrogénation des TCM cristallisés SPC.....	87
3-4 Conclusion sur la stabilité des TCM	89
IV SYNTHÈSE SUR LA STABILITE DES STRUCTURES DE SILICIUM ETUDIÉES	90
CONCLUSION GENERALE	92
BIBLIOGRAPHIE.....	95
ANNEXE : LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS.....	101

INTRODUCTION

Le silicium reste à l'heure actuelle le semiconducteur dominant de l'industrie de l'électronique. Ce silicium, utilisé comme élément actif dans les dispositifs électroniques est fabriqué monocristallin à 1410°C avec le minimum de d'impuretés et de défauts possibles. Les dispositifs fabriqués à ces températures élevées sont ensuite encapsulés dans des boîtiers ne supportant pas ces hautes températures.

Dans quelques applications particulières telles que les matrices actives d'adressage d'éléments image d'écrans plats, il est utile sinon indispensable que les dispositifs soient fabriqués directement sur le support (dans ce cas un verre particulier) à basse température.

Dans d'autres applications telles que la conversion photovoltaïque de l'énergie solaire, le coût de fabrication est un élément vital pour la compétitivité de cette énergie. Dans ce cas le budget thermique de fabrication doit être minimisé au maximum.

La structure du silicium fabriqué à des températures basses ne peut être monocristalline. Elle sera soit amorphe soit polycristalline suivant les techniques et les conditions de fabrication. Les qualités de transport électronique, importantes lorsque le matériau est utilisé comme couche active, sont réduites dans ces 2 types de structure. Un équilibre est donc à trouver entre la diminution de la qualité et les contraintes technologiques et budgétaires.

L'autre inconvénient de l'utilisation de ces structures amorphe et polycristalline consiste en la possible dérive de leurs caractéristiques électriques et structurales lors du fonctionnement du dispositif électronique. Ces structures sont en effet thermodynamiquement métastables.

Le rendement des cellules solaires au silicium amorphe hydrogéné se dégrade par exemple sous l'effet d'un éclaircissement prolongé. Les paramètres électriques des transistors en couches minces à base de silicium amorphe ou polycristallin se détériorent lors d'un fonctionnement prolongé.

De grands progrès ont été effectués dans l'obtention de performances qui dans certains cas peuvent rivaliser avec celles des composants au silicium monocristallin. La mobilité d'effet de champ des transistors en couches minces à base de silicium polycristallin a ainsi atteint dernièrement des valeurs supérieures à 500 cm²/V.s [52]. Ces performances remarquables doivent inciter maintenant à redoubler d'efforts pour l'obtention de dispositifs fiables en limitant l'origine de leur dégradation en fonctionnement.

L'objet de ce travail consiste en la mise en œuvre de techniques de caractérisation de la stabilité de ces

structures amorphe et polycristalline afin d'en comprendre l'origine et de quantifier la dégradation.

Le manuscrit débute par une description générale des différentes structures solides que peut adopter le silicium. Il présentera ensuite les matériaux utilisés dans cette étude. Ces matériaux résultent d'un travail d'optimisation par rapport à la concentration d'hydrogène pour le silicium amorphe hydrogéné et par rapport au procédé de fabrication de transistors en couches minces pour le silicium polycristallin. L'optimisation du matériau amorphe déposé dans le Laboratoire des Couches Minces et des Semiconducteurs de l'U.S.T.H.B. résulte de la mise en œuvre d'un grand nombre de techniques de caractérisation au LCMS et dans d'autres laboratoires (Chimie de Coordination de l'U.S.T.H.B., Optique des Solides de l'Université Paris VI, Matière Condensée et Matériaux de l'Université de Rennes 1, Génie Electrique de Paris, Centre de Recherche Nucléaire de Strasbourg) dans le cadre de différentes collaborations. Les mesures électriques constituent la part revenant à cette thèse.

L'optimisation des procédés de fabrication des transistors à base de silicium polycristallin est le résultat des efforts menés au GMV depuis un certain nombre d'années particulièrement dans le cadre des thèses de K. Mourgues [19] et Y. Helen [52].

L'étude de la stabilité du silicium amorphe hydrogéné sera présentée à partir de son comportement sous une contrainte thermique puis sous un flux prolongé de lumière.

La stabilité du silicium polycristallin sera ensuite décrite à partir du comportement de transistors en couches minces sous l'effet d'une contrainte prolongée de tension de grille.

Une comparaison des mécanismes de métastabilité dans les différentes structures du silicium sera enfin présentée. Elle permettra de conclure sur une généralisation des mécanismes de dégradation des matériaux désordonnés.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES STRUCTURES DE SILICIUM ETUDIEES

I. PRESENTATION DES MATERIAUX

La cellule tétraédrique d'arête $2,35\text{\AA}$ et d'angle de liaison $109^{\circ}28'$ est à la base de toutes les structures solides que peut adopter le silicium. Ceci résulte de la symétrie de la liaison covalente entre les éléments tétravalents que sont les atomes de silicium.

L'arrangement périodique de ces cellules à longue distance conduit à la structure diamant du monocristal.

Dans les structures amorphes l'arrangement de base est préservé. Les expériences de diffraction des rayons X et des électrons[1,2] mettent en évidence l'existence des 4 plus proches voisins et des 12 seconds plus proches voisins de la structure diamant. La rupture de la périodicité apparaît aux troisièmes proches voisins. Cette rupture de la périodicité à longue distance est due au fait que le tétraèdre de base dans la structure amorphe présente des fluctuations sur les valeurs des longueurs de liaison allant jusqu'à $0,12\text{\AA}$ (autour de la valeur $2,35\text{\AA}$) et sur les valeurs des angles de la liaison tétraédrique allant jusqu'à 30° (autour de la valeur $109^{\circ}28'$). Ces distorsions successives induisent l'apparition d'un certain nombre de liaisons non satisfaites (ou pendantes). Des mesures de résonance paramagnétique électronique (RPE) ont mis en évidence l'existence de 10^{19} à 10^{20} liaisons pendantes par cm^3 dans du silicium amorphe a-Si[3,4].

Le silicium amorphe pur possède de très mauvaises propriétés électriques à cause de ce trop grand nombre de liaisons non satisfaites. L'incorporation d'hydrogène dans la matrice de silicium a pour conséquence essentielle de réduire notablement le nombre de ces liaisons pendantes en se liant de façon covalente aux atomes de silicium dont une ou plusieurs liaisons ne sont pas satisfaites. Ainsi, le silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) retrouve ses propriétés semiconductrices et peut devenir très photoconducteur. Par ailleurs, il a été montré que la concentration atomique d'hydrogène incorporé dans le a-Si:H, dépasse très largement la quantité nécessaire à la saturation des liaisons pendantes. Pourtant, le signal RPE, bien que plus faible (10^{16}cm^{-3})[4] persiste toujours. Les liaisons non satisfaites ne sont jamais entièrement compensées. On pense que l'hydrogène vient occuper d'autres sites en cassant les liaisons Si-Si faibles puis en formant d'autres groupements polyhydrides comme SiH_2 ou SiH_3 . Des configurations métastables comme la liaison à 3 centres Si_2H sont aussi probables.

D'autres effets de l'incorporation d'hydrogène dans le (a-Si) sont l'élargissement de la bande interdite à la manière des alliages[7], et le relâchement des contraintes de la liaison tétraédrique[8]. La qualité de a-Si:H est très sensible aux méthodes de préparation et aux conditions de dépôt comme la température, la pression etc....

Une autre structure du silicium très étudiée pour ces applications en électronique est la structure intermédiaire entre l'état monocristallin et l'état amorphe. C'est le silicium polycristallin, constitué de grains monocristallins (ou cristallites), séparés entre eux par des interfaces ou zones amorphes que l'on nomme joints de grains. La taille de ces grains, leur qualité structurale, et l'état des joints de grains dépendent des méthodes de préparation utilisées ainsi que des conditions de dépôt.

II. MODELES DE DENSITE D'ETATS

La structure de bande des semiconducteurs cristallins parfaits, comprenant des bandes d'états étendus de valence, de conduction, et une bande interdite, se trouve modifiée lors de la présence de défauts de périodicité comme les impuretés, lacunes, cavités... Ces défauts introduisent des états discrets et localisés dans la bande interdite du semiconducteur.

Le désordre dans les matériaux amorphes induit quant à lui un continuum d'états localisés dans leur bande interdite. Ceci rend d'ailleurs difficile la définition exacte d'une bande interdite. Néanmoins, la mobilité des électrons dans les états étendus est 100 à 1000 fois plus élevée que dans les états localisés[5,6]. L'énergie critique qui marque cette transition est appelée seuil de mobilité. Dans les matériaux amorphes, on parle donc plus souvent d'un gap de mobilité ($E_c - E_v$) que d'une bande interdite.

Les fluctuations des distances de liaisons et des angles de liaisons sont responsables des états localisés en bords de bande. On les nomme respectivement les queues de bande de valence et de conduction.

Les liaisons pendantes introduisent des états localisés vers le milieu de la bande interdite.

Dans le cas du silicium polycristallin le modèle de densité d'états le plus souvent utilisé est semblable à celui du a-Si:H. L'inhomogénéité spatiale du matériau fait qu'il s'agit en fait d'une densité d'états moyenne. Dans la plupart des matériaux polycristallins (dont ceux que nous étudions), les zones monocristallines sont soit très peu étendues soit très accidentées. On se rapproche donc d'un matériau homogène avec une distribution moyenne d'états. Les modèles de densité d'états pour ces différentes structures sont résumés dans la figure (1).

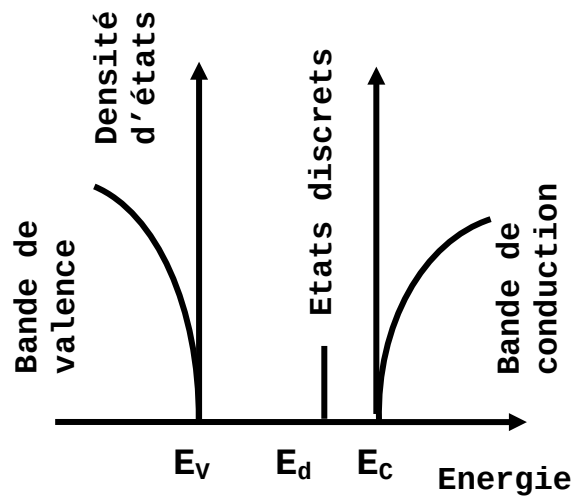


Fig.1 a :
Densité d'états dans un semiconducteur monocristallin

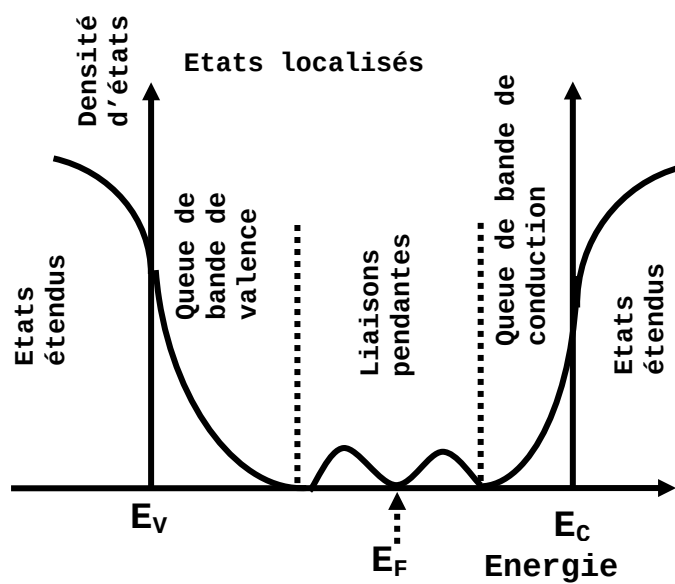


Fig.1 b :
Densité d'états dans les semiconducteurs amorphes ou densité d'états moyenne dans les cristaux polycristallins

III. PROPRIETES DE CONDUCTION DANS LES DIFFERENTES STRUCTURES DE SILICIUM

3-1 Semiconducteurs amorphes

Selon le domaine de température dans lequel se trouvent les semiconducteurs amorphes, trois mécanismes de conduction sont possibles :

- la conduction dans les états étendus,
- la conduction dans les états localisés en queue de bande,
- la conduction dans les états voisins du niveau de Fermi.

Dans notre domaine d'étude, c'est à dire à température ambiante ou au-dessus, la conduction se fait dans les états étendus. La conductivité pour les électrons s'écrit alors:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \text{ avec } \sigma_0 = q k_B T N(E_C) \mu_n$$

où μ_n est la mobilité des électrons dans ces états étendus, E_F le niveau de Fermi, E_C le bas de la bande de conduction des électrons (ou seuil de mobilité), $N(E_C)$ la densité d'états effective en E_C et k_B la constante de Boltzmann.

3-2 Semiconducteurs polycristallins

3-2-1 Effet de la température

Comme pour le silicium amorphe hydrogéné la température influe sur la conductivité du silicium polycristallin. En effet, la présence des joints de grains a une grande influence sur la conduction dans le matériau. Sous l'effet d'un champ électrique, les porteurs de charge doivent franchir les barrières de potentiels aux joints de grains puis diffuser à travers les grains. A basse température, le mécanisme permettant le franchissement des barrières de potentiel aux joints de grain est l'effet tunnel. A température ambiante, l'effet thermoélectronique est prédominant [9].

3-2-2 Effet du dopage

Les propriétés électriques du silicium polycristallin peuvent être modifiées de façon importante par le dopage. Elles peuvent aussi être très différentes de celles du silicium

monocristallin. Pour doper le silicium on utilise généralement des éléments pentavalents (As, P..) et trivalents (B, In...). Placées en site substitutionnel, ces impuretés vont donner respectivement un semiconducteur de type N et de type P. Les états pièges présents surtout dans les joints de grains, vont être un lieu préférentiel de ségrégation des atomes dopants, ainsi que de piégeage des porteurs libres.

Dans les transistors en couche mince (TCM), un effet analogue à celui du dopage est obtenu par l'accumulation de porteurs de charges libres dans le canal de la couche active par l'application d'une tension de grille de signe opposé à celui du porteur de charge. Quand nous parlons de « forts dopages », nous voulons dire ici, en régime d'accumulation, ou quand la concentration de porteurs libres est très supérieure à la concentration de porteurs piégés.

Plusieurs modèles[9-11] ont tenté d'expliquer le comportement très particulier des évolutions, en fonction de la concentration de dopant, de la concentration de porteurs, de la mobilité mesurée par effet Hall, et de la résistivité dans le silicium polycristallin. Les figures 2a, 2b et 2c[9] montrent ces évolutions et les comparent à celles du silicium monocristallin. Nous pouvons y voir que :

- la concentration de porteurs est très faible aux dopages inférieurs à $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Elle augmente ensuite très rapidement aux moyens dopages, pour finir par tendre vers celle du silicium monocristallin,
- la mobilité de Hall a un comportement singulier. Aux faibles dopages, elle décroît en fonction du dopage. Son évolution est comparable à celle du silicium monocristallin, bien qu'elle lui soit toujours très inférieure. Aux forts dopages, elle tend vers celle du silicium monocristallin. Mais pour un dopage intermédiaire voisin de 10^{18} cm^{-3} , elle présente un profond minimum,
- pour des faibles dopages, la résistivité du silicium polycristallin est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle du silicium monocristallin. Pour un dopage voisin de 10^{18} cm^{-3} , elle chute brutalement pour tendre vers celle du silicium monocristallin.

Nous pouvons donc constater que la valeur critique de la concentration de dopants avoisinant 10^{18} cm^{-3} est responsable d'une grande variation de ces trois grandeurs.

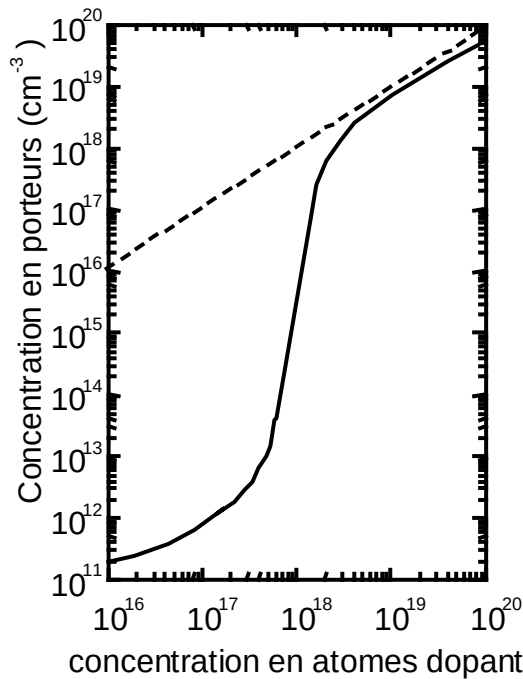


Fig.2a :Variation de la concentration de porteurs libres en fonction de la concentration dopants (bore) [9]

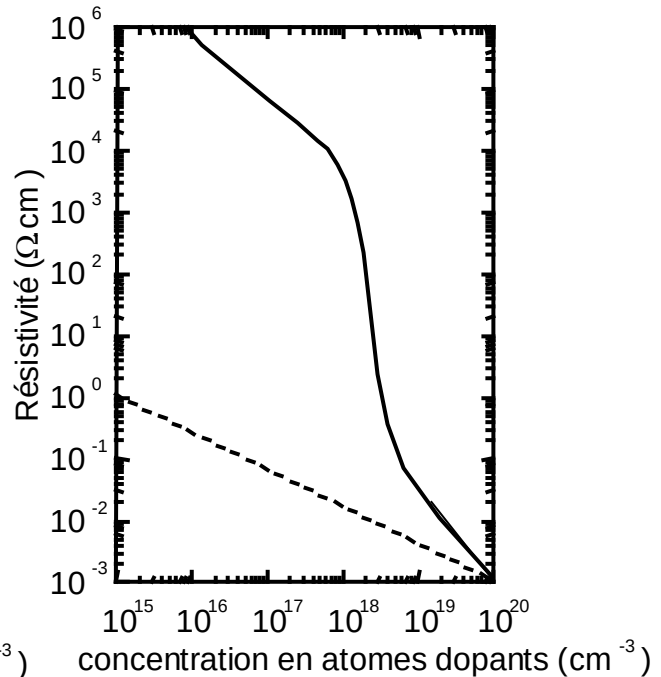


Fig.2b :Variation de la résistivité en fonction de la concentration de dopants (bore) [9]

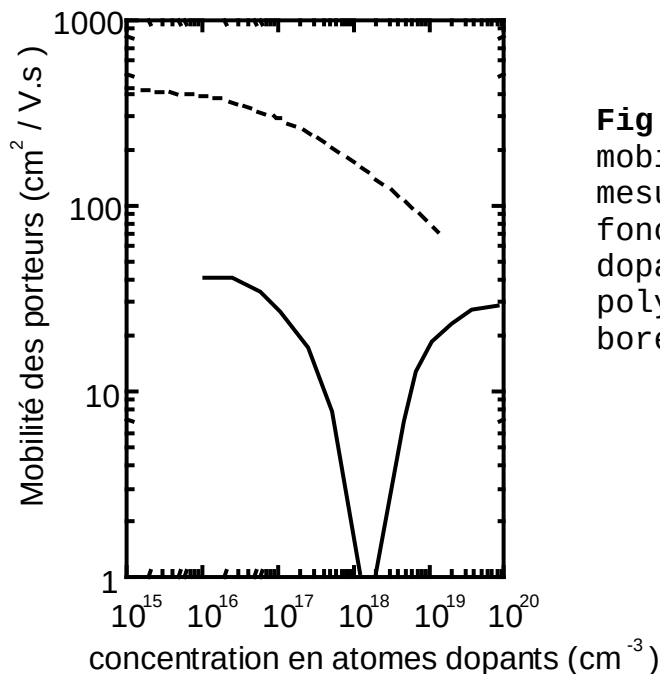


Fig.2c : Variation de la mobilité des porteurs libres mesurée par effet Hall en fonction de la concentration de dopants pour du silicium polycristallin (dopé au bore)[9].

Fig.2 : Variation des caractéristiques électriques du silicium polycristallin en fonction du dopage. Les courbes en pointillés sont représentatives du comportement du silicium monocristallin

3-2-3 Modèles de conduction dans le silicium polycristallin

Pour comprendre ces phénomènes, diverses explications[9-11] ont été données. Cowher *et al* [10] présentent le joint de grain comme un lieu préférentiel de ségrégation du dopant le rendant inefficace aux faibles concentrations. Il en résulte une faible concentration de porteurs et une forte résistivité. Aux forts dopages, la quantité de dopant inefficace devient négligeable devant la concentration totale de dopant. La résistivité et la concentration de porteurs tendent alors vers celles du monocristal de silicium. Néanmoins, ce modèle n'explique pas le minimum de la mobilité aux dopages intermédiaires. Pour tenter d'expliquer la variation de la mobilité en fonction de la concentration de dopants, Seto *et al* et Baccarani *et al* [9,11] ont développé un modèle de piégeage des porteurs libres aux joints de grains. Ces zones étant amorphes, elles présentent un continuum d'états dans leur bande interdite susceptibles de piéger une partie des porteurs libres. Ceci n'a pas pour seul effet de réduire la concentration de porteurs, mais crée également des barrières de potentiel dues aux pièges électriquement chargés. Des zones désertées apparaissent alors de part et d'autre des joints de grain.

Le déplacement des porteurs libres dans la couche se trouvant gêné par ces barrières, leur mobilité diminue et la résistivité de la couche devient importante. Lorsque tous les pièges sont remplis, la hauteur de barrière est maximale. La mobilité est donc minimale. Si on augmente encore le dopage, la concentration de porteurs libres dans les grains augmente, et la barrière de potentiel diminue. Il s'ensuit alors une augmentation de la mobilité des porteurs libres et une chute brutale de la résistivité de la couche.

Ce modèle n'exclut pas celui de la ségrégation du dopant. Il suffit de considérer dans ce cas la concentration de dopants actifs.

Ce modèle, unidimensionnel, utilise les hypothèses simplificatrices suivantes :

- tous les grains sont identiques, parallélépipédiques, de longueur L_G ,
- le dopage consiste en un seul type d'impuretés de concentration uniforme N_D (/cm³) et totalement ionisées,
- les joints de grains sont d'épaisseur négligeable devant la taille des grains, et contiennent une concentration N_T (/cm²) d'états localisés au niveau E_T unique,
- ces pièges sont initialement neutres et deviennent chargés en piégeant les porteurs libres,
- les zones désertées aux joints de grains sont abruptes.

Le modèle est présenté dans le cas d'un matériau de type N, et considère une conduction aux joints de grain par émission thermoionique et néglige la conduction par effet tunnel. Les propriétés de transport de la couche dépendent fortement de l'état de désertion des grains et du remplissage des pièges aux joints de grains (figure 3).

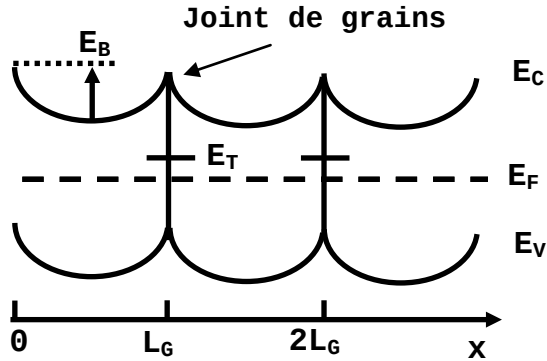


Fig.3a : Schéma des bandes d'énergies dans le cas de cristallites complètement désertées et d'un dopage proche mais inférieur au dopage critique

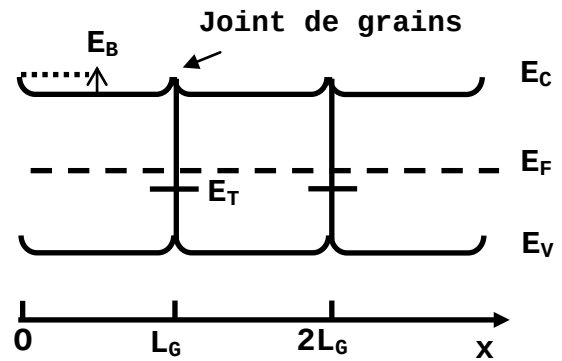


Fig.3b : Schéma des bandes d'énergies dans le cas de cristallites partiellement désertées

La concentration de dopant critique $N_D^* = N_T / L_G$ correspond à la limite entre deux comportements distincts.

- **Si $N_D < N_D^*$** : les grains sont complètement désertés. Les pièges sont partiellement remplis. La conductivité n'est due qu'à l'émission thermique des porteurs aux joints de grains. Elle s'écrit alors :

$$\sigma = \frac{q^2 L_G^2 N_C N_D v_C}{2 k_B T (N_T - L_G N_D)} \exp\left(-\frac{E_F - E_T}{k_B T}\right)$$

où la vitesse thermique des électrons de masse effective m^* , s'écrit $v_C = \left(\frac{k_B T}{2 \pi m^*}\right)^{1/2}$ et où N_C est leur concentration effective en E_C .

La zone de charge d'espace d'extension w , s'étend dans toute la cristallite ($w=L$). L'équation de Poisson permet de déterminer la barrière de potentiel aux joints de grains :

$$E_B = \frac{q^2 N_D L_G^2}{8 \epsilon}$$

où ϵ est la permittivité du matériau.

La hauteur de la barrière de potentiel augmente donc avec la concentration de dopants et atteint un maximum pour la concentration critique de dopants.

La mobilité mesurée dans les couches polycristallines est essentiellement limitée par la barrière aux joints de grains. On peut donc écrire :

$$\mu = \mu_0 \exp(-E_B / k_B T)$$

L'augmentation du dopage conduit donc en même temps que l'augmentation de la hauteur de barrière, à une diminution de la mobilité.

- **Si $N_D > N_D^*$** : la cristallite est partiellement désertée. Si tous les pièges sont remplis, la conductivité s'écrit comme :

$$\sigma = \frac{q^2 L_G n_0 v_C}{k_B T} \exp\left(-\frac{E_B}{k_B T}\right)$$

où n_0 est la concentration d'électrons libres dans les grains.

L'équation de neutralité s'écrivant $N_D = N_T / W$, la hauteur de la barrière de potentiel est donnée par :

$$E_B = \frac{q^2 N_T^2}{8 \epsilon N_D}$$

Elle diminue donc lorsque la concentration de dopant augmente ce qui augmente à la fois la conductivité et la mobilité.

Tout cela indique qu'en dessous de la concentration critique de donneurs la conductivité est très faible par manque de porteurs libres. Au-dessus de la concentration critique la conductivité augmente très rapidement à cause de l'augmentation de la concentration des porteurs libres d'une part, et de la diminution de la hauteur de la barrière d'autre part.

3-2-4-Modèle de Levinson

Ce modèle[12] se base sur ceux de Seto et Baccarani. Il a été développé en vue d'expliquer la conductivité dans les transistors en couches minces (TCM). Il permet de savoir si la conduction dans le matériau est contrôlée par les cristallites ou si elle est limitée par les joints de grains. Ce modèle est souvent utilisé pour une comparaison qualitative des matériaux du point de vue de leurs propriétés électriques. Nous le développerons dans le chapitre destiné à l'étude des TCM.

IV. METHODES DE DEPOT

Tous ces matériaux de silicium ont des structures très dépendantes, non seulement des méthodes de préparation, mais aussi des conditions de dépôt telles que la température, la pression des gaz etc.

A la différence du monocristal qui peut être déposé massif à très haute température (1410°C), le silicium amorphe, et le silicium polycristallin (hydrogénés ou non) se déposent en couches minces sur différents substrats comme le verre, le quartz, etc. Leur très gros avantage par rapport à certaines applications, est de se déposer sans difficulté en grandes surfaces. Plusieurs méthodes de dépôt existent. Elles présentent toutes en même temps des avantages et des inconvénients. Le choix d'une méthode est généralement lié à la qualité du matériau produit, à l'utilisation souhaitée et bien sûr au coût de production. Par exemple, la technique de dépôt par décomposition en phase vapeur assistée par plasma (PECVD), donne l'un des meilleurs matériaux a-Si:H du point de vue de ses propriétés électroniques[31], avec tout de même un inconvénient, sa faible vitesse de dépôt. Le matériau déposé à grande vitesse par pulvérisation cathodique assistée d'un magnétron, bien que d'un peu moins bonne qualité, présente une structure thermiquement et optiquement plus stable[39]. Il est pourtant, beaucoup moins bon candidat à l'obtention de silicium polycristallin par recuit thermique[40].

Les méthodes de dépôt à hautes températures (>400°C) donnent des matériaux contenant peu ou pas d'hydrogène, même si ce dernier est présent pendant la phase de dépôt. En effet, à ces températures, l'hydrogène exodiffuse des couches. Par ces techniques, l'obtention de couches éventuellement hydrogénées nécessite donc une étape de post-hydrogénation.

4-1 Silicium amorphe

4-1-1 Matériau obtenu par évaporation sous vide

C'est la méthode la plus simple et la plus ancienne. Elle consiste à évaporer par effet Joule une source de silicium solide, soit de façon thermique, soit par un faisceau d'électrons, soit encore par un faisceau laser.

Une éventuelle hydrogénation peut se faire soit pendant la croissance par apport d'hydrogène atomique, obtenu par décomposition d'hydrogène moléculaire (thermique ou par plasma), soit après le dépôt (post-hydrogénation) par diffusion d'hydrogène vers l'intérieur de la couche.

4-1-2 Matériau obtenu par pulvérisation cathodique réactive

Le principe consiste à bombarder une cible de silicium monocristallin ou polycristallin avec des ions argon d'énergie suffisante pour lui arracher des atomes. Ces ions argon sont produits dans un plasma par application d'une décharge électrique en continu ou en radiofréquence (RF) (13,56 MHz).

On peut superposer à ce dispositif un magnétron de façon à ce que le champ magnétique rallonge le parcours des électrons du plasma au voisinage de la surface de la cible pour augmenter le nombre de collisions et donc l'ionisation de l'argon, ce qui augmente notablement la vitesse de dépôt[13].

L'hydrogénation éventuelle des couches peut se faire pendant leur dépôt par dilution de l'hydrogène dans le gaz de pulvérisation (argon).

Leur dopage se fait souvent par l'utilisation de cibles déjà dopées. La méthode est peu commode quand il s'agit de changer le dopage dans les couches. Une autre méthode est de diluer dans le gaz de pulvérisation, un gaz dopant comme le diborane ou la phosphine.

4-1-3 Matériau obtenu par décomposition d'un gaz porteur

Le principe est de décomposer un gaz porteur de silicium comme le silane SiH_4 ou le disilane Si_2H_6 pour créer des espèces qui réagissent entre elles et avec le substrat.

- Décomposition thermique ($T > 400^\circ\text{C}$)

Les méthodes (CVD) (Chemical Vapour Deposition) consistent en la décomposition du gaz porteur en fournissant de l'énergie thermique, soit à pression atmosphérique (APCVD), soit à basse pression (LPCVD)[14]. Cette énergie est communiquée aux électrons du plasma pour dissocier et ioniser les molécules du gaz porteur.

Etant donné les hautes températures de dépôt, une étape de post-hydrogénation des couches peut éventuellement être nécessaire.

- Décomposition par plasma ($T < 400^\circ\text{C}$)

Cette méthode, connue sous le nom de décharge luminescente (glow discharge ou Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition (PECVD)) consiste en la décomposition du gaz porteur par l'apport cette fois d'énergie électrique sous forme de décharges, en continu, en radiofréquence RF (13,56 MHz)[15], ou à très haute fréquence VHF (30 à 300 MHz).

Dans ces méthodes de décomposition, d'autres gaz sont souvent dilués au gaz porteur de silicium pendant le dépôt pour des raisons très diverses comme :

- l'introduction d'hydrogène si le gaz porteur n'est pas un hydrure et qu'on veut passiver les liaisons dans le matériau,
- l'introduction de gaz rares comme l'hélium, pour augmenter (de façon notable) la vitesse de croissance[16],
- l'introduction de gaz porteurs d'atomes dopants comme la phosphine ou le diborane en vue de doper le matériau. Cette méthode assure un bon contrôle du dopage du point de vue de la quantité et de l'homogénéité dans les couches[14].

Les autres méthodes de dopage sont la diffusion des atomes dopants, et leur implantation. Ces deux méthodes nécessitent un recuit à haute température. Dans le premier cas pour faire diffuser les dopants dans la couche, dans le second cas pour guérir les défauts introduits par l'implantation. Ces méthodes ne conviennent pas pour des technologies "basse température" dont la température de fabrication ne doit pas excéder 600°C limitation imposée par l'emploi de substrats de verre. Toutefois, l'utilisation de recuits thermiques rapides à l'aide de laser ou de lampes est possible sans pour autant détériorer le substrat.

4-2 Silicium polycristallin

Le silicium polycristallin peut s'obtenir soit par dépôt direct sous forme polycristalline, soit en le déposant sous forme amorphe puis en le cristallisant. Les techniques les plus souvent utilisées sont la pulvérisation cathodique et la décomposition en phase vapeur à basse pression (LPCVD), à pression atmosphérique (APCVD) ou à l'aide d'un plasma (PECVD). Pour les couches de silicium polycristallin obtenues par LPCVD, la pression partielle de silane P autant que la température de dépôt T sont les facteurs clé dont dépend le taux de cristallinité des couches déposées[17]. Ainsi :

- pour $T > 580^\circ\text{C}$ et $P < 13\text{Pa}$, les couches sont déposées dans l'état polycristallin,
- pour $T < 580^\circ\text{C}$ et $P > 13\text{Pa}$, les couches sont déposées dans l'état amorphe.

La transition entre ces deux états dépend de la contamination de la chambre de dépôt par les impuretés (O, N, C...) qui peuvent affecter la vitesse de croissance de la couche et le taux de nucléation.

D'autres travaux [18] montrent que les couches déposées amorphes puis cristallisées par recuit thermique, présentent de plus gros grains ainsi que de meilleures propriétés électriques que les couches déposées directement sous forme polycristalline. La structure de la couche amorphe conditionne la qualité du matériau après cristallisation. Le choix de la

méthode de dépôt du a-Si doit se baser sur l'obtention du taux minimum d'impuretés comme l'oxygène et le carbone. En effet, une haute pureté de la couche amorphe détermine la taille des grains pendant la cristallisation ainsi que la bonne qualité de transport électrique dans la couche polycristalline. En particulier, les impuretés ont tendance à se rassembler aux joints de grains pendant la cristallisation, et à ajouter des états supplémentaires dans la bande interdite du matériau.

Par ailleurs la présence d'hydrogène en grande quantité peut être néfaste dans le cas de l'obtention de silicium polycristallin par recuit de silicium amorphe. La cristallisation de couches amorphes hydrogénées est accompagnée d'une exodiffusion de l'hydrogène faiblement lié (400°C) qui peut occasionner une dégradation irréversible voire une explosion de la couche, surtout si le processus est brutal comme dans le cas du recuit laser. Il devient alors nécessaire de faire subir aux couches une déshydrogénation avant la cristallisation. La méthode de dépôt LPCVD à une température de 550°C permet de s'affranchir de cette étape de déshydrogénation car il y a peu d'hydrogène dans les couches (<1%). Le matériau est alors bon candidat pour une cristallisation laser.

4-2-1 Cristallisation

La phase de cristallisation est très importante. Elle consiste en un réarrangement de la structure amorphe par recuit. Les deux principales méthodes de cristallisation sont: La cristallisation en phase solide (SPC) et par recuit laser.

4-2-1-1 Cristallisation en phase solide (SPC)

Il s'agit d'un recuit thermique dont l'avantage est de traiter un grand nombre d'échantillons en même temps. En technologie "basse température" (lors de l'utilisation de substrats de verre), la température de recuit ne doit pas excéder 600 à 650°C. Le matériau est alors dans un état vitreux. La cristallisation impose des temps de recuits longs qui peuvent atteindre plusieurs heures. C'est le principal inconvénient de la méthode. Il faut souligner par ailleurs la densité importante de défauts dans les cristallites dus à la faible température de cristallisation.

L'évolution de la conductivité mesurée *in-situ* pendant la phase de cristallisation montre un mécanisme de croissance en 3 étapes :

- une phase de nucléation des germes jusqu'à une taille subcritique (incubation) qui n'affecte pas la conductivité,
- une phase de croissance des grains à partir de ces germes, la conductivité croît alors rapidement,

- une phase de stabilisation où le matériau est cristallisé, la conductivité est maximale et ne varie plus[19].

Un bon matériau est obtenu à partir de germes suffisamment espacés, un grain peut alors grossir pour atteindre une taille plus importante avant de rencontrer les grains voisins.

4-2-1-2 Cristallisation par recuit laser

Cette méthode est très intéressante parce qu'elle permet d'obtenir en des temps très brefs, une structure cristalline. Le matériau est alors porté à des hautes températures sans pour autant que son substrat (de verre par exemple) ne soit détérioré. En effet, les lasers choisis à cet effet émettent des rayonnements lumineux très fortement absorbés de façon à ne pénétrer que très près de la surface. Dans notre cas, le laser Excimer d'énergie comprise entre 300 et 600mJ/cm², a une longueur d'onde $\lambda=308\text{nm}$ pour laquelle le silicium amorphe a un coefficient d'absorption de l'ordre de 10^6cm^{-1} . L'énergie lumineuse absorbée à la surface de la couche amorphe (a-Si) se transforme en énergie thermique qui diffuse sur une certaine épaisseur de cette couche et la fait fondre. Le refroidissement permet la croissance de grains à partir de germes non fondus du bas de la couche vers la surface (zone la plus chaude). Lorsqu'on augmente la densité d'énergie du laser, l'épaisseur de la zone fondue augmente ainsi que sa durée de fusion, provoquant ainsi la destruction d'un nombre de germes de plus en plus important. Les germes sont donc de plus en plus espacés et les grains de plus en plus larges. Pendant leur croissance, ils s'étendent aussi bien en largeur qu'en hauteur jusqu'à la rencontre du grain voisin. Pour une densité d'énergie critique, la couche de semiconducteur est fondue sur tout son épaisseur induisant un nombre minimum de germes et l'obtention de grains de taille maximale. Pour une couche de 70nm ceci correspond à une énergie du tir avoisinant 600mJ/cm². Un écart trop important entre deux germes peut ne pas conduire à de très larges grains. Une nucléation homogène de la couche peut s'opérer avant la jonction de deux grains voisins. Quand la densité d'énergie du laser est supérieure à la valeur critique, la couche est surfondue et la nucléation homogène est responsable de croissance de grains de petite taille. L'énergie critique qui permet l'obtention des plus grands grains est difficile à obtenir [52] car elle concerne une gamme d'énergie très étroite et dépend de plusieurs facteurs, comme la durée de l'impulsion ou la présence de fluctuation d'épaisseur du matériau ...

Une répétition des irradiations laser permet d'augmenter la taille des grains en faisant fondre les petits grains [52]. A partir d'un certain nombre de tirs, la taille des grains n'augmente plus, d'abord parce que le coefficient de réflexion de la couche polycristalline est plus important que celui du

a-Si, ensuite parce que la température de fusion du silicium polycristallin est plus élevée.

Dans cette technique de cristallisation par laser, la croissance des grains s'accompagne de l'apparition de rugosités en surface, d'autant plus importantes que la taille des grains est grande.

Une possibilité d'obtenir une couche polycristalline à gros grains et à faible rugosité de surface est de recuire par laser une couche de silicium polycristallin cristallisé SPC[20]. En effet, la taille des grains obtenue par recuit SPC est importante et relativement uniforme. Les irradiations laser permettent de guérir les défauts intra-granulaires particulièrement nombreux quand la température de préparation des couches est faible ($<600^{\circ}\text{C}$).

V. APPLICATIONS

Le silicium amorphe hydrogéné et le silicium polycristallin sont déjà utilisés en tant que couche active dans de nombreuses applications en électronique. Le a-Si:H est un bon candidat pour les applications photovoltaïques, du fait de son importante photoconductivité. Cependant, la présence d'hydrogène dans les couches induit une instabilité néfaste à leur fiabilité. Le silicium polycristallin ne convient pas encore pour ce type d'application à cause de sa faible photoconductivité et du manque de maîtrise des courants de fuite dans les jonctions.

Les écrans plats à cristaux liquides utilisant des transistors en couche mince (TCM) de silicium amorphe et de silicium polycristallin sont actuellement dans le commerce. Les TCM sont alors utilisés comme commutateur pour l'adressage matriciel de chaque point élémentaire (pixel) de l'image. Le grand intérêt qu'on porte au silicium polycristallin dans cette application vient de sa mobilité de porteurs de charge supérieure à $100\text{ cm}^2/\text{V.s}$ largement plus grande que celle de a-Si:H ($\sim 1\text{ cm}^2/\text{V.s}$). Cependant, il reste à y maîtriser les courants de fuite.

La contrainte la plus importante dans cette application vient de l'utilisation de substrats de verre limitant sévèrement la température de fabrication des transistors.

En résumé, les matériaux recherchés dans cette application doivent avoir les propriétés suivantes:

- Compatibilité avec la technologie basse température ($T < 600^{\circ}\text{C}$),
- Des mobilités importantes,
- La maîtrise de leur courant de fuite,
- Une bonne stabilité.

CHAPITRE II

CARACTERISATION ET OPTIMISATION DES MATERIAUX ETUDIES

Les structures de silicium présentées dans le chapitre précédent sont utilisées dans plusieurs dispositifs en vue de diverses applications électroniques telles que la conversion photovoltaïque de l'énergie solaire et les transistors en couches minces pour l'adressage des matrices actives.

Ces applications nécessitent la connaissance et la maîtrise de la durée de vie de ces composants ainsi que de leur fiabilité. Il est connu par exemple que le rendement des cellules solaires à base de silicium amorphe hydrogéné diminue avec le temps d'exposition au soleil. Cette fiabilité est très liée au comportement du matériau constituant la couche active. Le choix du matériau tenant compte de cette contrainte de fiabilité est ainsi crucial.

Nous allons présenter dans ce chapitre les différents matériaux de silicium utilisés dans cette étude. Nous commençons par la présentation du silicium amorphe hydrogéné déposé au Laboratoire des Couches Minces et Semiconducteurs (LCMS) d'Alger, et en particulier, par les différents résultats de caractérisation qui nous ont amenés à une optimisation du matériau. Cette optimisation est le fruit de résultats, obtenus grâce à la coopération entre notre équipe (LCMS) et d'autres laboratoires (Chimie de Coordination de l'U.S.T.H.B., Optique des Solides de l'Université Paris VI, Matière Condensée et Matériaux de l'Université de Rennes 1, Génie Electrique de Paris) dans le cadre de différentes collaborations, les mesures électriques constituant la part revenant à cette thèse. Nous avons effectué les études de stabilité sur ce matériau optimisé.

Nous présentons ensuite le silicium polycristallin déposé par le Groupe de Microélectronique et Visualisation (GMV) de Rennes. Ce matériau est utilisé comme couche active des transistors en couches minces. L'étude de la stabilité du silicium polycristallin sera alors menée naturellement à partir de celle du vieillissement des transistors en couches minces sous contrainte électrique.

I. SILICIUM AMORPHE HYDROGENE

Les couches de silicium amorphe de cette étude sont déposées par pulvérisation cathodique en continu assistée d'un magnétron[21]. Les deux principaux avantages de cette méthode sont :

- la possibilité de découpler les sources de silicium et d'hydrogène et donc de pouvoir les contrôler séparément contrairement aux méthodes de décomposition du silane,
- et surtout, l'obtention de vitesses de dépôt importantes ($>10\text{\AA}/\text{sec}$ alors qu'elles ne sont que de l'ordre de $1\text{\AA}/\text{sec}$ aussi bien pour le dépôt par pulvérisation traditionnelle

que par la décomposition de silane par PECVD (décharge lumineuse[13]).

Le dépôt des couches se fait à une température de 260°C. La pression partielle d'Argon y est de 0,93Pa. le flux d'hydrogène de 0,065 litres/heure, choisi pour atteindre une vitesse de dépôt de l'ordre de 17Å/sec, correspond à une pression partielle d'hydrogène d'environ 0,1Pa. La puissance de la décharge vaut 180 Watts. Les couches sont déposées en général sur des substrats de verre de type corning. Parfois, quelques couches sont déposées dans les mêmes conditions mais sur des substrats adaptés aux types de caractérisations envisagées.

La présence d'hydrogène influant énormément sur les qualités de transport électronique du silicium amorphe, une optimisation du contenu en hydrogène a été effectuée en mettant en œuvre un grand nombre de techniques de caractérisation [22]. Le contenu en hydrogène a été déterminé par la technique de détection du noyau de recul (ERD) au CRN de Strasbourg. Les principaux résultats de cette étude menée par l'équipe du LCMS sont présentés ci-dessous et sont résumés dans la figure (4).

1-1 Transmission infrarouge

Les mesures de transmission infrarouge renseignent sur les modes de vibration des différents groupements hydrides (SiH , SiH_2 ...) présents dans les couches de a-Si:H (déposées sur des substrats de silicium monocristallin). Les propriétés électriques du matériau sont influencées par les types de groupements hydrides présents. Il est généralement admis que ces propriétés se dégradent quand la concentration de polyhydrides augmente.

Le spectre infrarouge est analysé par une déconvolution par des gaussiennes centrées autour de 2000cm^{-1} correspondant au mode stretching des groupements monohydrides et autour de 2090cm^{-1} du même mode (stretching) et supposé associé aux groupements polyhydrides. L'évolution des absorptions intégrées I_{2000} et I_{2090} en fonction du contenu d'hydrogène montrent que la concentration des groupements polyhydrides augmente rapidement à partir d'une concentration d'hydrogène de 15% alors que la concentration des groupements monohydrides évolue peu. La grandeur $R = I_{2090} / (I_{2000} + I_{2090})$ est habituellement utilisée comme paramètre de microstructure[23]. Pour nos couches, R prend une valeur de 0,25 et évolue peu en fonction de la concentration d'hydrogène et ce, jusqu'à ce que cette dernière atteigne une valeur de 15%, à partir de laquelle R augmente rapidement (figure 4a). Cette valeur de 0,25 est quelquefois considérée comme l'indication d'un matériau de mauvaise qualité. Cependant, elle a déjà été obtenue dans des matériaux présentant une faible densité d'états[24].

1-2 Spectroscopie par déflexion photothermique (PDS)

Le principe de cette méthode[25] consiste en un éclairage de l'échantillon sous incidence normale. L'énergie lumineuse entièrement absorbée est transformée en chaleur. L'échantillon crée alors un gradient de température et donc un gradient d'indice de réfraction dans le fluide transparent en contact avec lui. Un faisceau laser rasant la surface de l'échantillon (faisceau test) subit une déviation directement reliée à l'énergie absorbée par l'échantillon. Une meilleure précision est obtenue en modulant sinusoidalement l'intensité du faisceau normal à la surface de l'échantillon. La déviation du faisceau test est alors modulée aussi.

Cette méthode permet de déterminer deux grandeurs importantes :

- l'énergie d'Urbach E_0 caractéristique de la largeur de la bande de valence liée au désordre dans la couche,
- et la densité de défauts N_D (en cm^{-3}) en dessous du milieu de la bande interdite dans le matériau. Elle correspond à l'intégrale de la densité d'états ($\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-3}$) entre l'énergie à la limite de détection de l'absorption et la limite inférieure de la queue de bande de valence.

Ces grandeurs sont déterminées par la mesure du coefficient d'absorption optique pour les énergies inférieures à 1,5eV. Les mesures effectuées au Laboratoire d'Optique des Solides de l'Université de Paris VI. Leur évolution avec la concentration d'hydrogène contenue dans les couches est présentée dans les figures 4b et 4c respectivement. Pour une concentration d'hydrogène de 8%, l'énergie d'Urbach présente un net minimum de 50meV, ce qui indique que pour cette concentration, la queue de bande de valence donc le désordre dans la couche sont minima. La densité d'états N_D présente quant à elle une décroissance brutale aux faibles concentrations d'hydrogène. A partir d'une concentration de 5%, N_D se stabilise à un ordre de grandeur de 3.10^{16}cm^{-3} . Il apparaît ainsi qu'une faible concentration d'hydrogène permet de passiver les liaisons pendantes tout en diminuant le désordre. Des concentrations d'hydrogène plus grandes agissent cependant uniquement sur le désordre en le diminuant et non plus sur la densité d'états profonds. A partir d'une concentration d'hydrogène de 8% et au moins jusqu'à 20%, le désordre réaugmente sans effet sur la densité d'états profonds. Il semble cependant d'après des mesures sur des échantillons ayant une concentration d'hydrogène supérieure à 20%, que la densité d'états profonds finit par réaugmenter. Cette réaugmentation confirme la corrélation entre la densité d'états profonds et le désordre même si un décalage des effets de l'hydrogène sur ces deux paramètres est mis en évidence dans cette étude.

Fig.4 : Propriétés électriques et optiques du silicium amorphe hydrogéné en fonction de la concentration d'hydrogène.

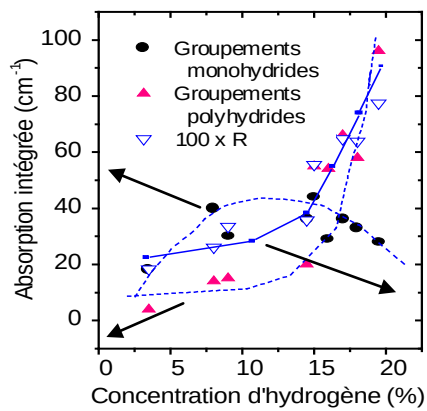


Fig.4a : Variations en fonction de la concentration d'hydrogène, des absorptions intégrées des groupements monohydrides et polyhydrides et du coefficient de microstructure R (mesurés par IR) [8].

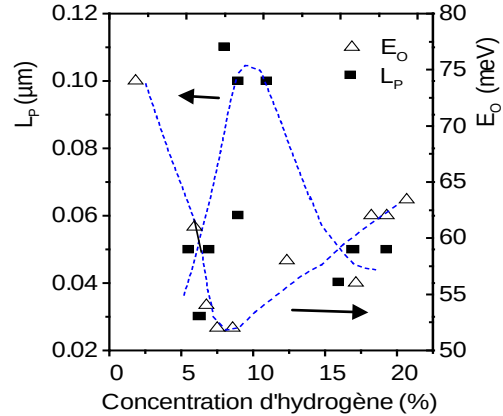


Fig.4b : Variations en fonction de la concentration d'hydrogène, des propriétés électroniques des trous : longueur de diffusion L_p (par SPV) et queue d'Urbach E_0 (par PDS) [8].

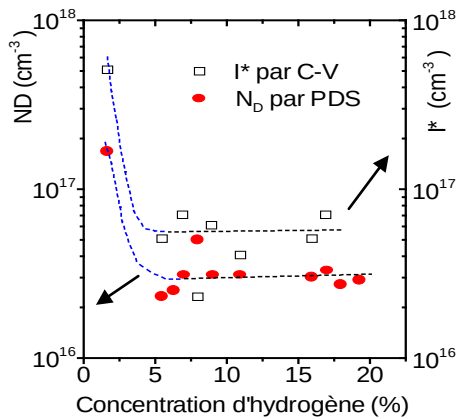


Fig.4c : Variations en fonction de la concentration d'hydrogène, de la densité d'états profonds par des mesures PDS (N_D) et C-V (I^*) [8].

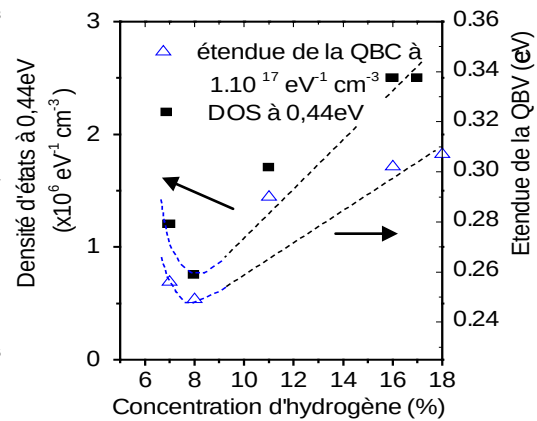


Fig.4d : Variations en fonction de la concentration d'hydrogène, de l'étendue de la queue de bande de conduction pour une densité d'états de $10^{17} \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ et de la densité d'états à 0,44eV par mesures de courant photomodulé [22].

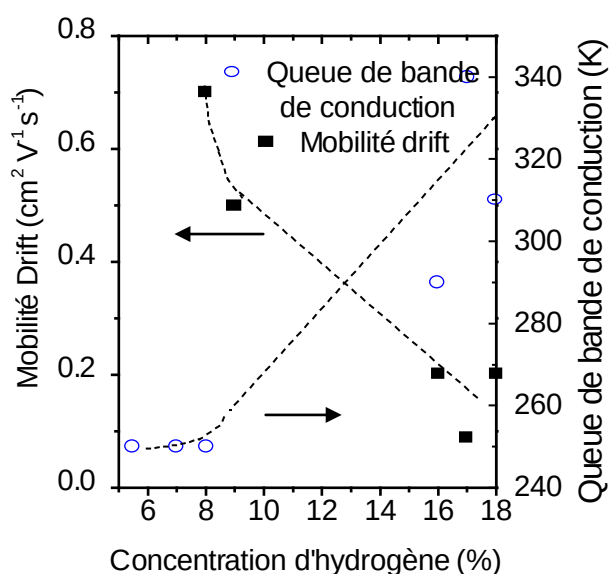


Fig.4e : Variations en fonction de la concentration d'hydrogène, de la pente de la queue de bande de conduction (T_c) et de la mobilité drift sous un champ électrique de 10^4 V/cm par mesures TOF [22]

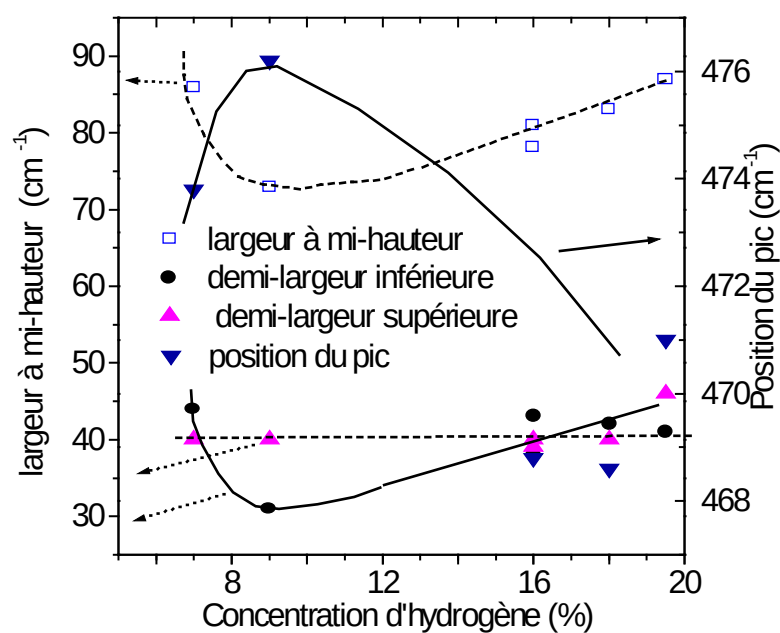


Fig.4f : Variations en fonction de la concentration d'hydrogène, des caractéristiques du pic obtenu par spectroscopie Raman. τ → position du pic en nombre d'onde. $\square$ → largeur à mi-hauteur. $\bullet$ → demi-largeur inférieure. $\blacktriangle$ → demi-largeur supérieure.

1-3 Spectroscopie Raman

Comme pour les mesures de transmission infrarouge, la spectroscopie Raman a pour but de caractériser les différents modes de vibrations atomiques[32]. Une irradiation de l'échantillon par une lumière monochromatique induit une diffusion de lumières de fréquences différentes de celle de la lumière incidente. La différence entre les énergies diffusée et incidente correspond à l'excitation de modes de vibration particuliers. Dans les matériaux désordonnés comme le a-Si:H, le spectre Raman obtenu est constitué de larges pics. En particulier, les phonons de la branche optique transversale des atomes de Silicium sont caractérisés par un très large pic, dissymétrique dont la position et la largeur (en nombre d'onde) dépendent beaucoup des conditions de préparation du matériau. On trouve dans la littérature des positions du pic voisines de 478cm^{-1} pour le a-Si:H[32]. Dans le silicium monocristallin ce pic est plus étroit et est situé à 520cm^{-1} . La largeur du pic et sa position sont donc liées à la structure et à son degré de désordre. La figure (4f) montre l'évolution de la position du pic en fonction de la concentration d'hydrogène pour nos échantillons. Nous pouvons constater que la position du pic évolue avec la concentration d'hydrogène. Elle présente un maximum à 476cm^{-1} pour une concentration d'hydrogène de 8 à 9%. L'évolution de la largeur du pic à mi-hauteur, ainsi que des demi-largeurs supérieure et inférieure en fonction de la concentration d'hydrogène sont représentés sur la figure (4f). Nous pouvons y constater que la largeur du pic à mi-hauteur et en particulier la demi-largeur inférieure (en nombre d'onde) passent par un minimum pour cette même concentration d'hydrogène de 8 à 9%, pendant que la demi-largeur supérieure reste constante. Par comparaison avec le spectre du matériau cristallin, nous pouvons conclure que plus la position du pic se rapproche des grands nombres d'ondes plus le matériau est de meilleure qualité, ce qui correspond à une concentration d'hydrogène de 8 à 9%. Ceci se confirme par le fait que la largeur à mi-hauteur du pic et plus précisément la demi-largeur inférieure, présente un minimum à cette concentration d'hydrogène. En effet, cette grandeur est liée au désordre dans la couche et en particulier à la distorsion des angles de liaison[30]. La concentration d'hydrogène voisine de 8% semble correspondre à une structure présentant un minimum de contraintes.

1-4 Capacité de jonction Schottky Pt/a-Si :H en fonction de la polarisation (C-V).

Ces méthodes de caractérisation électrique viennent compléter les mesures optiques. Elles sont effectuées sur des jonctions Schottky Pt/a-Si:H déposées sur silicium monocristallin fortement dopé n.

Le principe de cette mesure[26] est basé sur l'extension de la zone de charge d'espace dans la jonction par l'application d'une polarisation inverse et de sa modulation par un faible signal oscillant. On mesure alors la variation de charge occasionnée par le changement d'état de charge des états voisins du niveau de Fermi. La capacité est alors définie par $\delta q/\delta V$.

Cette méthode permet la détermination de l'intégrale de la densité d'états entre le milieu de la bande interdite et le niveau de Fermi. L'évolution de cette intégrale en fonction de la concentration d'hydrogène a la même allure que celle de N_D déterminée par PDS, c'est à dire, une décroissance brutale aux faibles concentrations d'hydrogène puis une stabilisation à une valeur de $5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour une concentration d'hydrogène particulière de 5% (figure 4d).

Comme les résultats de PDS, les mesures capacitives montrent que l'introduction d'une faible concentration d'hydrogène conduit à une diminution importante des liaisons pendantes, dont la densité se stabilise lorsque la concentration d'hydrogène atteint 5%.

1-5 Tension de surface (surface photovoltage technique SPV)

Ces mesures s'effectuent sur des diodes Schottky Pt/a-Si:H/n+ dont le contact redresseur de platine est semi-transparent. Elles consistent en la mesure de la tension en circuit ouvert résultant des porteurs photogénérés sous éclairage[27]. Son principe se résume en l'exposition d'un échantillon à un flux constant d'une lumière pénétrante de forte intensité (lumière rouge pour du silicium). Un deuxième flux plus faible, monochromatique, de longueur d'onde variable, et dont l'intensité est modulée, sert de faisceau test. La tension de circuit ouvert qui en résulte est alors maintenue constante en variant le flux de ce faisceau. La relation entre ce flux et l'inverse du coefficient d'absorption permet la détermination de la longueur de diffusion des minoritaires L_p .

L'évolution de cette grandeur en fonction de la concentration d'hydrogène est représentée sur la figure (4b). Nous pouvons voir qu'elle passe par un maximum de $0,11\mu\text{m}$ pour une concentration d'hydrogène de 8% pour décroître à nouveau pour

les concentrations d'hydrogène élevées. Etant une caractéristique de transport des trous, elle montre une bonne corrélation avec E_0 l'énergie d'Urbach caractéristique de la largeur de la bande de valence.

1-6 Temps de vol (TOF) et courant photomodulé (MPC)

Ces méthodes renseignent sur les propriétés de transport des électrons[28,29]. Elles sont effectuées sur les diodes Schottky Pt/a-Si:H présentées précédemment et déposées sur silicium monocristallin fortement dopé n constituant le contact arrière.

Le principe des mesures de temps de vol (TOF) consiste en la création de porteurs photogénérés par un pulse de laser. Le transitoire du courant dû au transit des électrons (collectés au contact arrière par l'application d'une impulsion de tension) est analysé. Il permet de déterminer la mobilité de dérive ainsi que le profil de densité d'états. Le domaine de pré-transit détermine la pente de la queue de bande de conduction caractéristique des états localisés les moins profonds, alors que le domaine de post-transit détermine la forme de la densité d'états profonds.

Les mesures de photocourant modulé (MPC) sont obtenues en mesurant l'amplitude et la phase du photocourant généré par une lumière dont le flux est modulé sinusoïdalement. Faire varier la fréquence de ce flux ainsi que la température de mesure permet de sonder toute la moitié supérieure de la bande interdite.

La figure (4e) montre l'évolution de la pente de la queue de bande de conduction et de la mobilité de dérive en fonction de la concentration d'hydrogène. On peut y voir, que lorsque la concentration d'hydrogène croît, la pente de la queue de bande de conduction T_c est pratiquement constante jusqu'à une concentration de 8% au-delà de laquelle elle augmente de façon importante alors que la mobilité de dérive des électrons décroît. Pour la valeur typique de 8%, et sous un champ électrique de 10^4V/cm , la mobilité vaut $\mu_D = 0,7 \cdot \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ et la température caractéristique T_c de la queue de bande de conduction vaut 250K. Plus parlantes que T_c sont :

- l'étendue de la queue de bande de conduction pour la valeur de densité d'états valant $10^{17} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-3}$, et
- la valeur de la densité d'états pour une valeur d'énergie de 0,44eV de la bande de conduction.

Les évolutions de ces deux quantités en fonction de la concentration d'hydrogène sont représentées sur la figure (4d) : elles ont même allure. Elles passent par un minimum à la concentration d'hydrogène de 8%, valeur à partir de laquelle une nette croissance de ces deux grandeurs apparaît, en conformité avec la décroissance de la mobilité drift des électrons.

Il est intéressant de noter que les propriétés de transport des électrons libres autant que des trous sont optimisées pour une concentration d'hydrogène de 8%.

1-7 Conclusion

Cette étude aura montré que pour les faibles concentrations (<8%), l'hydrogène incorporé forme essentiellement des groupes monohydrides, il réduit la densité d'états profonds et relaxe le matériau. Aux fortes concentrations, la densité d'états profonds varie peu. Par contre, la qualité du matériau se dégrade avec l'augmentation importante des groupements polyhydrides et du désordre induisant une dégradation des propriétés de transport des porteurs de charge libres.

Cette concentration d'hydrogène de 8%, permet une optimisation des propriétés de transport des électrons autant que celles des trous.

Ce matériau, déposé à grande vitesse (17Å/sec), présente de bonnes propriétés électriques, de qualité comparable à celles de bons matériaux déposés par d'autres méthodes[16,31,22]. Le tableau (I) compare les principaux paramètres électriques de nos échantillons, à ceux déposés par ces autres méthodes. L'une d'elles est la décharge luminescente (PECVD) traditionnellement utilisée et réputée pour la qualité de son matériau. Les autres méthodes ont des vitesses de dépôt comparables à la nôtre.

Dans le cadre de l'étude de la stabilité de notre matériau sous l'effet de diverses contraintes, il est donc naturel que le choix des échantillons se porte sur ceux dont la concentration d'hydrogène prend cette valeur particulière de 8%.

Tableau I : Comparaison de notre échantillon avec ceux obtenus par d'autres méthodes [22] :

- Méthode 1 : pulvérisation dc assistée d'un magnétron (LCMS Alger)[22].
 - Méthode 2 : décharge luminescente RF avec dilution d'hélium dans le silane[16].
 - Méthode 3 : décharge luminescente VHF (très haute fréquence)[74]
 - Méthode 4 : décharge luminescente RF (meilleur matériau)[15]
- } dépôts à grande vitesse

Méthode de dépôt	1	2	3	4
Vitesse de Dépôt (Å/sec)	17	8-15	20	1
Température de Dépôt (K)	260	250	280	250
Mobilité des Electrons ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	0,7	0,3		1,5
Densité d'états en E_F ($\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$)	$4-5 \cdot 10^{16}$			10^{15}
Densité d'états par C-V (cm^{-3})	$5 \cdot 10^{16}$			$2 \cdot 10^{15}$
Densité d'états par PDS N_D (cm^{-3})	$3 \cdot 10^{16}$	10^{16}	10^{16}	$2 \cdot 10^{15}$
Energie d'Urbach E_0 (meV)	50	60	60	52
Température caractéristique de la queue de bande de conduction T_c (K)	250		230	200
Longueur de diffusion des minoritaires L_p (μm)	0,11	0,1-0,3		

II. SILICIUM POLYCRISTALLIN

2-1 Méthodes de préparation

Les couches de silicium polycristallin sont déposées amorphes puis cristallisées. Cette méthode permet d'obtenir des matériaux de meilleure qualité du point de vue des propriétés électroniques que ceux directement déposés à l'état polycristallin[18,33,34]. Ils présentent des grains de plus grande taille, et une rugosité moins importante quand la cristallisation se fait en phase solide (par recuit dans un four).

Les couches de cette étude sont déposées par la technique conventionnelle de décomposition thermique de silane à basse pression (LPCVD) dans un réacteur tubulaire horizontal[35]. Cette méthode permet le dépôt de couches uniformes (variation d'épaisseur inférieure à 5%) sur un grand nombre de plaques à la fois, avec des débits faibles de gaz. La température de dépôt utilisée est $T=550^{\circ}\text{C}$. Elle a été choisie en conformité avec l'utilisation de substrats de verre et les conditions d'un dépôt amorphe[18]. Les couches réalisées sont déposées sur des substrats de verre Hoya NA40. Ces substrats forment un carré de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ de surface, et sont recouverts de 200nm de dioxyde de silicium déposé par la méthode CVD à pression atmosphérique, pour éviter une diffusion d'impuretés du verre dans la couche.

Les pressions de dépôt utilisées lors du dépôt de la couche de silicium amorphe sont comprises entre 10 et 90 Pa. Le choix de cette gamme est dû au fait qu'à plus basse pression le silicium est déposé partiellement ou complètement cristallisé. A plus haute pression, des phénomènes de pulvérulence apparaissent dans le réacteur.

Les vitesses de dépôt des couches dépendent de la pression pendant le dépôt. Elles croissent de 12Å/min à 0,1Pa à 45Å/min pour une pression de dépôt de 90Pa.

Deux procédés de cristallisation, compatibles avec la technologie «basse température» ($<600^{\circ}\text{C}$) sont utilisés: La cristallisation en phase solide (SPC), et la cristallisation par irradiation laser.

Les couches de silicium polycristallin obtenues sont observées en surface au Microscope à Force Atomique (AFM) du Laboratoire de Physique des Solides de l'INSA de Rennes. Cette technique donne des renseignements sur leur état de surface et leur rugosité. Elles sont aussi observées sur la tranche au Microscope Electronique à Transmission (MET) du Laboratoire EME de l'Université de Barcelone pour avoir une idée de la taille moyenne des grains et de leur qualité.

2-1-1 Cristallisation en phase solide (SPC)

Le recuit thermique de la couche amorphe se fait dans un four, sous vide, à la température de 600°C pendant un temps de plusieurs heures dépendant de la pression de dépôt. L'étude de l'évolution de la conductivité *in-situ* pendant la phase de cristallisation[19] (figure 5) montre qu'après la phase de nucléation (incubation) où la conductivité est faible et ne varie que faiblement avec le temps de recuit, vient une phase de croissance des grains à partir de ces germes. La conductivité croît alors rapidement pour atteindre au bout de quelques heures (6 heures pour une pression de 90Pa), sa valeur maximale. Elle ne varie ensuite plus pendant le recuit. La couche est alors complètement cristallisée. A la pression de dépôt de 90Pa, les temps de recuit utilisés sont de 8 heures pour être sûr de la cristallisation complète du matériau. L'épaisseur des couches déposée vaut 150nm.

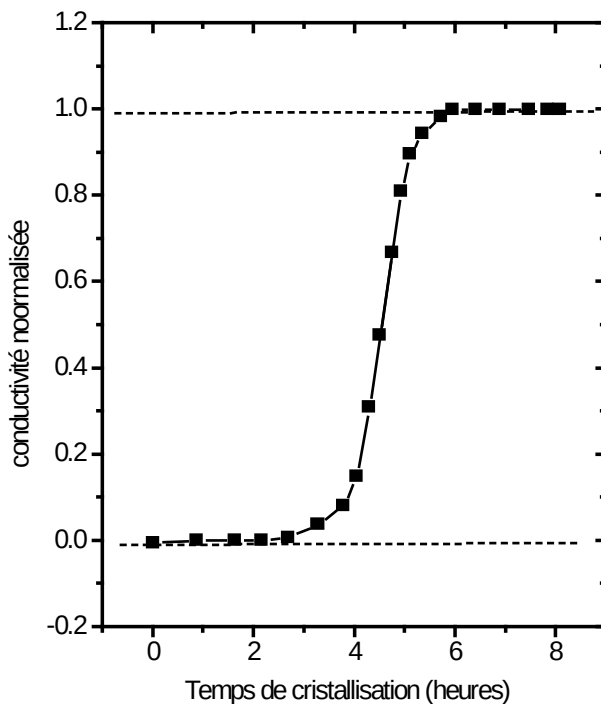


Fig.5 : Variation de la conductivité d'une couche de silicium polycristallin déposée à 90Pa en fonction du temps de cristallisation à 600°C [19].

2-1-2 Cristallisation par irradiation laser Excimer (308nm)

Le grand intérêt porté à ce type de cristallisation provient du fait de pouvoir faire fondre la couche de silicium amorphe (dont la température de fusion vaut 1130°C) sans pour autant que la température du substrat ne dépasse 250°C et ceci du fait que l'apport énergétique du laser (300-600mJ/cm²) est bref et choisi de telle façon qu'il soit localisé à la surface de la couche. Nos couches de silicium cristallisées par cette

méthode ont une épaisseur de 70nm. Le laser utilisé à cet effet est un laser Excimer XeCl à large surface, de longueur d'onde $\lambda=308\text{nm}$, de la compagnie SOPRA S.A.. Le faisceau de surface de $5\times 5\text{cm}^2$ avec une bonne uniformité, rend possible l'irradiation en un seul tir d'une surface de 25cm^2 avec une densité d'énergie pouvant atteindre $600\text{mJ}/\text{cm}^2$. La durée d'un tir est de 200ns et peut se répéter à la fréquence de 0,16 Hz.

2-1-3 Description des transistors en couches minces

L'étude de la stabilité des couches minces de silicium polycristallin se fait sur des dispositifs du type transistors en couches minces (TCM). Leur procédé de fabrication est résumé ci-dessous[14,19].

Les substrats en verre Hoya NA40 forment un carré de $5\times 5\text{ cm}^2$ et ont une épaisseur de 1,1 mm. Ils sont recouverts d'une couche de 200nm de SiO_2 déposée par la méthode APCVD pour limiter la diffusion d'impuretés provenant du verre. La couche active de silicium est déposée à 550°C par la méthode LPCVD à des pressions comprises entre 10 et 90Pa. Deux types de structures sont ainsi réalisés. Elles sont représentées dans la figure (6).

2-1-3-1 Structure monocouche[19]

- Après le dépôt de 150nm de a-Si (non intentionnellement dopé), l'ouverture d'une vanne d'un gaz de phosphine ou de diborane permet le dépôt d'une couche de 150nm de silicium dopé *in-situ* qui servira à l'élaboration des contacts drain et source sans interruption du vide. Le dopage est de type N (Phosphore) pour l'obtention d'un canal N et P (Bore) pour un canal P. Les deux couches sont alors cristallisées dans un four, sous vide, à 600°C .
- Un premier masque (masque n°2) permet de délimiter la couche active en gravant entièrement la couche de silicium dopé mais en préservant les zones drain et source.
- Après exposition à un plasma d'oxygène, puis un nettoyage de type RCA pour une interface couche active/oxyde de grille propre,
- Une couche de 60nm d'isolant SiO_2 est déposée à 450°C par la méthode APCVD en utilisant un mélange gazeux de silane SiH_4 , d'oxygène O_2 et d'azote N_2 . Un recuit thermique de l'oxyde à 600°C sous flux d'azote, permet de densifier la couche d'oxyde.
- Un deuxième masque (masque n°3) permet d'effectuer dans l'oxyde de grille des ouvertures qui constitueront les contacts drain et source.

- Finalement, un dépôt d'aluminium est évaporé sous vide. Le troisième masque (masque n°4) permet ensuite de délimiter les contacts source, drain et grille. Ce dépôt est ensuite recuit à 390°C pendant 30 minutes dans une atmosphère de forming gaz (10% H₂ et 90% N₂) pour améliorer l'interface Aluminium/Silicium polycristallin dopé.

La géométrie obtenue est représentée sur la figure (6a).

La concentration de dopant dans les contacts drain et source, est mesurée par spectroscopie de masse d'ions secondaires (SIMS) et vaut $4 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$ atomes de phosphore pour le dopage de type N et 10^{19}cm^{-3} atomes de bore pour celui de type P.

Dans un but de comparaison, certaines plaquettes de types « monocouche » sont coupées en deux parties dont l'une d'elle subit une post-hydrogénation. Cette dernière est réalisée par l'exposition des TCM à un plasma RF de 13.56MHz à une température de 300°C pendant 3 heures. Cette durée est choisie en fonction des dimensions de nos TCM (LxW=22µm x 63µm). En effet, l'hydrogénation est due à une diffusion latérale de l'hydrogène atomique dans le canal[20]. Pour les dimensions indiquées le choix du temps d'exposition est donc pris de 3 heures pour s'assurer d'une diffusion homogène de l'hydrogène dans toute la couche.

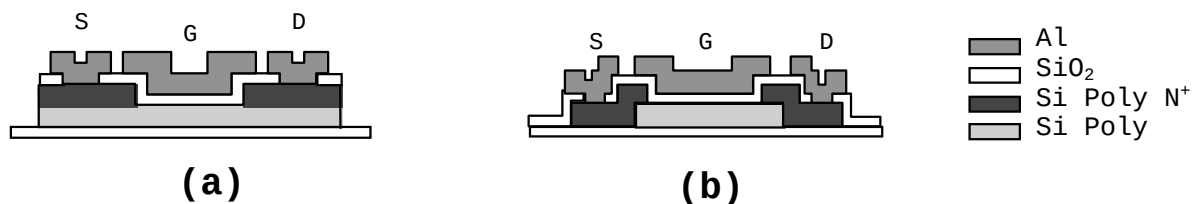


Fig. 6 : Vue transversale des structures « monocouche » (a) et « bicouche » (b) respectivement[19].

2-1-3-2 Structure bicouche[19]

- Après le dépôt d'une couche intrinsèque de a-Si d'une épaisseur de 150nm,
- Une première étape de lithographie (masque n°1) va définir la couche active du transistor
- Une couche de 150nm de silicium polycristallin dopé est ensuite déposée (dans les mêmes conditions que la première).
- La cristallisation des deux couches se fait à 600°C sous vide.
- Un deuxième masque (masque n°2) permet de définir les contacts drain et source.
- Les étapes suivantes sont identiques à celles de la méthode précédente.

La géométrie obtenue est représentée sur la figure (6b).

2-1-3-3 TCM cristallisés Laser [51]

- La première étape suivant la préparation du substrat consiste en un dépôt de 70nm de a-Si non dopé qui est ensuite cristallisé par irradiation laser,
- Un premier masque (masque n°1) permet de définir la couche active.
- Une couche de silicium dopé est déposée puis cristallisée dans un four à 600°C sous vide (recuit SPC).
- Un deuxième masque (masque n°2) délimite les contacts drains et source.
- La suite du procédé est identique aux précédents.

La géométrie obtenue est représentée sur la figure (6b). Le choix d'une épaisseur de 70nm résulte d'une meilleure maîtrise de la cristallisation pour cette épaisseur[51].

2-2 Influence des conditions de préparation sur la qualité électrique de la couche active des TCM

A travers cette étude, nous allons voir l'effet des conditions de préparation sur la qualité de la couche de silicium polycristallin à travers, la détermination de la densité d'états dans sa bande interdite, ainsi que son influence sur les paramètres électriques des transistors en couches minces (TCM) dont elle constitue la couche active. Nous commençons donc par présenter le fonctionnement des TCM ainsi que les méthodes de détermination de la densité d'états.

2-2-1 présentation du fonctionnement des TCM

Le principe du fonctionnement des transistors à effet de champ consiste à moduler par la tension de grille V_{GS} , la conduction du canal drain-source (figure 6). S'il n'y avait pas de charges piégées dans l'oxyde ou d'états pièges à l'interface oxyde/couche active, un transistor à canal N serait dans l'état bloquant (ou en régime d'inversion pour une couche active dopée) si la tension de grille est négative. Le canal ne se formerait que pour une tension de grille positive. Dans un transistor à canal N réel, le canal se forme lorsque la tension de grille est supérieure à une tension appelée tension seuil V_T .

Les principaux régimes de fonctionnement des TCM sont directement transposés de ceux du silicium monocristallin. Pour un transistor à canal N :

- Le régime linéaire :

Pour une tension drain-source V_{DS} faible ($V_{DS} < V_{GS} - V_T$), le canal a un comportement ohmique c'est à dire que sa conductance est constante. On a alors :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_{FE} C_{OX} V_{DS} (V_{GS} - V_T)$$

où $W, L, C_{OX}, \mu_{FE}, V_{GS}$ et V_T représentent respectivement la largeur et la longueur du canal, la capacité de l'oxyde, la mobilité d'effet de champ, la tension de grille, et la tension de seuil.

On définit alors :

La conductance du transistor $g_C = \left[\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right]_{V_{GS}=\text{cste}} = \frac{W}{L} \mu_{FE} C_{OX} (V_{GS} - V_T)$

et sa transconductance : $g_t = \left[\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right]_{V_{DS}=\text{cste}} = \frac{W}{L} \mu_{FE} C_{OX} V_{DS}$

- Le régime sous linéaire :

Ce régime apparaît lorsque la tension drain-source augmente, la capacité est moins polarisée côté drain. La conductance dans cette zone est alors plus faible. Elle s'annule lorsque V_{DS} vaut $V_{GS} - V_T$. C'est le pincement du canal. La tension correspondante est la tension de saturation $(V_{DS})_{SAT}$.

- Le régime de saturation :

Au-delà de la tension $(V_{DS})_{SAT}$, le point de pincement se déplace vers la source. L'excédent de tension au-delà de $(V_{DS})_{SAT}$ se retrouve aux bornes de la zone désertée côté drain dont la résistance est beaucoup plus importante que celle du canal. Le courant drain-source ne dépend pratiquement plus de V_{DS} . C'est le courant de saturation. Il s'écrit :

$$[I_{DS}]_{SAT} = \frac{W}{2L} \mu_{FE} C_{OX} (V_{GS} - V_T)^2$$

la transconductance en régime de saturation s'écrit alors :

$$[g_t]_{SAT} = \left[\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right]_{V_{DS}=\text{cste}} = \frac{W}{L} \mu_{FE} C_{OX} (V_{GS} - V_T)$$

2-2-2 Méthode de mesure des caractéristiques de transfert

Les performances des transistors en couches minces peuvent être évaluées à partir de leur caractéristique de transfert,

courant drain-source I_{DS} en fonction de la tension de grille V_{GS} . Ces mesures sont effectuées en maintenant l'échantillon dans une cage métallique sous obscurité et à température ambiante. Les contacts sont pris à l'aide de pointes positionnées par l'intermédiaire de vis micrométriques. Le matériel de mesure utilisé est un analyseur HP4155B programmable. Il comporte 2 sources de tension utilisées pour polariser la grille et le drain, la source étant à la masse. Ces tensions peuvent être fixées ou incrémentées en fixant le pas. Il comporte aussi un multimètre pour la mesure du courant drain-source par exemple.

2-2-3 Définition des paramètres électriques des transistors en couches minces

Les paramètres principaux permettant de comparer les transistors entre eux et de juger de leur performance sont déterminés à partir de la caractéristique de transfert I_{DS} en fonction de V_{GS} . Nous en présentons un exemple sur la figure (12) en échelle semilogarithmique et en échelle linéaire. Ces paramètres sont, la pente sous le seuil, la tension de seuil, la mobilité d'effet de champ et le rapport I_{ON}/I_{OFF} . Souvent, ces paramètres ont plusieurs définitions. Nous ne présenterons que celles que nous utilisons.

2-2-3-1 Pente sous le seuil

La pente sous le seuil représente la plus forte pente de la fonction de transfert I_{DS} en fonction de V_{GS} représentée en échelle logarithmique. Il est d'usage de représenter son inverse S en Volts par décade (V/dec).

$$S = \left[\frac{\partial \log_{10}(I_{DS})}{\partial V_{GS}} \right]_{V_{DS}=Cst}^{-1}$$

Ce paramètre correspond à un régime de transition de la conduction du transistor, entre le régime de déplétion et le régime d'accumulation de charges dans le canal. Il est donc plus faible pour les bons transistors et indique la facilité que possède la tension de grille à former un canal de conduction. Il dépend donc fortement de la densité de défauts dans la couche active et aussi de l'état de l'interface oxyde-couche active.

2-2-3-2 Tension de seuil

La tension de seuil est déterminée en régime linéaire. C'est l'abscisse à l'origine de la partie linéaire de la courbe I_{DS} en fonction de V_{GS} correspondant à la plus grande pente. Physiquement, elle correspond à la tension V_{GS} pour laquelle on peut considérer que le canal du transistor devient conducteur.

2-2-3-3 Mobilité d'effet de champ

Elle est déterminée à partir de la transconductance en régime linéaire où :

$$\mu_{FE} = g_t \frac{L}{W} \frac{1}{C_{OX}} \frac{1}{V_{DS}} = \left[\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right]_{V_{DS}=cste} \cdot \frac{L}{W} \frac{1}{C_{OX}} \frac{1}{V_{DS}}$$

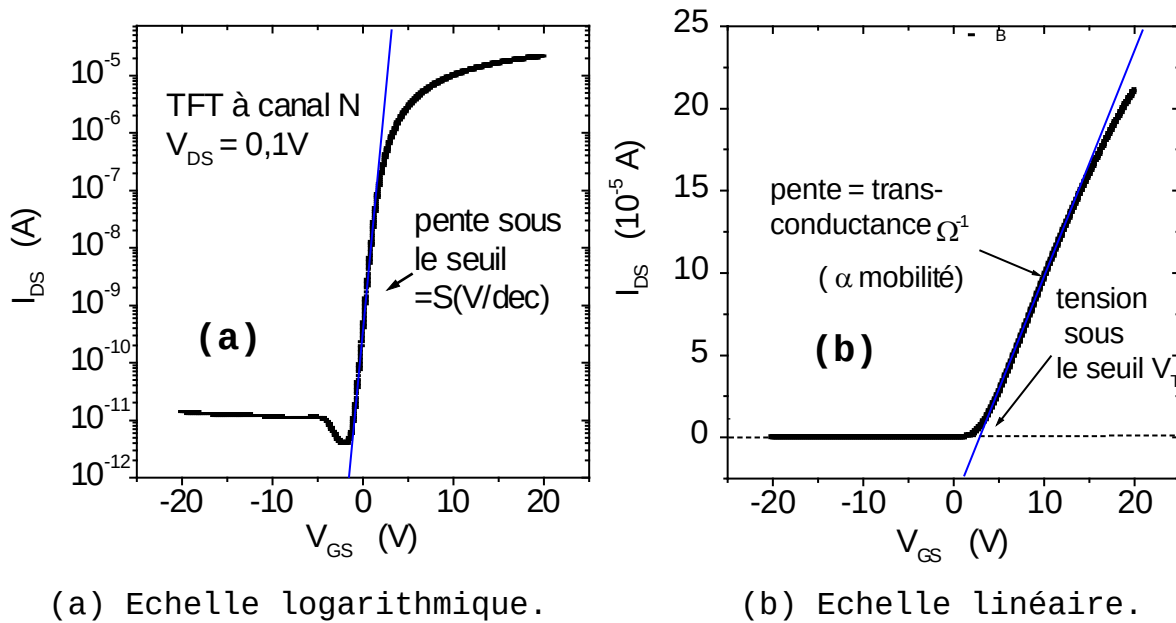


Fig.12 : Exemple de caractéristique de transfert

2-2-3-4 Rapport I_{ON}/I_{OFF}

Ce paramètre correspond au rapport entre le courant passant et le courant bloquant. Ce rapport doit être le plus élevé possible pour obtenir des TCM performants. Il est déterminé soit par le rapport entre les courants I_{DS} aux tensions grille-source +20V et -20V, soit par le rapport entre le courant I_{DS} à +20V et le courant minimum I_{min} de la caractéristique de transfert.

2-2-4 Méthode de calcul de la densité d'états du silicium polycristallin

Les transistors en couches minces voient leurs propriétés limitées du fait de la présence de défauts dans les joints de grain essentiellement. C'est une des plus importantes limitations à leur utilisation pour des applications électroniques. Il est alors important de caractériser quantitativement ces défauts. Plusieurs méthodes existent comme l'étude des courants transitoires des porteurs de charge en fonction de la température (Deep level transient spectroscopy (DLTS))[58] ou les mesures d'absorption optique. Nous utiliserons ici deux méthodes se basant sur la transconductance des transistors :

- l'une d'elle considère le matériau formé d'une chaîne de grains monocristallins et dont les défauts sont situés dans les joints de grain, c'est le modèle de Levinson [12],
- l'autre suppose les grains suffisamment petits pour que le matériau soit considéré comme homogène. C'est la méthode incrémentale de Suzuki [49].

2-2-4-1 Modèle de Levinson

Levinson[12] a développé un modèle de conductivité pour les transistors en couches minces de silicium polycristallin basé sur les modèles de Seto[9] et Baccarani[11] que nous avons exposé dans le premier chapitre. Nous rappelons pour les TCM à canal N, l'expression de la conductivité dans le cas où les grains ne sont que partiellement désertés, c'est-à-dire que la concentration d'électrons libres est supérieure à la concentration critique N_T/L_G . Pour de faibles tensions drain :

$$\sigma = q n_0 \mu_0 \exp(-E_B / k_B T) \quad \text{où} \quad \mu_0 = \frac{q L_G V_C}{k_B T} \quad \text{et} \quad \text{où} \quad E_B = \frac{q^2 N_T^2}{8 \epsilon n_0}$$

Le courant à l'état bloquant s'écrit :

$$I_L = q \frac{W}{L} d n_0 \mu_0 V_{DS} \exp(-E_B / k_B T)$$

où on rappelle que n_0 est la concentration d'électrons libres dans le grain, et W et L sont les largeur et longueur du canal respectivement, d l'épaisseur de la couche active et E_B la hauteur de barrière aux joints de grain.

Lorsqu'on applique une tension de grille positive dans le but de créer un canal N, cette expression reste valable si l'on remplace d par l'épaisseur du canal t et n_0 par la nouvelle concentration d'électrons libres dans le canal N.

$$I_{DS} = q \frac{W}{L} t n \mu_0 V_{DS} \exp\left(-\frac{q^2 N_T^2}{8 \epsilon n k_B T}\right)$$

Cette nouvelle concentration d'électrons libres peut s'écrire $n = n_0 + n_G$ où n_G est la concentration induite par la tension de grille. D'après Levinson[12], elle s'écrit $n_G = \frac{C_{OX}}{q t} V_{GS}$.

En tenant compte des charges piégées dans l'oxyde :

$$n_G = \frac{C_{OX}}{q t} (V_{GS} - V_{FB}) .$$

où V_{FB} est la tension de bande plate.

En considérant que la concentration d'électrons induite par la tension de grille est plus importante que la concentration initiale, l'expression du courant drain-source devient :

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_0 V_{DS} C_{OX} (V_{GS} - V_{FB}) \exp\left(-\frac{q^3 N_T^2 t}{8 \epsilon k_B T C_{OX} (V_{GS} - V_{FB})}\right)$$

L'expression du courant drain est analogue à celle du transistor monocristallin avec cependant une activation thermique par la hauteur de barrière intergranulaire. Cette hauteur de barrière dépend elle-même de grandeurs physiques propres à la couche semiconductrice, à l'isolant, et à l'interface isolant/couche active.

2-2-4-2 Méthode incrémentale de Suzuki [49]

Le silicium polycristallin n'étant pas homogène, la résolution de l'équation de Poisson devrait se faire tridimensionnellement. Pour la simplifier, on considère d'abord que le silicium polycristallin est constitué de la juxtaposition de grains de longueur L_G . L'ensemble de ses défauts sont situés aux joints de grain. On peut alors réduire cette équation à 2 dimensions car la largeur du canal est très grande devant la taille des grains ($W \gg L_G$). Le problème peut encore se réduire à une dimension si la surface moyenne d'un grain dans le plan horizontal est très inférieure à la surface totale du transistor. C'est pratiquement toujours le cas pour nos échantillons ($W \cdot L = 60 \mu m \cdot 22 \mu m$ et $L_G \sim 0,1 \mu m$).

2-2-4-2-1 Expression de la conductance du canal

On définit $\psi(x)$ comme le potentiel lié à la courbure de bande dans la zone de charge d'espace, perpendiculairement à la jonction oxyde-silicium (figure 13). Il représente la

différence $V(x)-V(\infty)$ entre les potentiels électrostatiques à l'abscisse x et loin de l'interface oxyde-silicium dans la région de bande plate. L'équation de Poisson s'écrit en fonction de ce potentiel sous la forme :

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{Si}}$$

où $\rho(x)$ est la densité de charge locale.

En régime de faible accumulation où l'on peut négliger la densité de charges libres par rapport à la densité de charges piégées, la densité de charges dans l'approximation de température nulle s'écrit alors :

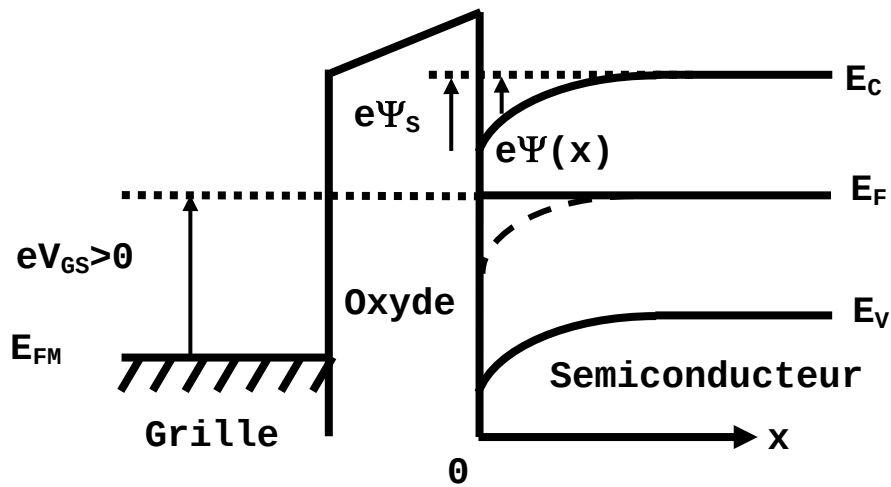


Fig.13 : Diagramme de bande de la structure MOS d'un TCM à canal N en régime d'accumulation

$$\rho(x) = -e \int_{E_{F0}}^{E_{F0}+e\psi(x)} N(E) dE$$

E_{F0} est le niveau de Fermi loin de l'interface oxyde/semiconducteur.

En multipliant l'équation de Poisson par $2 \frac{d\psi}{dx}$ et en intégrant le résultat, de part et d'autre, entre $x=0$ et $x=d$ où d est l'épaisseur de la couche active, et en supposant qu'on atteint en $x=d$ la situation de bande plate c'est à dire que le champ électrique $\left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=d} = 0$ on obtient :

$$\left[\left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0} \right]^2 = \frac{2}{\epsilon_{Si}} \int_0^{e\psi_s} d(e\psi) \int_{E_{F0}}^{E_{F0}+e\psi_s} N(E) dE$$

Ψ_s est la différence $V(0)-V(\infty)$ c'est le « potentiel de surface ».

En dérivant deux fois cette expression par rapport à $e\Psi_s$ on a [49,50] :

$$N(E_{F0} + e\Psi_s) = \frac{\epsilon_{Si}}{2} \frac{\partial^2}{\partial (e\Psi_s)^2} \left[\left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0} \right]^2$$

Cette relation est très importante puisqu'elle va permettre, en faisant varier la courbure de bande par le biais de la tension de grille, de déterminer la densité d'états à chaque énergie ($E_{F0} + e\Psi_s$) si l'on connaît la dépendance entre le champ électrique à l'interface $\left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0}$ et Ψ_s .

Le champ électrique à la surface en l'absence d'états de surface peut s'écrire :

$$-E(0) = \left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{Si}} \frac{V_{OX}}{d_{OX}} = -\frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{Si}} \frac{(V_{GS} - V_{FB} - \Psi_s)}{d_{OX}} \quad (1)$$

La dérivée seconde de ce terme peut se calculer si on connaît la relation entre la tension grille-source V_{GS} et Ψ_s . Nous explicitons cette relation ci-dessous.

Relation entre V_{GS} et Ψ_s par le calcul de la conductance du canal :

La conductance du canal se calcule en intégrant la conductivité sur toute l'épaisseur de la couche active polycristalline.

$$G = \frac{W}{L} \int_0^d \sigma(x) dx$$

En considérant un transistor à canal N la conductivité s'écrit $\sigma(x) = e n(x) \mu_n$.

La figure (13) permet de voir que

$$n(x) = N_C \exp\left(-\frac{E_C(x) - E_F}{k_B T}\right) = N_C \exp\left(-\frac{(E_C(\infty) - E_F) - e\psi(x)}{k_B T}\right) = n_0 \exp\left(\frac{e\psi(x)}{k_B T}\right)$$

où n_0 est la concentration électronique en bande plate.

La conductance vaut donc :

$$G = \frac{W e n_0 \mu_n}{L} \int_0^d \exp\left(\frac{e\psi(x)}{k_B T}\right) dx$$

La conductance en bande plate s'écrivant $G_0 = \frac{W e n_0 \mu_n}{L} d$, on a :

$$G = \frac{G_0}{d} \int_0^d \exp\left(\frac{e\psi(x)}{k_B T}\right) dx$$

En faisant le changement de variable $x \rightarrow \psi(x)$ on a alors :

$$G = \frac{G_0}{d} \int_0^{\psi_s} \frac{\exp\left(\frac{e\psi}{k_B T}\right)}{\frac{d\psi}{dx}} d\psi$$

2-2-4-2-2 Détermination de la densité d'états de la couche active par la méthode incrémentale de Suzuki

En dérivant par rapport à ψ_s les deux termes de l'expression précédente on obtient :

$$\frac{dG}{d\psi_s} = \frac{G_0}{d} \frac{\left(\exp\left(\frac{e\psi_s}{k_B T}\right) - 1 \right)}{\left. \frac{d\psi}{dx} \right|_{x=0}}$$

En remplaçant le champ électrique à la surface par son expression en (1) on obtient :

$$d\psi_s = \frac{dG}{G_0} \frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{Si}} \frac{d}{d_{OX}} \frac{(V_{GS} - V_{FB} - \psi_s)}{\exp\left(\frac{e\psi_s}{k_B T}\right) - 1} \quad (2)$$

La construction de la fonction ψ_s de V_{GS} se fait par incrémentation, la relation précédente s'écrivant :

$$\psi_{S(i+1)} - \psi_{S(i)} = \frac{G_{(i+1)} - G_{(i)}}{G_0} \frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{Si}} \frac{d}{d_{OX}} \frac{V_{GS(i)} - V_{FB} - \psi_{S(i)}}{\left(\exp\left(\frac{e\psi_{S(i)}}{k_B T}\right) - 1 \right)} \quad (2 \text{ bis})$$

Les valeurs de la conductance G sont tirées de la caractéristique de transfert $I_{DS}=f(V_{GS})$. L'initialisation se fait à partir de $\psi_s=0$ pour $V_{GS}=V_{FB}$.

Détermination du premier terme $\psi_s(1)$:

Du fait de l'indétermination pesant sur le premier terme $\psi_s(1)$, celui-ci se calcule en effectuant un développement limité de ψ_s au voisinage de zéro : $\psi_s = a.V_{GS} + o(V_{GS}^2)$. L'équation (2) devient alors :

$$a dV_{GS} = \frac{dG}{G_0} \frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{Si}} \frac{d}{d_{OX}} \frac{(1-a)}{\frac{ea}{k_B T}}$$

En résolvant cette équation en a , le premier terme de ψ_s s'écrit :

$$\psi_s(1) = dV_{GS} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{4}{\alpha}} \right] \frac{\alpha}{2} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{dG}{G_0} \frac{\epsilon_{OX}}{\epsilon_{Si}} \frac{d}{d_{OX}} \frac{k_B T}{ea dV_{GS}}$$

Après la détermination de $\psi_s(1)$, l'équation (2 bis) permet de construire de proche en proche, la fonction ψ_s pour chaque valeur de V_{GS} . L'expression (1) permet alors le calcul du champ électrique de surface en fonction de V_{GS} donc en fonction de ψ_s . Nous en déduisons alors la densité d'états dans la partie supérieure de la bande interdite de la couche active. La densité d'états de la moitié inférieure de la bande interdite s'obtient en effectuant le même traitement sur un transistor fabriqué dans les mêmes conditions mais à canal P (les contacts drain et source sont alors dopés P).

2-2-5 Influence de la qualité électrique de la couche active sur les paramètres électriques des TCM

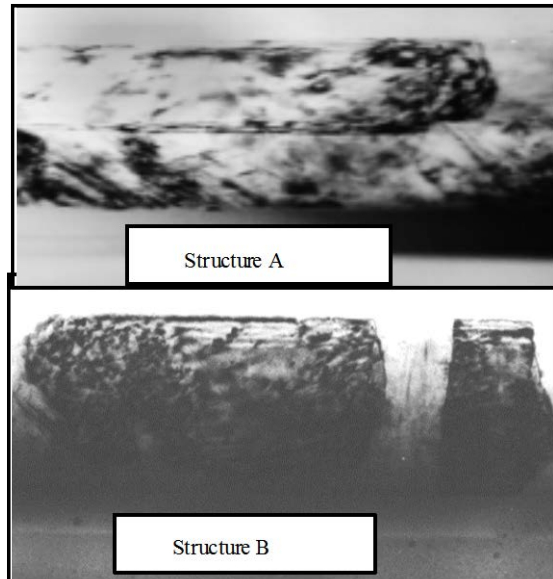
2-2-5-1 Effet de la configuration des TCM de silicium polycristallin

Les conditions de fabrication des TCM ont été décrites précédemment. Nous rappellerons simplement que :

- dans les TCM à canal N les contacts drain et source sont dopés au phosphore,
- dans les TCM à canal P les contacts drain et source sont dopés au bore,
- dans les structures « monocouche » (structure B) la couche dopée servant à définir les régions drain et source, est déposée dans la continuité de la couche active, par ouverture d'une vanne de phosphine (diborane) et donc sans interruption du vide.
- dans les structures « bicouche » (structure A) les régions drain et source sont déposées après dépôt, cristallisation (SPC) et gravure de la couche active. Il y a donc eu cassure du vide.

La figure (14) permet une comparaison de l'état de l'interface couche active/contact (drain ou source) obtenue par chacune de ces deux méthodes de dépôt à travers des photographies prises au Microscope Electronique à Transmission (MET) [19], et

présentant une coupe transversale de la structure. Alors que l'interface entre la couche active et les contacts drain et source est nette pour la structure bicouche, elle est beaucoup plus diffuse dans la structure monocouche.



Silicium polycristallin dopé N

Silicium polycristallin non dopé

Structure A

Silicium polycristallin dopé N

Silicium polycristallin non dopé

Structure B

Fig.14 : Vues transversales des échantillons cristallisés en phase solide dans les structures « bicouche » (A) et « monocouche » (B) [19]

La présence d'une interface supplémentaire dans la structure bicouche indique une interruption de l'empilement, responsable de la présence de défauts supplémentaires dans cette région.

2-2-5-2 Paramètres électriques des TCM : effet de la pression de dépôt de la couche active

Le tableau ci-dessous résume quelques paramètres électriques des TCM à canal N comme la pente sous le seuil S et la mobilité d'effet de champ μ_{FE} obtenues pour différentes pressions de dépôt et ce, pour les 2 structures définies ci-dessus.

Tableau V : Caractéristiques électriques de TCM selon leurs conditions de fabrication

Structure	P(Pa)	S(V/dec)	μ_{FE} (cm ² /V.s)
Bicouche (A)	10	1,3	33
	30	1,2	42
	90	1,1	53
Monocouche (B)	90	0,7	100

L'incertitude due à la reproductibilité du procédé et aux erreurs expérimentales de détermination étant de l'ordre de 10%, ces résultats montrent que les TCM sont d'autant meilleurs que la pression de dépôt de la couche active est élevée. En effet, la qualité des couches de silicium

polycristallin cristallisées en phase solide dépend essentiellement de celle du matériau amorphe juste avant la croissance des grains. Les couches ont de meilleures propriétés électroniques quand elles sont déposées à haute pression[3,19,20]. Ce qui explique finalement la meilleure qualité des TCM fabriqués à relativement haute pression. Sa limitation à 90Pa est due au fait qu'au delà il y a risque de pulvérisation dans le réacteur. Pour une pression de 90Pa, les TCM de structure monocouche ont de bien meilleurs paramètres électriques que ceux de structure bicouche. Ceci est certainement lié au fait que l'interface couche active/contact drain ou source est plus accidentée dans la structure bicouche. Une meilleure qualité de la couche active et des interfaces induit une meilleure mobilité des électrons libres.

2-2-5-3 Comparaison de la qualité des différents matériaux relativement à leur densité d'états

2-2-5-3-1 Modèle de Levinson

Nous rappelons que dans le modèle de Levinson, lorsque la concentration de porteurs libres dans le canal est supérieure à la concentration critique N_T/L_G , le courant I_{DS} s'écrit:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_0 V_{DS} C_{OX} (V_{GS} - V_{FB}) \exp\left(-\frac{q^3 N_T^2 t}{8 \varepsilon k_B T C_{OX} (V_{GS} - V_{FB})}\right)$$

Les courbes $I_{DS}/(V_{GS} - V_{FB})$ en fonction de $1/(V_{GS} - V_{FB})$ devraient être linéaires en échelle semi-logarithmique. Un exemple de l'application de ce modèle est présenté sur la figure (15) pour différentes structures et pour différentes pressions de dépôt de la couche active.

Dans ce calcul, la tension de bande plate V_{FB} a été prise au minimum de courant de la caractéristique de transfert $I_{DS}=f(V_{GS})$ (figure 16). La précision de cette méthode est discutée un peu plus loin dans le paragraphe relatif à la détermination de la densité d'états (2-2-5-3-2). Nous pouvons voir sur cette figure (15) que pour tous les matériaux étudiés, cette courbe présente une zone linéaire dont la pente est d'autant plus faible que la pression est élevée ou que l'interface contacts-couche active est propre.

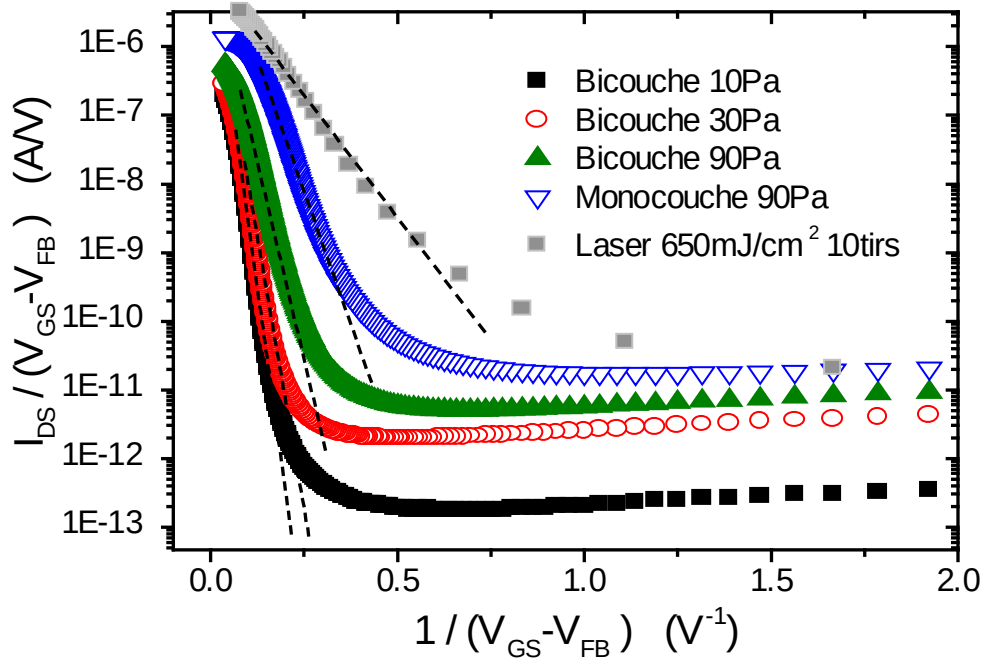


Fig.15 : Application du modèle de Levinson pour des TCM réalisés dans des conditions différentes.

Elle est donc d'autant plus faible que le matériau est de bonne qualité. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'elle est précisément proportionnelle à N_T^2 où N_T est la densité d'états aux joints de grain. Nous pouvons aussi constater que le domaine de linéarité apparaît à de plus faibles tensions ($V_{GS} - V_{FB}$) pour les matériaux de bonne qualité. Ceci montre que dans ces couches, peu de porteurs libres sont piégés, et donc leur concentration devient plus rapidement supérieure à la concentration critique lorsque V_{GS} augmente. Ce qui indique une concentration critique N_T/L_G plus faible pour ces matériaux. A titre de comparaison, nous pouvons voir que ces effets sont encore plus marqués sur une couche cristallisée laser : Le domaine de linéarité de la courbe est plus étendu et la pente est plus faible. Cette méthode de cristallisation montre en effet une qualité cristalline des grains supérieure à celle des grains obtenus par cristallisation SPC.

Nous pouvons donc voir que cette méthode est sensible, à la qualité des couches et à l'état des interfaces. Elle permet donc une rapide comparaison des TCM. Pour des renseignements plus quantitatifs, nous optons pour la méthode de Suzuki.

2-2-5-3-2 Méthode incrémentale de Suzuki

Les couches polycristallines à petits grains (dont la surface est faible comparée à la surface $W \cdot L$ de la couche active) et présentant des défauts à l'intérieur même des grains (comme c'est le cas pour nos couches déposées et cristallisées à basse température $\leq 600^\circ\text{C}$) peuvent être considérées comme homogènes avec une densité d'états volumique moyenne comprenant les états situés dans les joints de grain et les états internes aux grains. Elle est déterminée à partir de la transconductance des TCM. Le modèle utilisé suppose une densité d'états de surface nulle. La transconductance étant en réalité contrôlée par la courbure de bande à l'interface oxyde/canal, la densité d'états déterminée provient des contributions des états de volume et de surface. Pour éviter une complication du problème, la densité d'états est déterminée pour une profondeur du canal à peu près constante, c'est à dire dans les conditions d'une faible tension drain-source ($V_{DS} = 0,1\text{V}$). Un paramètre important pour la détermination de cette densité d'états est la tension de bande plate V_{FB} . Elle correspond à la tension de grille qu'il faut appliquer pour que la jonction MOS soit en configuration de bande plate. Elle dépend du métal, de l'oxyde, et des états à l'interface oxyde/semiconducteur. Son influence est importante sur le calcul des premiers termes de la fonction $\psi_s = f(V_{GS})$. Nous la définissons comme la tension de grille pour laquelle le courant drain source est minimum dans la caractéristique de transfert $I_{DS} = f(V_{GS})$. Nous la comparons ci-dessous à celle déterminée par une autre méthode plus précise mais plus longue à mettre en œuvre appelée « méthode de la température »[50,20]

- Comparaison de la tension de bande plate avec celle obtenue par la méthode de la température.

Fortunato *et al* [50] proposent une variante de la méthode incrémentale pour la détermination de la densité d'états de la couche active se basant sur la même équation (2). C'est « la méthode de la température ». Elle a comme inconvénient sa lourdeur expérimentale. Mais son avantage est la détermination précise de la tension de bande plate. Nous ne développerons pas de façon détaillée cette méthode, mais nous comparerons la valeur de la tension de bande plate qu'on en déduit avec celle correspondant au minimum de la caractéristique de transfert, méthode que nous utilisons.

La méthode de la température se base sur la mesure des caractéristiques de transfert à plusieurs températures. On relève les courbes I_{DS} en fonction de V_{GS} à plusieurs températures. On trace ensuite dans la représentation d'Arrhénius, pour un même V_{GS} le courant I_{DS} en fonction de la

température. On détermine alors l'énergie d'activation du courant I_{DS} par la pente de la droite $\text{LOG}(I_{DS})=f(1/T)$. Cette énergie représente la quantité $(E_{F0} - e\psi_S)$. C'est une autre façon de construire la fonction $\psi_S = f(V_{GS})$. Le reste du traitement pour la détermination de la densité d'états reste identique à la méthode incrémentale de Suzuki.

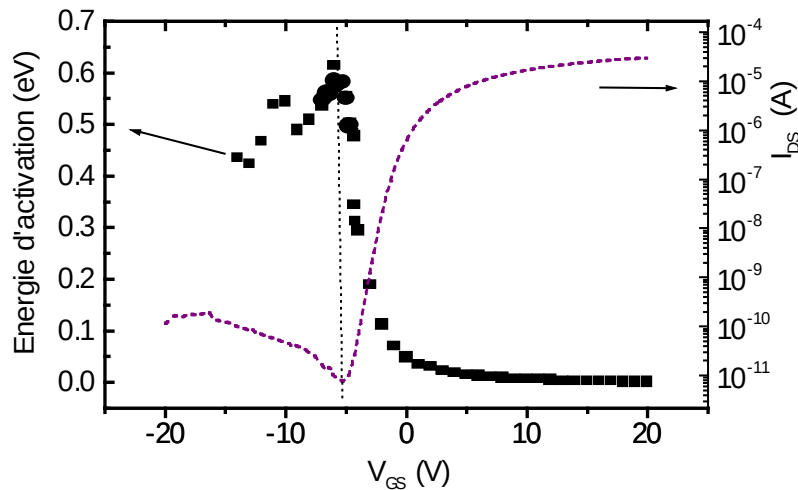


Fig.16 : Energie d'activation en fonction de la tension de grille pour un TCM de type N.

Un exemple de l'évolution de l'énergie d'activation de la transconductance pour un TCM à canal N en fonction de la tension de grille est représenté dans la figure (16). L'énergie d'activation passe par un maximum avant de décroître fortement en régime d'accumulation. La tension de bande plate V_{FB} est définie comme la tension de grille correspondant au maximum de l'énergie d'activation, là où le transport dans le canal passe d'une conduction par électron $V_{GS} > V_{FB}$ à une conduction par trous $V_{GS} < V_{FB}$. Dans l'exemple ci-dessus, ce maximum est situé à $V_{GS} = -5,6V$. cette valeur est légèrement plus faible que celle obtenue au minimum de la caractéristique de transfert et qui est $-5,3V$. De façon assez générale, la position exacte de la tension de bande plate V_{FB} déterminée par le maximum de l'énergie d'activation, correspond sur la caractéristique de transfert à la position du point d'inflexion de la décroissance du courant inverse (dans le sens croissant des tensions de grille, pour un TCM à canal N). Ce point d'inflexion caractérise la position pour laquelle le courant de trous décroît pendant que le courant d'électrons commence à augmenter. N'étant pas toujours aisé à déterminer, nous pensons que l'on ne fait pas une grosse erreur en prenant comme valeur de tension de bande plate la tension de grille correspondant au minimum du courant $I_{DS}=f(V_{GS})$.

La figure (17) représente un exemple de profil de densité d'états obtenu sur 2 types de TCM fabriqués dans les mêmes conditions sauf que l'un est à canal N et l'autre à canal P. La couche active est identique dans les 2 types de TCM. L'un permet de sonder la moitié supérieure de la bande interdite et l'autre la moitié inférieure. Notons qu'il faut prendre avec précaution les résultats obtenus au voisinage des bandes étendues car pour ces tensions de grille la concentration de porteurs libres ne peut plus être négligée comme dans les hypothèses de base de la méthode de Suzuki.

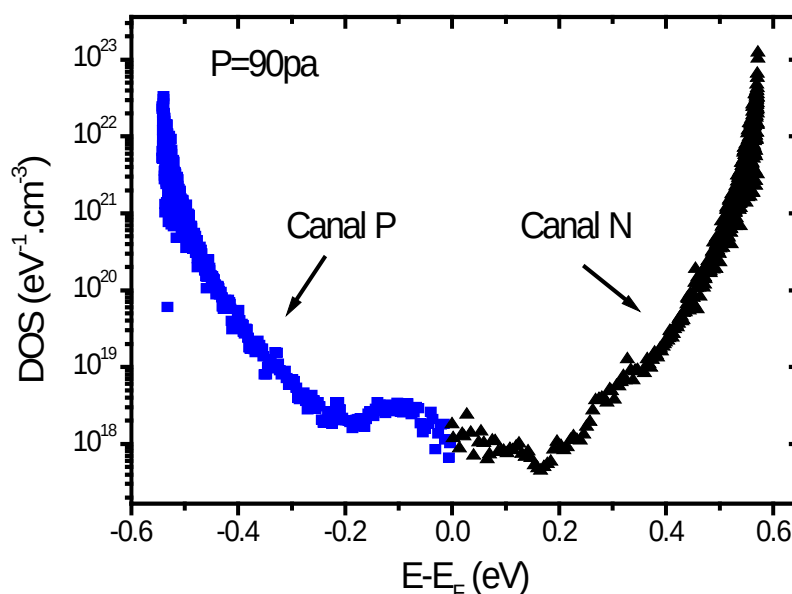


Fig.17 : Exemple de profil de densité d'états obtenue par la méthode de Suzuki[49].

Néanmoins nous pouvons apercevoir des queues de bande d'allure à peu près exponentielle, caractéristiques du désordre géométrique dans le matériau. Nous trouvons près des états étendus des pentes des queues de bande d'environ 40meV et de 26meV pour la queue de bande de valence et de conduction respectivement. Les bandes d'états autour du niveau de Fermi voisines de $10^{18} \text{ eV}^{-1}.\text{cm}^{-3}$ sont certainement dues aux liaisons pendantes.

La figure (18) montre le profil de densité d'états pour plusieurs matériaux. Nous y constatons que la queue de bande de conduction ainsi que la densité d'états profonds décroissent lorsque la qualité du matériau augmente. Comme prévu, la cristallisation laser tend à diminuer la densité d'états intra et inter-granulaire. L'effet de l'interface peut être vu pour les 2 couches déposées à 90Pa dont l'une est une bicouche et l'autre monocouche. Dans la structure bicouche, la

présence d'interfaces supplémentaires conduit à augmenter la densité d'états moyenne.

Notons que la position du niveau de Fermi est variable selon les matériaux car elle dépend de la densité de défauts dans la bande interdite du silicium et de l'équilibre entre ces états.

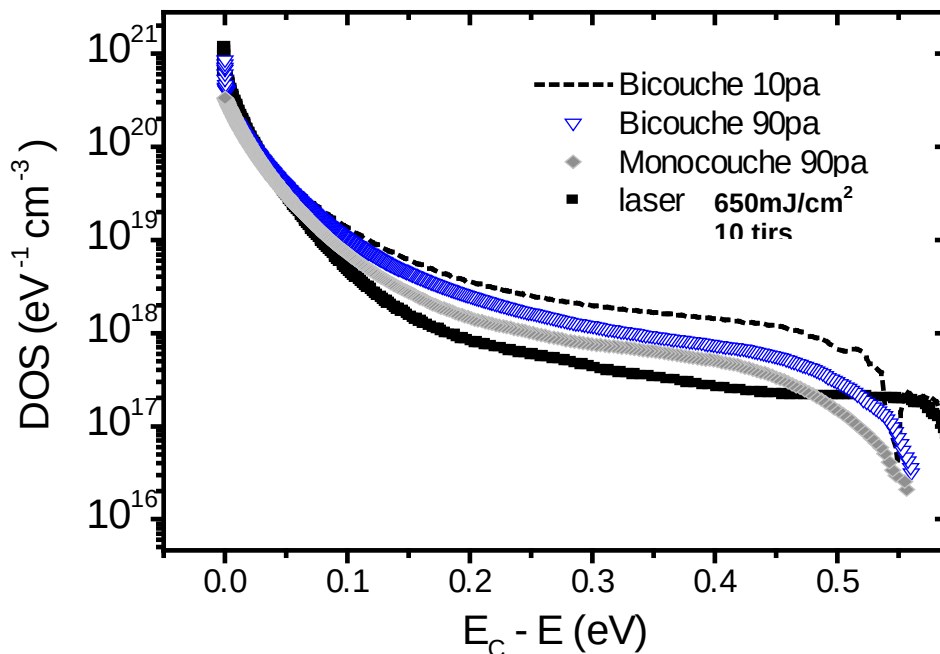


Fig.18 : Profil de densité d'états obtenu sur des TCM à canal N pour différents types de matériaux

2-2-5-4 Effet de l'hydrogène

Dans les structures à base de silicium, l'étape d'hydrogénation est utilisée en vue de passiver les défauts qui peuvent apparaître dans les zones désordonnées comme les interfaces, les joints de grains et même l'intérieur des grains pour les matériaux cristallisés à basse température (<600°C). Nous allons donc voir l'effet de cette étape sur les performances de nos TCM. Nous étudierons ensuite son influence sur leur stabilité.

L'hydrogénation des structures est menée après leur réalisation. Ainsi, une fois le procédé de fabrication des TCM terminé, la plaquette de verre est coupée en deux parties dont l'une est exposée à un plasma radiofréquence (13,56MHz) à une température de 300°C. la durée de l'exposition dépend de la géométrie des TCM et en particulier de la longueur du canal. En effet, l'hydrogénation est due à une diffusion latérale de l'hydrogène atomique le long du canal[20]. Vu les dimensions de nos échantillons ($W \times L = 60\mu\text{m} \times 22\mu\text{m}$), la durée d'exposition choisie est de 3 heures.

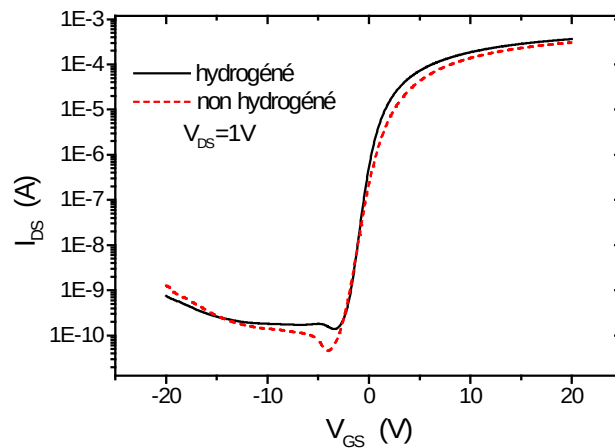


Fig.19 : Effet de l'hydrogène sur la caractéristique de transfert de TCM à canal N

L'effet de l'hydrogénation sur la caractéristique de transfert des TCM à canal N est présenté sur la figure (19). On peut y voir une augmentation du courant de saturation et une diminution de la pente sous le seuil c'est à dire un redressement de la caractéristique. Le courant inverse est aussi sensible à l'hydrogénation. Il augmente aux moyennes polarisations inverses du fait de l'amélioration de la conduction dans le canal. Aux fortes polarisations inverses (de -18V à -20V), le courant de fuite diminue légèrement. La figure (20) met en évidence l'effet de l'hydrogénation sur la densité d'états de TCM à canal N. Dans la mesure où l'on peut apprécier la densité d'états au niveau de la queue de bande de conduction, l'hydrogène semble avoir un léger effet

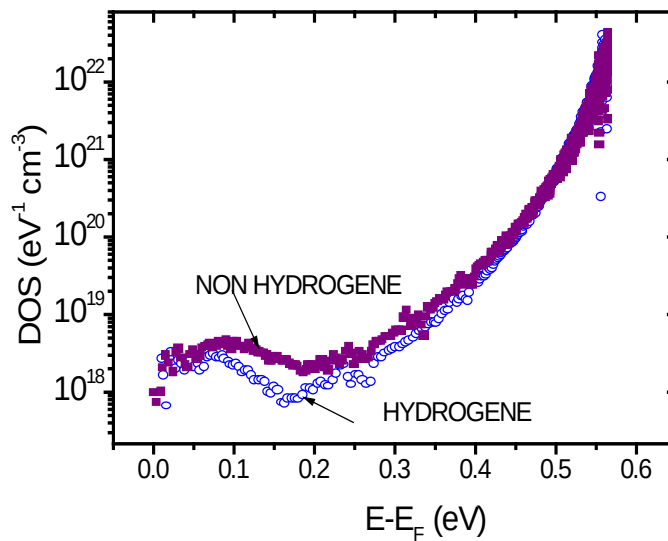


Fig.20 : Effet de l'hydrogénation sur les TCM à canal N

sur la relaxation du matériau c'est à dire sur la guérison des défauts géométriques comme les distorsions d'angles et de longueurs de liaison.

On peut voir d'autre part que ce sont les niveaux les plus profonds qui subissent l'effet de l'hydrogénation. A 0,16eV au-dessus de E_F par exemple, là où l'écart est le plus important, la densité d'états décroît de la valeur $2,5 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ à $7,3 \cdot 10^{17} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$. L'hydrogène semble donc avoir guéri une partie des liaisons pendantes. L'effet de l'hydrogène n'est cependant pas aussi spectaculaire que dans le silicium amorphe.

2-2-5-5 Cristallisation laser

Du point de vue industriel, la cristallisation laser est très intéressante car elle est très rapide comparée à la cristallisation en phase solide (SPC). Par cette méthode, la cristallinité des couches est meilleure. Les grains sont moins defectueux. Leur taille dépend de l'énergie du faisceau laser et son uniformité peut être obtenue en augmentant le nombre de tirs. Son principal inconvénient est la présence de rugosités à la surface des couches, d'autant plus importantes que les grains sont grands.

Les conditions de préparation des TCM de cette étude sont présentées au chapitre précédent. Nous rappellerons juste que la couche active de ces TCM a été cristallisée à l'aide d'un laser Excimer XeCl de 308nm, à des énergies comprises entre 450 et 600mJ/cm² et que l'épaisseur de cette couche a été prise égale à 70nm contre 150nm pour la cristallisation SPC pour assurer une bonne maîtrise de la cristallisation.

Des photographies prises au Microscope Electronique à Transmission (MET) montrent une vue transversale de ces couches de silicium polycristallin non dopé, cristallisées à différentes énergies et pour un tir. Elles sont représentées sur la figure (21).

Nous pouvons y voir une augmentation de la taille des grains lorsque l'énergie du tir augmente sauf pour 600mJ/cm² énergie pour laquelle la taille des grains devient plus petite. L'augmentation de l'énergie du tir conduit à une augmentation de l'épaisseur de la zone fondue et de sa durée de fusion. Ce qui entraîne la destruction d'un nombre de germes de plus en plus important. Le nombre de sites de nucléation concurrentiels décroissant ainsi avec l'énergie du tir, la phase de cristallisation conduit à des grains de plus en plus larges.

La couche cristallisée à une énergie de 550mJ/cm² présente les plus grands grains. Cette énergie semble être proche de l'énergie critique qui correspond à une fusion complète de la couche de silicium polycristallin et à la croissance des plus grands grains.

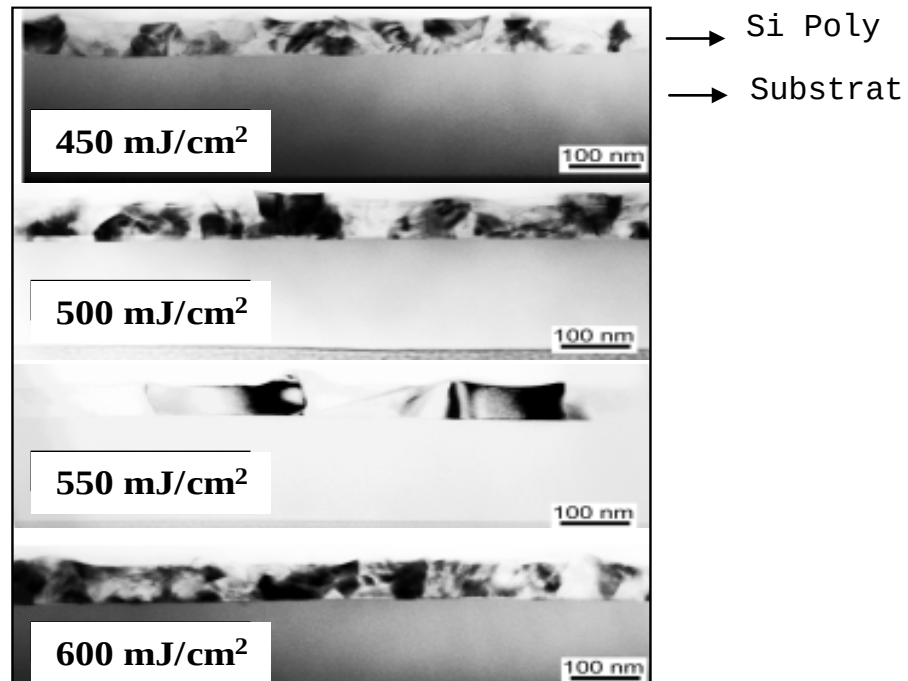


Fig.21 : Photographie au Microscope Electronique à Transmission (MET) de la section transversale de couches de silicium polycristallin non dopé cristallisées à différentes énergies par le laser Excimer.

L'énergie de 600 mJ/cm^2 semble avoir dépassé cette énergie critique. En effet, les grains deviennent plus petits. Ceci peut être dû au fait que la destruction d'un nombre de germes plus important est responsable de leur éloignement. Un écart trop important entre deux germes ne conduit pas à de très larges grains. La forte densité d'énergie supérieure à celle nécessaire pour fondre l'épaisseur de la couche est responsable de la nucléation homogène de la couche avant la jonction de deux grains voisins et donc de la croissance dans certaines zones de grains plus étroits.

La figure (18) permet d'apprécier la différence entre la densité d'états moyenne des couches cristallisées SPC et celle cristallisée laser. Si nous comparons cette dernière à celle de la monocouche à 90 Pa , nous pouvons voir que la queue de bande de conduction n'a pratiquement pas changé alors que la densité d'états profonds a diminué. A $0,40 \text{ eV}$ de la bande de conduction, là où l'écart semble le plus important, la densité d'états passe de $4,9 \cdot 10^{17} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ pour la monocouche à $2,6 \cdot 10^{17} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ pour celle cristallisée laser. L'énergie de Fermi de cette dernière semble aussi plus profond dans la bande interdite.

L'influence de l'énergie du tir sur la structure peut être mise en évidence à partir de l'utilisation du modèle de conduction de Levinson. La figure (22) montre des

représentations Levinson pour des TCM dont la couche active a été cristallisée à 450, 500 et 550 mJ/cm². La zone linéaire, où le modèle de Levinson est applicable, est plus étendue pour les grandes énergies. Par ailleurs la pente de la zone linéaire, proportionnelle au carré de la concentration de défauts N_T dans ce modèle, diminue quand l'énergie du tir laser augmente. Nous remarquons toujours dans la figure (22) l'écart important entre les 2 courbes 450 et 500 mJ/cm² et la courbe 550 mJ/cm². Cet écart important est directement lié à celui existant entre les structures de grains observées en figure (21).

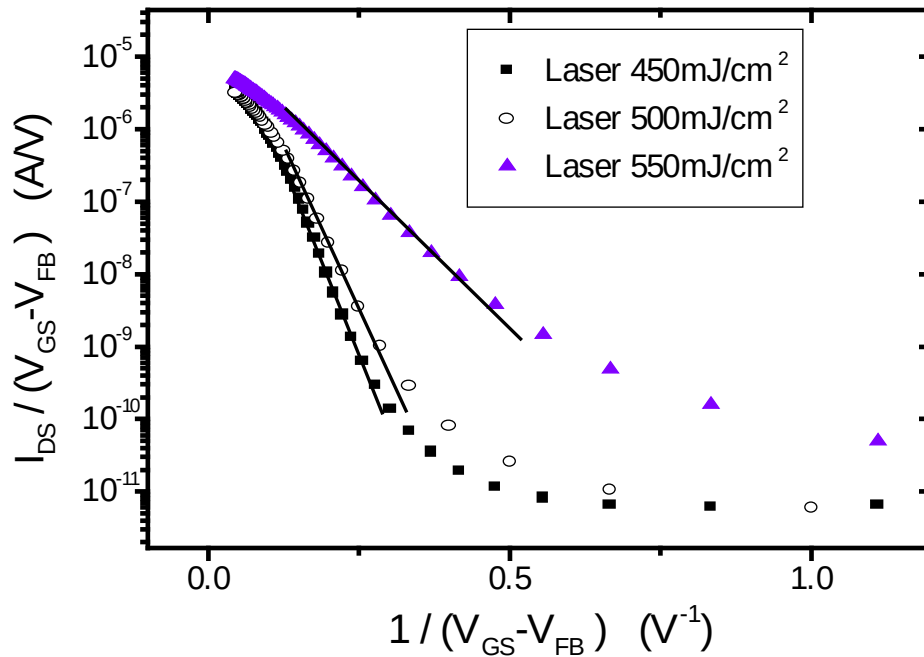


Fig.22 : Modèle de Levinson sur les TCM cristallisés
Laser : effet de l'énergie du tir

L'amélioration de la qualité cristalline avec l'augmentation de l'énergie du tir laser, induit évidemment une augmentation de la mobilité d'effet de champ dans les TCM (Tableau VI).

Tableau VI : Mobilité d'effet de champ en fonction de l'énergie du tir laser

Energie (mJ/cm ²)	450	500	550
Mobilité d'effet de champ (cm ² /V.s)	26	32	39

Notons cependant les assez faibles valeurs de la mobilité d'effet de champ comparées à celles des monocouches (cristallisation SPC de la couche active déposée à 90Pa), vraisemblablement liées à la présence d'états d'interface.

2-2-5-6 Influence de la qualité de la couche active et des interfaces sur la tension de seuil des TCM

Comme nous avons pu le voir tout au long de cette étude, les performances électriques des transistors sont très dépendantes de la qualité de la couche active et de la qualité des interfaces. Elles le sont aussi, certainement, de la qualité de l'oxyde. En nous affranchissant de cette dernière influence par la supposition d'une qualité identique d'oxyde déposé dans des conditions identiques de procédé, il est possible alors de lier les variations des performances des TCM aux deux autres effets. Le paramètre tension de seuil V_T est celui dont la dépendance vis-à-vis des charges fixes dans la couche active, à l'interface et dans l'oxyde est la plus évidente. A qualité et épaisseur d'oxyde équivalente, la variation de V_T est liée aux charges fixes dans la couche active et à l'interface et ainsi à la quantité de défauts chargés présents. Le tableau VII montre les valeurs de V_T obtenues pour les différents TCM étudiés. Même si les valeurs présentées semblent très précises, il est nécessaire de signaler que l'incertitude sur ces valeurs, due à la reproductibilité du procédé et aux erreurs expérimentales de détermination, est de l'ordre de 10%. Les différences relevées entre les valeurs de V_T du tableau VII, en tout état de cause largement supérieures à la dispersion, donnent la possibilité d'établir des comparaisons significatives.

Tableau VII : Relation entre la qualité des TCM et la tension de seuil V_T .

	Pression de dépôt		V_{FB} (V)	V_T (V)	$V_T - V_{FB}$ (V)
SPC	10Pa	Bicouche	-4,56	8,63	13,19
	30Pa	Bicouche	-7,24	5,68	12,92
	90Pa	Bicouche	-6,48	3,74	10,22
	90Pa	Monocouche	-5,64	0,81	6,45
	Energie du tir				
Laser	450mJ/cm ²		-2	7,39	9,39
	500mJ/cm ²		-2	7,03	9,03
	550mJ/cm ²		-2,9	3,88	6,78

Nous pouvons voir dans les structures bicouches, que l'amélioration de la qualité de la couche active par une augmentation de la pression de dépôt, conduit à des tensions de seuil plus faibles. De même une amélioration des interfaces dans la configuration monocouche est responsable de la diminution V_T . Enfin l'augmentation de l'énergie de

cristallisation laser responsable de l'amélioration de la qualité de la couche active, conduit à une diminution de V_T . Afin de s'affranchir réellement de l'influence de l'oxyde, qui malgré des conditions de dépôt comparables peut présenter des différences d'un dépôt à l'autre, nous avons comparé entre elles les quantités $(V_T - V_{FB})$, V_{FB} étant la tension de bande plate définie par la tension grille au minimum de courant de la caractéristique $I_{DS}=f(V_{GS})$. Nous constatons que la quantité $(V_T - V_{FB})$ a la même tendance que V_T : une meilleure qualité de couche active entraîne une plus faible valeur de $(V_T - V_{FB})$.

2-2-6 Conclusion sur l'effet des conditions de préparation sur la qualité électrique du matériau silicium polycristallin

L'étude des TCM selon leurs conditions de préparation montre que la qualité des interfaces et de la couche active où se forme le canal sont déterminantes pour l'obtention de TCM ayant de bonnes performances.

Comparaison des modèles de Levinson et de Suzuki pour la détermination de la densité d'états

Les modèles de Levinson et Suzuki n'utilisent pas du tout les mêmes hypothèses. Le premier considère la couche active avec ses grains et ses joints de grains sièges des défauts, l'autre considère le matériau homogène et donc mesure une densité de défauts moyenne. Bien que les deux modèles soient développés en régime d'accumulation, la première est valable pour les fortes concentrations de porteurs (supérieure à la concentration critique donc pour des tensions de grille élevées), l'autre s'applique dans le cas où la concentration de porteurs libres reste négligeable devant la charge piégée (faibles tensions de grille). Malgré leurs grandes différences, ces deux méthodes donnent les mêmes résultats concernant l'effet de la pression de dépôt et de la technique de cristallisation. Elles peuvent être indistinctement utilisées comme technique d'évaluation de la qualité de la couche active.

Effet de l'hydrogénation des TCM

Comme on pouvait s'y attendre, l'hydrogénation des TCM a eu pour effet la diminution de la densité d'états profonds. Ce qui a eu pour conséquence une augmentation du courant direct, un redressement de la caractéristique de transfert (par la diminution de la pente sous le seuil) et une diminution du courant de fuite aux fortes tensions inverses.

Cristallisation laser.

- Comparée à la cristallisation en phase solide (SPC), la cristallisation par laser permet l'obtention de grains moins défectueux et dont la taille augmente avec la densité d'énergie à condition de ne pas dépasser l'énergie critique responsable de la nucléation homogène.
- L'augmentation de l'énergie du tir entre 450 et 550mJ/cm² diminue la densité d'états et augmente donc la mobilité d'effet de champ.

Enfin, nous avons vu que pour des TCM de dimensions comparables, un paramètre permettait la comparaison rapide de la qualité de la couche active et de l'interface Si/SiO₂, la tension de seuil.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA STABILITE DES MATERIAUX

I. INTRODUCTION

Dans les deux dernières décennies, de grands progrès ont été accomplis dans le développement des dispositifs à base de silicium amorphe et polycristallin[20]. Il était donc naturel de s'intéresser ensuite à leur durée de vie. On a pu constater par exemple que lors de leur utilisation, le rendement des cellules solaires à base de silicium amorphe hydrogéné décroissait[36] ou que les performances des transistors en couches minces de silicium amorphe ou polycristallin diminuaient[37,48]. Cette instabilité observée est due au fait que du point de vue structural, l'état de plus basse énergie donc le plus stable pour le silicium est l'état cristallin. Les états polycristallin ou amorphe sont donc des états métastables, susceptibles d'évoluer vers un nouvel équilibre sous l'effet de contraintes électriques, optiques, thermiques ou autre. Ce nouvel état est généralement caractérisé par une nouvelle distribution de défauts dans la bande interdite de ces semiconducteurs, pouvant être occasionnée par différents facteurs comme la lumière, un champ électrique, un courant, le dopage, une brusque descente en température... La redistribution de ces défauts dans le gap influe bien sûr sur les propriétés de transport des porteurs de charge.

Notre travail consiste en une étude de la stabilité du silicium amorphe hydrogéné et du silicium polycristallin non-hydrogéné, et cela à travers leur vieillissement sous l'effet de contraintes relatives au type d'applications auxquelles ils peuvent être destinés.

Nous présentons d'abord une étude de la stabilité de la structure de nos échantillons de silicium amorphe hydrogéné sous contrainte thermique et cela, par la mesure de la conductivité sous obscurité en fonction de la température, après une descente rapide de température. Ce matériau étant bon candidat pour des applications photovoltaïques, on étudie aussi son vieillissement sous flux prolongé de lumière blanche en mesurant l'évolution de la photoconductivité en fonction du temps d'exposition (effet Staebler Wronski)[38]. Des comparaisons sont effectuées avec des échantillons fabriqués dans d'autres laboratoires par diverses méthodes de dépôt[39]. Ce type de stress n'ayant pratiquement pas d'effet sur le silicium polycristallin, nous avons dû changer le type de contraintes. Vu l'intérêt que ce matériau suscite comme couche active de transistors en couches minces (TCM) dans des applications telles l'adressage des matrices actives des écrans plats[20], nous étudions son vieillissement sous l'effet d'un stress prolongé de tension de grille. Nous comparons la stabilité des TCM en fonction de leur processus de fabrication et de leurs conditions de préparation.

II. STABILITE DU SILICIUM AMORPHE HYDROGENE

Les échantillons de silicium amorphe hydrogéné utilisés pour cette étude sont préparés dans les mêmes conditions que ceux optimisés pour une concentration d'hydrogène de 8% (chap. II). Ils sont déposés sur des substrats de verre Corning avec une épaisseur de $3\mu\text{m}$ (déterminée par transmission optique dans le visible et le proche infrarouge). Les contacts électriques, disposés en configuration coplanaire, sont des barrettes d'aluminium déposées par évaporation, et distantes de 1mm.

2-1 Stabilité sous l'effet d'un stress thermique

Il est connu que les propriétés de transport électrique du silicium amorphe hydrogéné dépendent aux températures inférieures à une certaine température d'équilibre T_E de l'histoire du matériau[41]. Il a ainsi été trouvé des valeurs de T_E de l'ordre de 140°C pour les matériaux dopés, et de 190 à 200°C pour les matériaux non dopés déposés à faible vitesse ($\sim 1\text{\AA}/\text{sec}$) par la méthode PECVD (décharge lumineuse). La conductivité électrique en dessous de T_E dépend par exemple de la vitesse de descente en température à partir d'une température supérieure à T_E . Dans leurs travaux Meaudre et al[41] montrent que la conductivité diminue de moitié à température ambiante après une descente rapide en température de $10^\circ\text{C}/\text{sec}$ par rapport à sa valeur après une descente lente de $0,02^\circ\text{C}/\text{sec}$.

Dans ce travail, la stabilité thermique des échantillons est étudiée à partir de l'observation de l'effet d'un refroidissement rapide (ou trempe) à une vitesse de $7^\circ\text{C}/\text{sec}$ sur la conductivité sous obscurité, et sa comparaison, avec celle obtenue après un refroidissement lent de $0,08^\circ\text{C}/\text{sec}$. Pour cela, nous mesurons l'évolution de la conductivité (ou du courant), sous obscurité à partir de la température de l'azote liquide jusqu'à 250°C avec une rampe linéaire de température de $0,2^\circ\text{C}/\text{sec}$ et cela après refroidissement lent ou rapide. Nous comparons ensuite nos résultats avec ceux observés sur des couches déposées par la méthode PECVD RF et qui sont considérées comme le meilleur matériau du point de vue des propriétés électriques[15]. On le nommera couche « standard ». Nous comparons aussi nos échantillons à ceux déposés par la même méthode que les couches « standards » mais dont le silane a été dilué par de l'hélium dans le but d'obtenir des vitesses de dépôt plus importante de l'ordre de $15\text{\AA}/\text{sec}$ (au lieu de $\sim 1\text{\AA}/\text{sec}$)[16], comparables à celle de nos échantillons. Nous les nommerons couches « hélium ».

2-2 Stabilité sous l'effet d'un éclairnement prolongé

Dans leurs travaux, Staebler et Wronski[38] ont étudié l'effet d'un éclairnement prolongé, dans le visible, sur des couches minces de silicium amorphe hydrogéné. Ils ont mis en évidence une diminution de la photoconductivité et de la conductivité sous obscurité en dessous d'une certaine température T_E . Ce phénomène a été observé sur les matériaux intrinsèques ou faiblement dopés. Un recuit des échantillons au-dessus de la température T_E conduit à effacer l'effet de cet éclairnement prolongé. Il est alors dans son état de « référence ». Ces auteurs montrent que cet effet concerne le volume du matériau et l'attribuent à un changement soit de la densité d'états du matériau soit de l'occupation de ces états.

Dans ce travail, nous étudions la stabilité de nos échantillons de a-Si:H sous l'effet d'un éclairnement prolongé. Pour cela, l'échantillon est d'abord placé dans son état de référence défini, par un recuit sous vide à 250°C pendant 2 heures, puis par un refroidissement lent (0,02°C/s) à la température ambiante. Il est ensuite exposé sous une lumière blanche d'intensité 200mW/cm² pendant 2 heures. La photoconductivité est alors relevée en fonction du temps. Une comparaison du comportement de nos couches et de ceux des échantillons « standard » et « helium » est effectuée. Et pour évaluer quantitativement l'état de dégradation de ces couches après exposition à la lumière, cette étude est complétée par une caractérisation des matériaux avant et après éclairnement prolongé à la lumière blanche par des mesures de capacité (C-T- ω), (C-V), de courant photomodulé (MPC) et de transmission optique dans l'infrarouge ($\lambda=2\mu\text{m}$).

2-3 Dispositif de mesure

Les échantillons sont placés dans un cryostat sous vide secondaire meilleur que 10⁻⁵ mbar et sont fixés au porte-échantillon à l'aide de laque d'argent afin d'assurer un bon contact thermique. Une sonde de platine disposée sur ce porte-échantillon, le plus près possible de la plaquette de a-Si:H, mesure la température. Une rampe linéaire de température de 0,2°C/sec est assurée à l'aide d'un générateur de tension HP6209B alimentant la résistance chauffante du cryostat et étalonné dans ce but. La mesure de courant se fait à l'aide d'un Keithley 617 dont la source de tension intégrée, sert à polariser l'échantillon. La valeur de la polarisation est choisie après vérification du comportement ohmique de ce dernier. Elle est généralement fixée à 100V. Le cryostat est muni d'une fenêtre de quartz permettant l'éclairnement éventuel de l'échantillon. La conductivité sous obscurité est mesurée

en maintenant ce hublot de quartz obstrué. Le photocourant quant à lui est mesuré sous flux de lumière blanche provenant d'une lampe de tungstène délivrant une puissance 200 mW/cm^2 . Une description détaillée du dispositif expérimental de mesure a été exposée dans la référence [13].

Avant toute opération, l'échantillon de silicium amorphe hydrogéné est recuit à une température de 250°C pendant deux heures sous vide puis refroidit lentement ($0,08^\circ\text{C/sec}$) à la température ambiante. Cette opération permet d'abord de dégazer la vapeur d'eau résiduelle éventuellement adsorbée à la surface de l'échantillon puis, d'éviter tout effet de mémoire et de définir ainsi un état initial servant d'état de référence.

2-4 Résultats expérimentaux :

2-4-1 Stress thermique

La figure (7) montre l'évolution du courant sous obscurité en fonction de l'inverse de la température dans la représentation d'Arrhenius, après un refroidissement lent et après une trempe. On peut y constater d'abord son allure linéaire aussi bien après le refroidissement lent qu'après la trempe. Nous pouvons constater aussi que l'écart entre ces deux courbes n'est pas détectable et ce, jusqu'à 250°C . L'absence d'une inflexion de la courbe après la trempe, habituellement attribuée à une métastabilité montre que nos échantillons présentent une bonne stabilité thermique, surtout si l'on compare nos échantillons avec ceux obtenus par la méthode PECVD RF nommés « standards » et représentés sur la figure (8)[41].

2-4-2 Effet de l'exposition de l'échantillon à la lumière

La figure (9) montre l'évolution de la photoconductivité en fonction du temps pour nos échantillons. Elle présente aussi à titre de comparaison, celle obtenue pour l'échantillon « standard ». Les deux courbes de photoconductivité sont normalisées à la même valeur initiale. Nous observons comme prévu, une décroissance importante de la photoconductivité sous l'effet de l'exposition à la lumière. Notons que cette décroissance est plus prononcée pour l'échantillon « standard » que pour le nôtre.

Nous pouvons donc dire que là aussi, notre matériau est plus stable sous l'effet d'un éclaircissement prolongé.

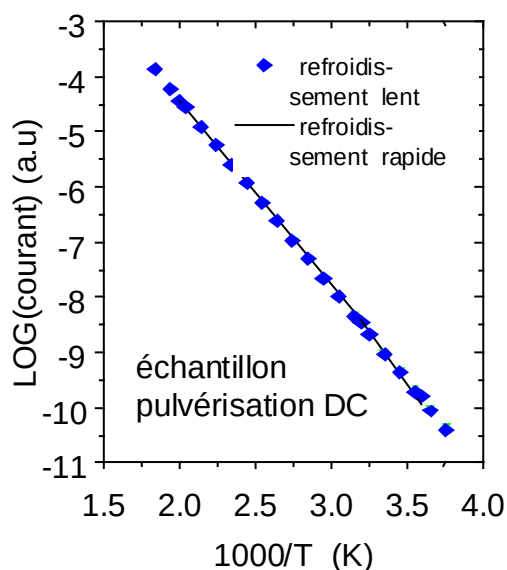


Fig.7 : Comportement de la conductivité sous obscurité en fonction de la température après refroidissement lent ($0,08^{\circ}\text{C/s}$) et refroidissement rapide (7°C/s) pour nos échantillons «**pulvérisés DC**»

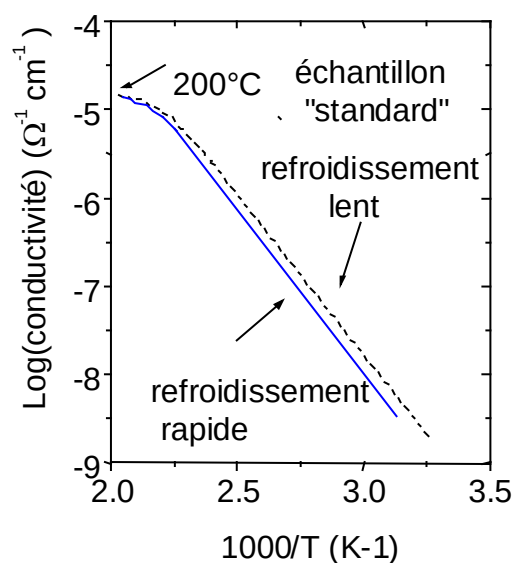


Fig.8 : Comportement de la conductivité sous obscurité en fonction de la température après refroidissement lent ($0,05^{\circ}\text{C/s}$) et refroidissement rapide (10°C/s) pour les échantillons «**standards**» (Meudre et al[41])

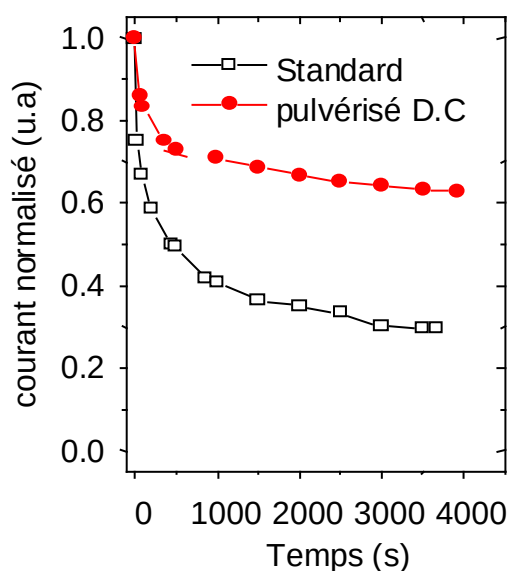


Fig.9 : Evolution de la photoconductivité en fonction du temps sous une lumière blanche d'intensité 200mWcm^{-2} pour les échantillons «pulvérisé DC» et «standard»[39].

2-4-3 Caractérisation des matériaux avant et après stress

Les résultats des mesures de conductivité après une trempe et durant une exposition à la lumière blanche montrent que nos échantillons déposés par pulvérisation cathodique continue assistée d'un magnétron, dont les conditions de dépôt ont été optimisées (chap.II), présentent une meilleure stabilité comparée à celle des couches « standards » déposées à 250°C par PECVD (décharge luminescente) RF. Ce type de comportement a déjà été obtenu sur des couches « hélium » déposées à 250°C avec une technique de dépôt très différente (PECVD RF dilué hélium) mais dont les vitesses de dépôt sont comparables à celles de nos échantillons[36].

La similitude de comportement de nos couches avec celles nommées « hélium » et déposées à des températures et à des vitesses comparables, suggère des structures microscopiques comparables. Pour en avoir la confirmation, ces échantillons ont été caractérisés par des méthodes électriques et optiques avant et après stress.

Ainsi, une étude quantitative de l'effet d'une exposition prolongée à une forte lumière blanche d'intensité 5AM1 pendant 15 heures jusqu'à stabilisation du photocourant, a été faite au laboratoire LGEP de Paris VI et XI pour les 3 types d'échantillons, « hélium », « standards », et « pulvérisés ». Cette étude[39] est basée sur la détermination de la densité d'états dans la bande interdite des matériaux, avant et après exposition, par des mesures de capacité en fonction de la température et de la fréquence $C(T, \omega)$, en fonction de la polarisation $C(V)$, et par des mesures de courant photomodulé. Ces mesures sont effectuées sur des diodes Schottky Pt/a-Si:H/n+.

2-4-3-1 Mesures de capacité

Les mesures $C(T, \omega)$ déterminent la densité d'états au niveau de Fermi $N(E_F)$ et positionnent ce niveau E_F dans la bande interdite.

Les mesures $C(V)$ déterminent quant à elles l'intégrale I^* de la densité d'états entre le milieu de la bande interdite et le niveau de Fermi.

Le tableau II résume les résultats obtenus sur nos couches de a-Si:H, par ces 2 méthodes, avant (état (A)) et après exposition à la lumière (état (B)).

L'exposition de nos couches à une forte lumière blanche est donc responsable d'un déplacement du niveau de Fermi E_F vers le milieu de la bande interdite, d'une forte augmentation de la densité d'états $N(E_F)$ au niveau de Fermi E_F , et d'une faible augmentation de l'intégrale I^* . Cette faible augmentation de

I^* comparée à celle de $N(E_F)$ est certainement due au faible écart d'énergie entre le milieu de la bande interdite et le niveau de Fermi.

Tableau II : Caractérisation de nos échantillons par mesures de capacités avant (état A) et après stress (état B)

	Etat A	Etat B
$E_C - E_F$ (eV)	0,60	0,77
$N(E_F)$ ($\text{eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$)	$1,8 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{17}$
I^* (cm^{-3})	$2,3 \cdot 10^{16}$	$3,0 \cdot 10^{16}$

2-4-3-2 Mesures de courant photomodulé

Ces mesures déterminent le profil de densité d'états entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction du semiconducteur. Leur principe est exposé au chapitre II. La figure (10) montre ce profil avant et après exposition à la lumière pour nos échantillons.

On remarque d'abord qu'après exposition il n'y a pratiquement pas de changement de la queue de bande de conduction. Par contre, la densité d'états profonds augmente. Dans l'état B, un pic de densité d'états de $4 \cdot 10^{17} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ apparaît vers 0,5eV en dessous de la bande de conduction.

Nous observons le même type de comportement (figure (11)) pour une couche « hélium » ayant subi le même type d'exposition prolongée à la lumière blanche de forte intensité à savoir :

- pas de changement de la queue de bande de conduction.
- une augmentation de la densité d'états profonds sous forme d'un pic de $5 \cdot 10^{17} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ légèrement plus profond en énergie que pour nos échantillons. Il est situé vers 0,6eV de la bande de conduction.

Nous pouvons comparer dans le tableau III l'état de dégradation de nos couches « pulvérisées » avec celles dites « hélium » et « standard ». Nous comparons en particulier la valeur de la densité d'état au pic apparaissant après dégradation, ainsi que le facteur α calculé comme le rapport entre la valeur de la densité d'états du pic et celle correspondant à la même énergie avant l'exposition à la lumière.

L'effet de l'exposition des matériaux à la lumière montre donc une certaine stabilité de nos couches, meilleure que celle des couches « standard », et comparable à celle des couches « hélium ». Cette ressemblance des comportements entre les couches « hélium » et les nôtres laisse à penser que malgré des méthodes de fabrication différentes, et vu que le dépôt se

fait à la même température et à des vitesses comparables, les deux matériaux présentent des microstructures voisines.

Tableau III : Valeur du pic de densité d'états après dégradation(B) et son rapport avec la densité d'états avant stress (A).

Couches	Pulvérisée	Hélium	standard
α	10	25	100
DOS(pic) ($\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$)	$4 \cdot 10^{17}$	$5 \cdot 10^{17}$	$1,5 \cdot 10^{17}$

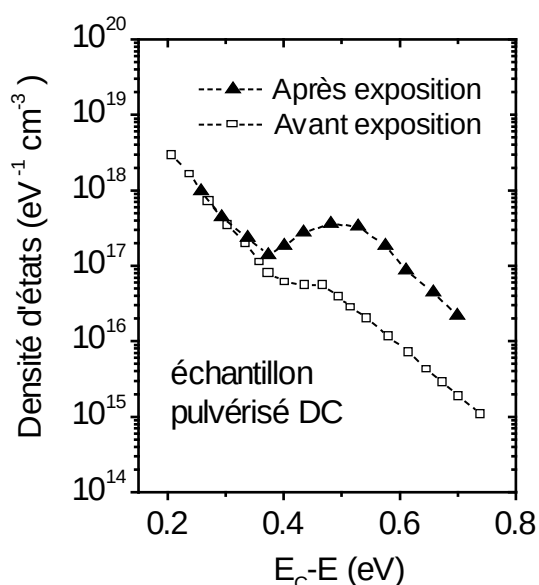


Fig.10 : Profil de densité d'états obtenu par mesures MPC sur nos échantillons « pulvérisés DC » avant et après exposition (5AM1 pendant 15 heures)

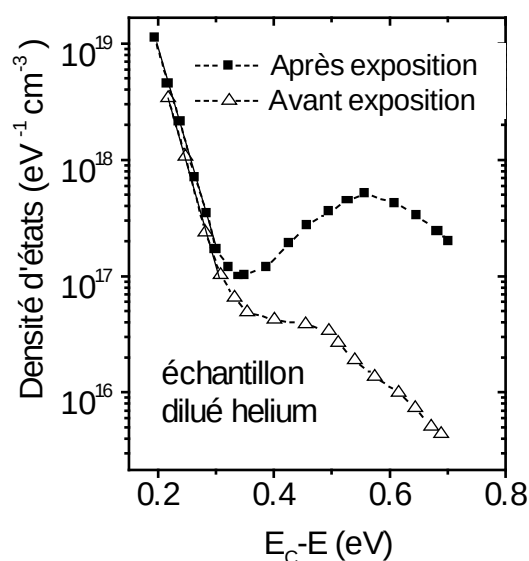


Fig.11 : Profil de densité d'états obtenu par mesures MPC sur les échantillons « dilués hélium » avant et après exposition (5AM1 pendant 15 heures)

Cette similitude entre les structures a pu être confirmée par la caractérisation optique de ces matériaux que nous présentons ci-dessous.

2-4-3-3 Caractérisation optique des matériaux

- Les mesures de spectroscopie infrarouge montrent dans les deux types de matériaux « pulvérisé » et « hélium » le pic à 2000cm^{-1} attribué au mode stretching des groupements monohydrides et le large pic à 2090cm^{-1} attribué au même

mode stretching des groupements polyhydrides. Dans nos échantillons le paramètre de microstructure R défini comme le rapport des intensités $I_{2090}/(I_{2000}+I_{2090})$ est de l'ordre de 0,25 comparable à la valeur obtenue pour les couches « hélium »[24]. Cette valeur est le signe d'une assez grande proportion de groupements polyhydrides.

- Un autre facteur lié à la microstructure des matériaux est l'indice de réfraction. Il a été mesuré pour les 3 types de matériaux « standard », « pulvérisé » et « hélium », par transmission optique pour une longueur d'onde de $2\mu\text{m}$. le tableau IV regroupe les résultats obtenus pour les trois types de couches, toutes déposées à 250°C . Nos échantillons optimisés présentent un indice de réfraction $n=3,5$. Les couches « hélium » dont le gaz hélium représente 60% du mélange He-SiH₄, présentent des valeurs de n comprises entre 3,5 et 3,6. Toutes ces valeurs sont un peu plus faibles que celles obtenues pour les couches « standards » qui sont de l'ordre $n=3,75$ [31].

Tableau IV :

Comparaison des indices de réfraction n des trois types de couches ainsi que de leur température de stabilité thermique T_E .

Couches	Numéro d'échantillon	n	Température T_E de Stabilité thermique
Pulvérisé	1	3,48	Pas de T_E en dessous de 250°C
	2	3,55	
	3	3,56	
Hélium	1	3,63	Pas de T_E en dessous de 300°C
	2	3,53	
	3	3,54	
Standard	1	3,75	$T_E = 180-200^\circ\text{C}$

Ces plus faibles valeurs de n indiquent une plus faible densité des matériaux « pulvérisés » et « hélium » et donc une certaine porosité.

2-5 Discussion

Les relativement faibles indices de réfraction, ainsi que les paramètres de microstructure résultant des mesures de spectroscopie infrarouge, suggèrent que nos couches et celles nommées « hélium » sont poreuses. Une partie de l'hydrogène

incorporé peut former des groupements polyhydrides ou monohydrides dans les surfaces internes des microcavités. La diffusion de l'hydrogène dans ces couches doit être plus faible ou avoir moins d'effet sur le réseau que dans les échantillons « standards ». Ceci doit conférer à ces couches une meilleure stabilité. Ses résultats sont conformes au modèle d'énergie de l'hydrogène proposé par Jackson et Tsai[30].

Dans ce modèle, le transport de l'hydrogène responsable de la métastabilité, dépend de la qualité du matériau .

Dans les bons matériaux un déplacement de l'hydrogène occasionne une reconstruction de la liaison Si-Si créant une importante contrainte locale qui influe fortement sur la structure, alors que dans les matériaux poreux riches en cavités, la migration de l'hydrogène à la surface interne des cavités interconnectées a moins d'influence sur le reste de la structure.

Ce dernier modèle semble bien s'appliquer aussi bien à nos échantillons qu'à ceux dilués hélium. En effet, la valeur du coefficient de microstructure R élevée indique une forte concentration de groupements polyhydrides. D'autre part, la vitesse élevée de dépôt de ces couches ainsi que les valeurs assez faibles de leur indice de réfraction indiquent une plus faible densité de la couche donc une certaine porosité. Ceci peut donc expliquer que la diffusion d'hydrogène a peu d'effet sur la structure qui présente alors une bonne stabilité.

2-6 Origine de la métastabilité du a-Si:H

Le silicium amorphe hydrogéné correspond à une structure métastable susceptible d'évoluer sous l'effet d'un stress comme une exposition à la lumière ou une variation brusque de la température. Cette évolution est due à une création de défauts au milieu du gap qui affecte les propriétés des porteurs de charge et diminue leur durée de vie. Il est généralement admis que la création de ces défauts est due à la cassure des liaisons Si-Si faibles due à la présence d'une concentration importante de porteurs de charge résultant d'un éclaircissement par exemple. La façon dont ces liaisons brisées sont stabilisées est mal connue et souvent controversée. Certains auteurs pensent que les atomes de silicium peuvent se réarranger par eux-mêmes [42,43], d'autres soutiennent que ce sont les atomes d'hydrogène qui sont responsables de ce réarrangement [44,45]. Comme on sait, que l'hydrogène diffuse dans le réseau de silicium (à température ambiante et plus), il est raisonnable de penser que ceci peut modifier les liaisons de silicium dans le réseau. D'autres raisons confortent cette hypothèse comme l'importante corrélation entre la diffusion de l'hydrogène et la cinétique de création de ces défauts[47]. Sous l'effet d'une exposition à la lumière

par exemple, l'importante concentration de porteurs générés conduit à une cassure des liaisons Si-Si faibles, cela occasionne le réarrangement des atomes d'hydrogène faiblement liés, ainsi que l'augmentation dans le réseau de sites susceptibles de piéger ces atomes d'hydrogène. Quand un atome d'hydrogène est piégé sur un de ces sites (peu profonds), il en résulte une augmentation de la densité d'états profonds dans le matériau et un nouvel état d'équilibre s'établit[46]. Si ces sites peu profonds ont une distribution énergétique d'allure exponentielle, et en tenant compte de la dispersion des coefficients de diffusion en fonction du temps et de la température, la création de défauts a une cinétique dont le comportement peut être décrit par une allure d'exponentielle tronquée[47] :

$$[N(t) - N(\infty)] = [N(0) - N(\infty)] \exp \left[- \left(\frac{t}{\tau} \right)^\beta \right]$$

où $[N(t) - N(\infty)]$ et $[N(0) - N(\infty)]$ sont les variations de la densité de défauts par rapport à celle de l'équilibre à l'instant t et à $t=0$ respectivement, où $\beta = T/T_0$ T étant la température et T_0 la pente caractéristique de la distribution énergétique exponentielle des pièges à hydrogène. τ est le temps de relaxation de ces défauts. Il est thermiquement activé et dépend du coefficient de diffusion microscopique.

Cette relation a pu être vérifiée expérimentalement de façon indirecte à travers la variation de la tension seuil de structures MIS sous l'effet d'un stress dû au champ électrique[47], et à travers la variation de la conductivité sous obscurité après une trempe[59]. Les valeurs expérimentales des coefficients β et τ dans ces travaux ont montré une bonne corrélation avec ceux déduits de la diffusion expérimentale des atomes d'hydrogène dans un réseau désordonné de silicium amorphe. Ce qui confirme bien que c'est ce phénomène qui est responsable de la métastabilité du silicium amorphe hydrogéné, ce phénomène étant très dépendant de la qualité du matériau.

2-7 Conclusion

Nous avons pu mettre en évidence dans le cadre de cette étude la bonne qualité des matériaux a-Si:H élaborés au LCMS Alger par pulvérisation cathodique assistée par un magnétron d.c, nous avons ensuite vu qu'ils présentent une bonne stabilité. En effet, une trempe n'a pas eu d'effet sur la structure du matériau et un éclaircissement prolongé a montré une relativement faible dégradation de la photoconductivité liée à une augmentation de la densité des états profonds. Enfin nous avons pu relier la stabilité particulière de notre matériau avec ses propriétés structurales. Ainsi, le modèle de Jackson

et Tsai[30] a permis d'expliquer que cette stabilité particulière de nos échantillons est due à leur porosité mise en évidence par des mesures d'absorption infrarouge et d'indice de réfraction statique. La présence de nombreuses cavités, est responsable de la relaxation du matériau le rendant insensible à une trempe. D'autre part, sous l'effet d'une accumulation de porteurs libres due à un éclaircissement prolongé par exemple, les atomes d'hydrogène peuvent diffuser dans les surfaces internes des cavités sans trop perturber le réseau contrairement aux bons matériaux rendant ainsi sa dégradation moins importante.

III. STABILITE DU SILICIUM POLYCRISTALLIN

La stabilité du silicium polycristallin est étudiée en tant que couche active de transistors en couches minces (TCM). Les performances des transistors en couches minces de silicium polycristallin dépendent de la qualité du matériau constituant la couche active, là où se forme le canal, de celle de l'oxyde et de l'état des interfaces. Nous avons pu voir dans l'étude précédente que malgré leur faible température de fabrication ($\leq 600^\circ\text{C}$ pour être compatible avec l'utilisation de substrats de verre), les TCM monocouches cristallisés SPC et déposés à une pression de 90Pa ainsi que ceux déposés à la même pression et cristallisés par le Laser Excimer (308nm) à une densité d'énergie comprise de l'ordre de $600\text{mJ}/\text{cm}^2$ ont de bonnes caractéristiques électriques. Cela n'est pourtant pas le seul critère exigé dans leurs applications en électronique. Leur comportement lors d'une utilisation prolongée et donc leur durée de vie est un facteur déterminant pour leur utilisation. Dans ce travail, nous étudions la stabilité des transistors à canal N et P, cristallisés laser et SPC, hydrogénés ou non, déposés à une pression de 90Pa, et présentés au chapitre précédent. Cette stabilité consiste en l'étude de l'effet de l'application prolongée d'une forte tension de grille sur les paramètres caractéristiques des transistors comme la pente sous le seuil et la tension de seuil, ainsi qu'à partir de la densité d'états moyenne de leur couche active déterminée par la méthode de Suzuki.

3-1 Conditions expérimentales du stress de tension

Les transistors en couches minces sont soumis à la température de 25°C , à une forte tension de grille pendant quatre heures, le drain et la source étant court-circuités pour éviter tout effet pouvant résulter d'une injection de porteurs chauds dans le canal. Les tensions de grille appliquées sont limitées à +20V (stress positif) ou -20V (stress négatif) pour éviter l'effet Fowler-Nordheim qui correspond à l'injection de porteurs à travers l'oxyde de grille sous forte polarisation de la grille.

Les caractéristiques de transfert $I_{\text{DS}}=f(V_{\text{GS}})$ à une tension drain-source V_{DS} constante de 1V sont relevées avant stress, puis pendant la durée du stress après 5, 10, 15, 30 minutes, puis après 1, 2, et 4 heures.

3-2 Résultats expérimentaux

De façon générale, les caractéristiques de transfert $I_{\text{DS}}=f(V_{\text{GS}})$ se dégradent sous l'effet d'un stress de tension de grille

positif ($V_{GS}=+20V$) aussi bien que négatif ($V_{GS}=-20V$). La figure (24) montre un exemple de l'effet d'un stress négatif sur la caractéristique de transfert d'un TCM cristallisé SPC. Les flèches (pleines) indiquent le sens de l'évolution du courant drain-source lorsque la durée du stress augmente.

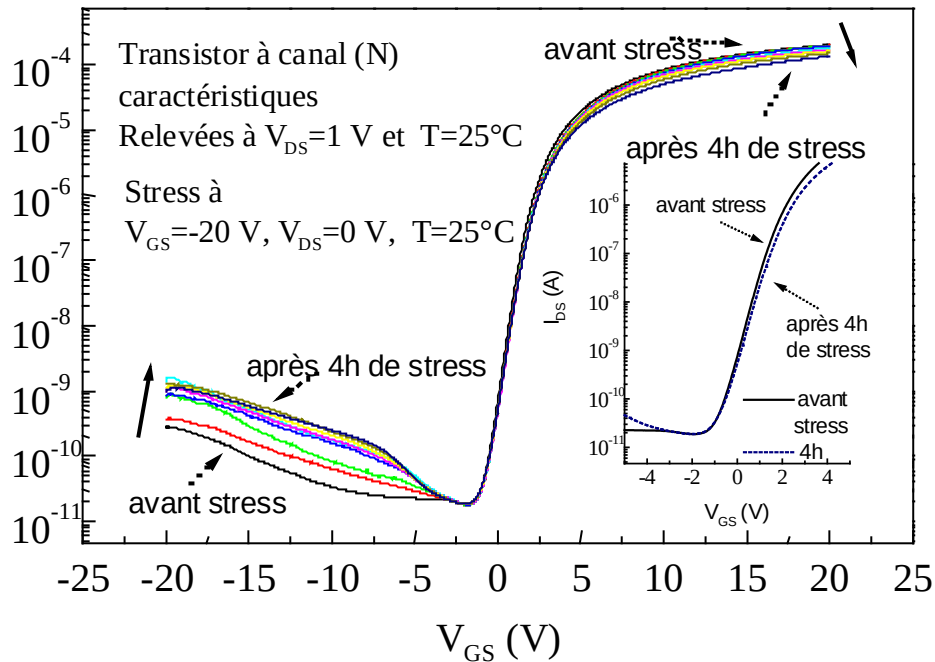


Fig.24 : Effet d'un stress négatif de tension de grille sur un TCM à canal N cristallisé SPC

La dégradation de la caractéristique de transfert consiste en une augmentation du courant inverse, en une diminution du courant de saturation et en une diminution de la raideur de la transition du régime bloquant au régime d'accumulation. Les deux derniers effets ont été observés sur pratiquement tous les TCM étudiés. Par contre, l'augmentation du courant inverse n'est pas systématique. On assiste parfois après stress, à une diminution de ce courant. Les deux cas ont été rencontrés dans la littérature[62,63]. Un effet important du stress et qui n'est peut être pas bien visible sur la figure est le décalage en tension des caractéristiques de transferts. Le sens de ce décalage dépend entre autres, du type de stress (positif ou négatif) et de la nature du canal (N ou P). Ces différents effets sont étudiés à travers l'évolution en fonction de la durée du stress de la tension de seuil V_T et de la pente sous le seuil S . Une comparaison de l'état final et de l'état initial est effectué à partir du calcul de la densité d'états de la couche active avant et après stress. Nous commencerons d'abord par présenter les résultats obtenus pour tous les types de TCM étudiés. Nous tenterons ensuite leur interprétation.

3-2-1 Transistors en couches minces cristallisés en phase solide

Les transistors de cette étude sont déposés à 90Pa par la méthode « monocouche ». Nous avons vu dans l'étude précédente que ces conditions de préparation permettaient l'obtention des meilleurs échantillons SPC.

3-2-1-1 Transistors à canal N

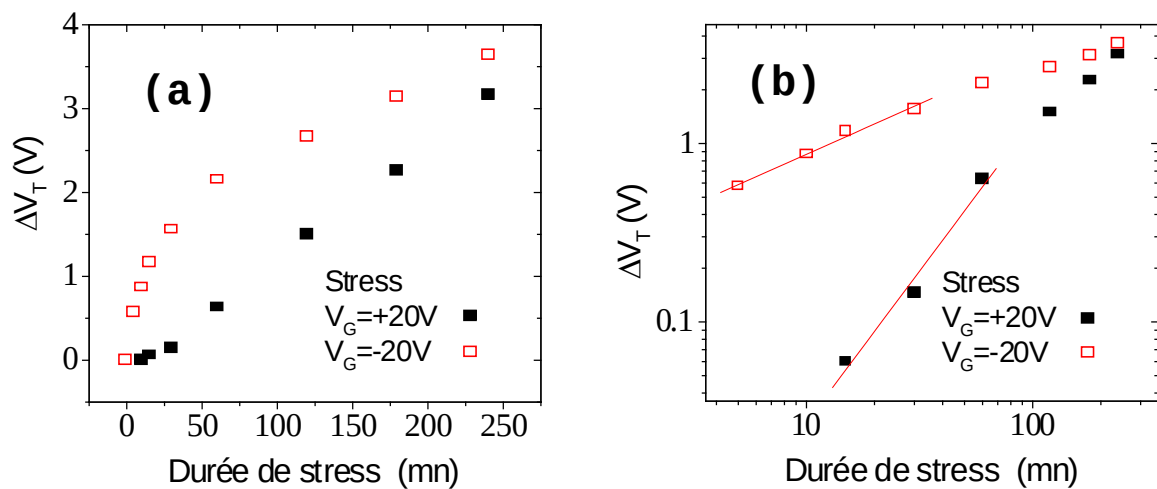


Fig.25 : Evolution du déplacement de la tension de seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à canal N cristallisé SPC. Le résultat est représenté en échelle linéaire en(a), et en échelle log-log en (b).

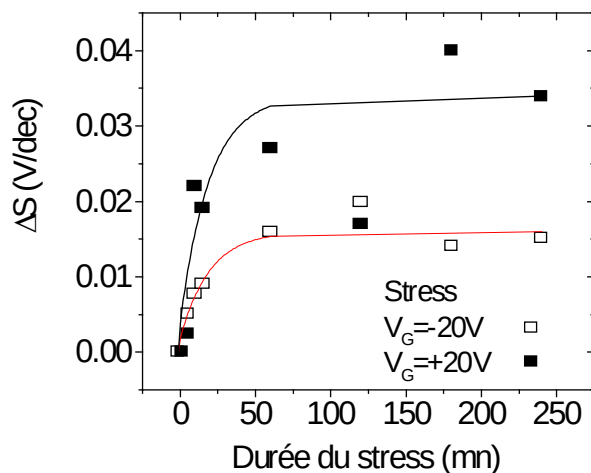


Fig.26 : Evolution de la variation de la pente sous le seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à canal N cristallisé SPC.

L'évolution du déplacement de la tension de seuil ΔV_T et de la variation de la pente sous le seuil ΔS en fonction de la durée du stress pour une tension de grille positive ($V_{GS}=+20V$) et négative ($V_{GS}=-20V$) et pour un canal N, sont représentées sur les figures (25) et (26) respectivement.

Nous pouvons constater que pour ces transistors de type N, le déplacement de la tension de seuil se fait dans le sens positif quel que soit le signe du stress de tension appliqué à la grille (figure 25). Ce déplacement est bien sûr d'autant plus important que la durée du stress augmente. Une légère tendance à la saturation aux valeurs élevées de la durée du stress peut être visible sur la représentation Log-Log (Figure 25b). Aux faibles temps de stress, le comportement de ΔV_T peut être décrit par une fonction puissance de la forme $(t/t_0)^\beta$ pour les deux types de stress. Le coefficient β prend alors des valeurs de 1,7 et 0,56 pour les stress positif et négatif respectivement.

La variation positive de la pente sous le seuil (en volts par décade) indique une augmentation de S et donc une dégradation des TCM pour les deux types de stress (figure 26). Cette dégradation semble plus importante pour un stress positif et présente une saturation nette aux forts temps de stress et ce, pour les deux types de stress.

3-2-1-2 Transistors à canal P

Les deux types de stress sont aussi responsables d'une dégradation des transistors à canal P.

Le déplacement de la tension de seuil se fait cependant dans le sens des tensions négatives et ce, quel que soit le signe du stress de tension.

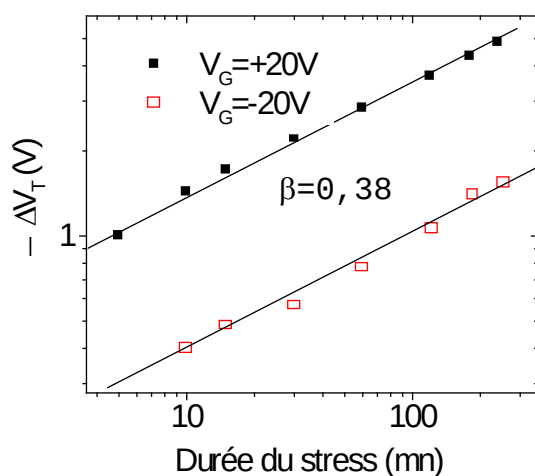


Fig.27 : Evolution de la valeur absolue du déplacement de la tension de seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à canal P cristallisé SPC.

La figure (27) présente l'évolution de la valeur absolue de ΔV_T en fonction de la durée du stress en échelle Log-Log. Là aussi le déplacement de la tension de seuil est d'autant plus important que la durée du stress augmente. Le comportement de $|\Delta V_T|$ peut être décrit par la fonction puissance $(t/t_0)^\beta$ dans tout le domaine des temps étudié et pour les deux types de stress. Le coefficient β prend alors une valeur de 0,38 identique pour les deux types de stress.

La variation positive de la pente sous le seuil indique une augmentation de S et donc une dégradation des TCM à canal P pour les deux types de stress (figure 28). Cependant, la très faible augmentation de S pour un stress positif indique une plus faible dégradation de la caractéristique de transfert pour ce type de stress.

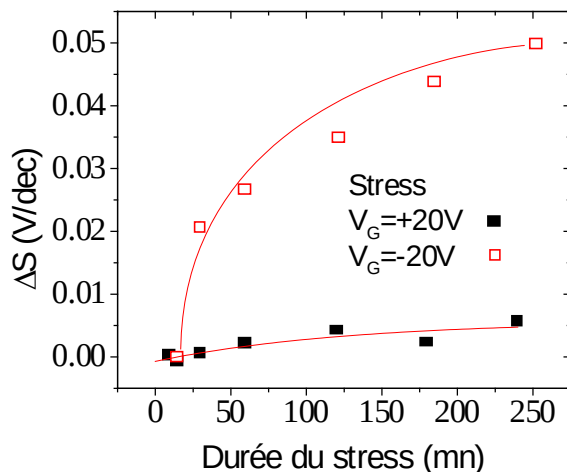


Fig.28 : Evolution de la variation de la pente sous le seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à **canal P** cristallisé **SPC**.

3-2-1-3 Densité d'états (DOS)

Nous rappelons que le profil de la densité d'états dans toute la bande interdite de la couche de silicium polycristallin est obtenu par la méthode de Suzuki, à partir des caractéristiques de transfert de TCM à canal N pour la moitié supérieure du gap et à canal P pour la moitié inférieure du gap. Pour cela, les 2 types de TCM sont élaborés dans les mêmes conditions expérimentales. La seule différence est que les contacts drain et source sont dopés N dans un cas, et P dans l'autre, la couche active de silicium polycristallin à caractériser étant quant à elle non dopée et déposée dans les mêmes conditions expérimentales. Les profils de densité d'états obtenus avant et après stress pour les transistors cristallisés en phase solide, sont présentés dans les figures (29a) pour un stress positif, et (29b) pour un stress négatif. L'application d'un stress de tension de grille est responsable d'une augmentation

de la densité d'états profonds dans la bande interdite quel que soit le type de stress.

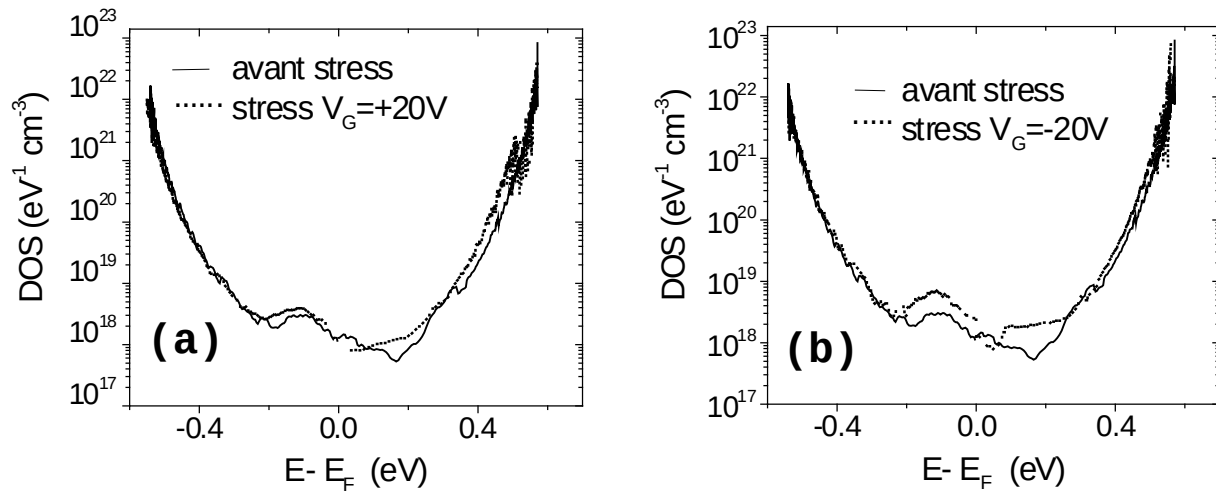


Fig. 29 : Profil de densité d'états avant et après stress pour les TCM **SPC**. **(a)** stress positif et **(b)** stress négatif

Il semble que cet effet soit plus prononcé pour un stress négatif. Malgré le fait que cette méthode de détermination de la densité d'états ne soit pas valable au voisinage des bandes étendues où la concentration des porteurs libres n'est plus négligeable devant la charge piégée, nous pouvons néanmoins estimer que les queues de bande de valence et de conduction varient peu sous l'effet du stress.

3-2-2 Transistors en couches minces cristallisés laser

L'étude de la stabilité des transistors a été effectuée sur des transistors de type N et P, cristallisés par 10 impacts de laser Excimer à une énergie de 650mJ/cm². Ces conditions de cristallisation ont été choisies du fait que la couche obtenue est d'assez bonne qualité et surtout que l'augmentation du nombre de tir a considérablement diminué la dispersion des paramètres électriques des TCM, ce qui indique une plus importante homogénéité de la couche[52].

3-2-2-1 Transistors cristallisés laser à canal N

Comme pour les transistors cristallisés en phase solide, ceux cristallisés laser se dégradent sous l'effet des deux types de stress. Les figures (30) et (31) présentent les évolutions du déplacement de la tension de seuil et de la variation de la pente sous le seuil en fonction de la durée du stress

respectivement. Pour ces TCM à canal N, la tension de seuil se déplace vers les tensions positives quel que soit le signe du stress, d'autant plus que la durée du stress augmente. Pour les deux types de stress, l'évolution de ΔV_T en fonction de la durée du stress peut être décrite par une loi en puissance $(t/t_0)^\beta$ sur toute la gamme de temps étudiée. β vaut alors 0,46 pour un stress négatif et 1,5 pour un stress positif.

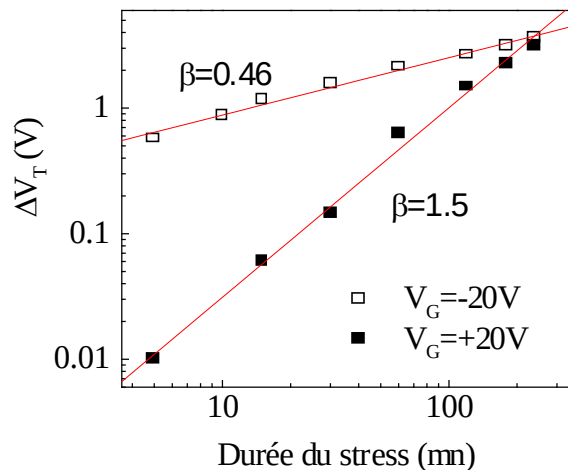


Fig.30 : Evolution de la variation de la tension de seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à **canal N** cristallisé au **laser** Excimer ($650mJ/cm^2$ et 10 tirs)

Les deux types de stress occasionnent un affaissement des caractéristiques de transfert et donc une augmentation de la pente sous le seuil, cette augmentation étant plus importante pour un stress positif donc en régime d'accumulation.

3-2-2-2 Transistors cristallisés laser à canal P

Là encore, la variation de la tension de seuil est négative quel que soit le type de stress. Sa valeur absolue obéit à la loi en puissance sur tout l'intervalle de temps étudié. L'exposant vaut alors $\beta=0,39$ pour les deux types de stress (figure 32).

Les deux types de stress occasionnent un affaissement des caractéristiques de transfert. L'augmentation de la pente sous le seuil qui en résulte est plus importante pour un stress négatif (régime d'accumulation) (figure 33).

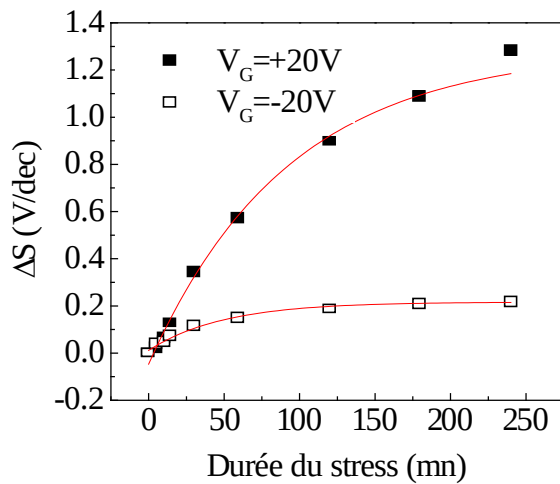


Fig.31 : Evolution de la variation de la pente sous le seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à canal N cristallisé au laser Excimer (650mJ/cm² et 10 tirs).

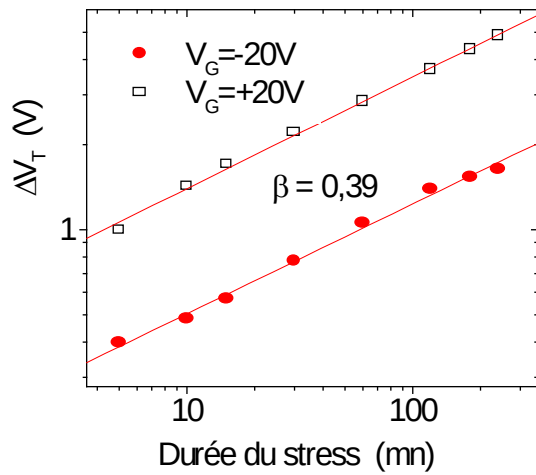


Fig.32 : Evolution de la valeur absolue de la variation de la tension de seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à canal P cristallisé au laser Excimer (650mJ/cm² et 10 tirs).

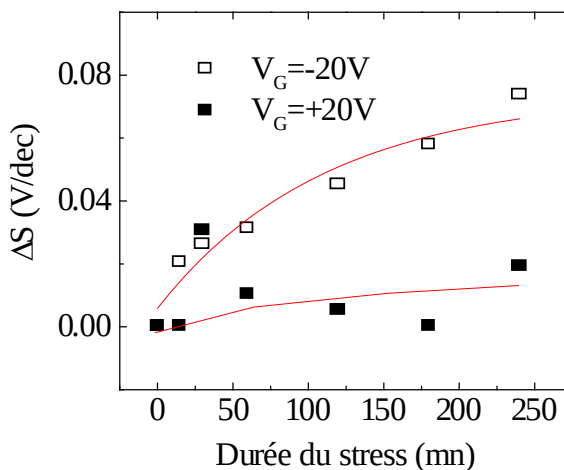


Fig.33 : Evolution de la variation de la pente sous le seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) et négatif ($V_{GS}=-20V$) pour un TCM à canal P cristallisé au laser Excimer (650mJ/cm² et 10 tirs).

3-2-2-3 Effet du stress sur la densité d'états des TCM cristallisés au laser

L'augmentation de la pente sous le seuil pour les transistors laser N et P indique une plus grande dégradation en régime d'accumulation quel que soit le type de canal. ceci a été confirmé par l'augmentation de états profonds, plus importante pour un stress négatif dans la moitié inférieure du gap (déterminé à partir de TCM à canal P) et pour un stress positif dans la moitié supérieure du gap (déterminé à partir de TCM à canal N).

D'autre part, indépendamment du signe du stress, nous pouvons voir une plus importante dégradation de la pente sous le seuil des TCM à canal N. Nous trouvons une variation maximum de la pente sous le seuil de 0,07 sous stress négatif et de 1,3 pour un stress positif. Notons que cette dernière valeur est une des plus importantes rencontrées dans cette étude. Ces valeurs sont à comparer avec celles obtenues sur les TCM cristallisés SPC pour lesquels ΔS ne dépasse pas 0,05 quels que soient le type de canal et de stress. Ceci peut être apprécié à travers l'importante augmentation de densité d'états profonds dans la moitié supérieure du gap (figure34).

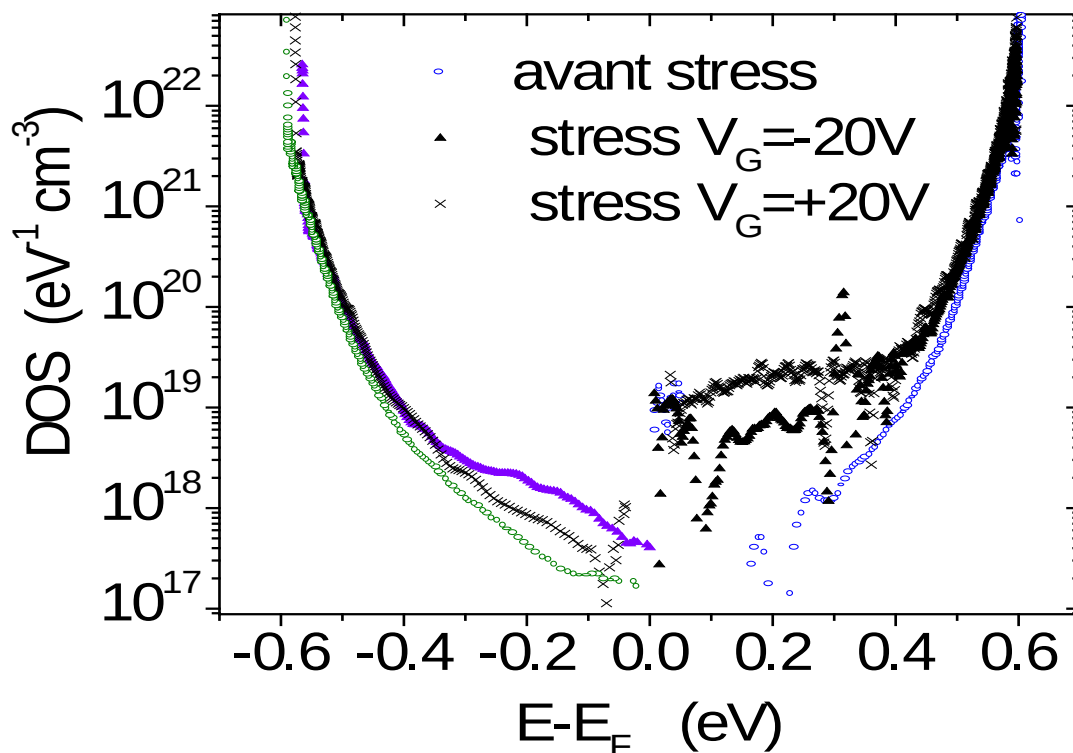


Fig.34 : Profil de densité d'états avant et après des stress positif et négatif pour les TCM cristallisés **laser**.

3-2-3 Effet de l'hydrogénation sur la stabilité des transistors en couches minces cristallisés SPC

Nous avons vu au chapitre précédent que la post-hydrogénation des TCM de silicium polycristallin par exposition à un plasma RF d'hydrogène était responsable d'une amélioration sensible des performances des TCM et d'une diminution de la densité d'états de la couche active. Nous allons voir que cet hydrogène incorporé est responsable comme dans le silicium amorphe hydrogéné d'une plus importante instabilité par rapport aux TCM qui n'en contiennent pas.

3-2-3-1 Effet du stress sur la pente sous le seuil et la tension de seuil avant et après hydrogénation

Les mêmes types de stress que précédemment ont été appliqués à des TCM à canal N, hydrogénés et non hydrogénés, élaborés exactement dans les mêmes conditions (ils sont issus du même «run», la moitié de la plaquette ayant subi une post-hydrogénation). De cette façon, toute différence de comportement ne peut être imputée qu'à la présence de l'hydrogène. Les TCM sont de configuration monocouche, de pression de dépôt 90Pa et dont la cristallisation est de type SPC.

Les déplacements de la tension seuil en fonction de la durée du stress pour les TCM hydrogénés et non hydrogénés, sont représentés sur les figures (35a) pour un stress positif et (35b) pour un stress négatif. Les variations de la pente de seuil en fonction de la durée du stress pour les deux types de TCM sont représentées sur les figures (36a) dans le cas d'un stress positif et (36b) dans le cas d'un stress négatif. Dans cette étude, les deux types de TCM (à canal N) hydrogénés ou non, montrent un déplacement positif de la tension sous le seuil pour un stress négatif et un déplacement négatif pour un stress positif. Ce déplacement de tension de seuil augmente en fonction de la durée du stress et tend à saturer après 1 heure de stress environ.

Sous stress négatif, cette variation de la tension de seuil s'accompagne d'une augmentation de la pente sous le seuil pour les deux types de transistors, alors que sous stress positif, seuls les transistors hydrogénés subissent une importante, augmentation de ΔS (figures 36a et 36b respectivement). Les comparaisons des profils de la densité d'états de la couche active obtenus avant et après stress pour les TCM hydrogénés ou non (figures 37a ,37b, 38a et 38b) amènent aux mêmes résultats.

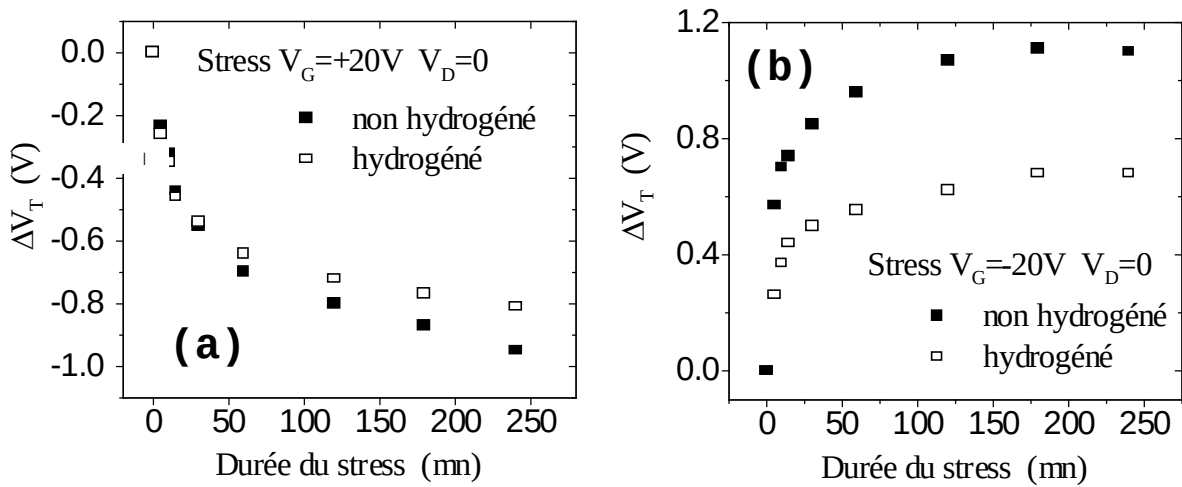


Fig.35 : Evolution de la variation de la tension de seuil en fonction de la durée du stress lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) (a) et négatif ($V_{GS}=-20V$) (b) pour des TCM à canal N hydrogéné et non hydrogéné.

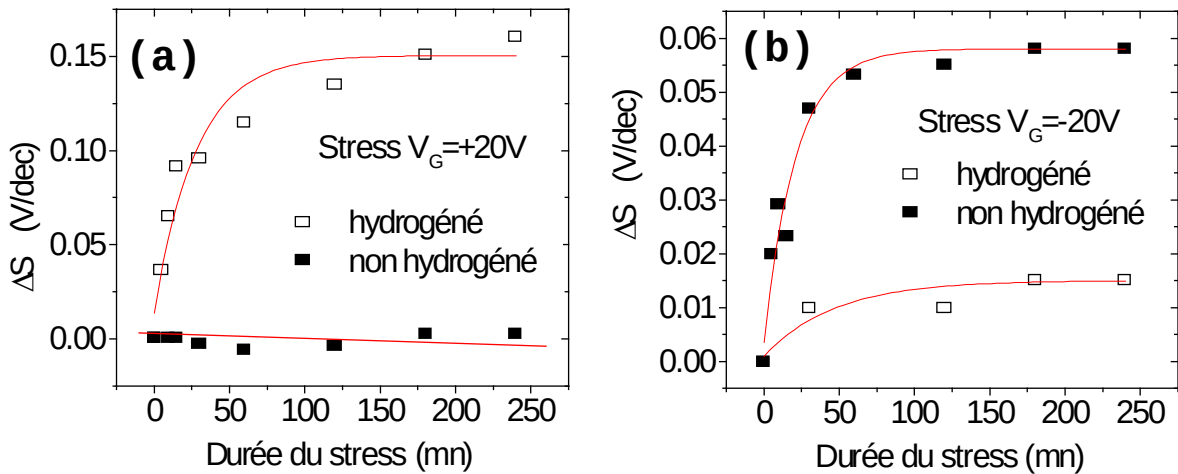


Fig.36 : Evolution de la variation de la pente sous le seuil en fonction de la durée du stress pour des TCM à canal N hydrogéné et non hydrogéné lors d'un stress positif ($V_{GS}=+20V$) (a) et négatif ($V_{GS}=-20V$) (b)

3-2-3-2 Effet du stress sur la densité d'états des TCM avant et après hydrogénation

• Dans les TCM hydrogénés :

Le stress occasionne une augmentation importante de la densité d'états profonds aussi bien pour un stress positif que négatif (figures 37a et 37b respectivement). Cette augmentation est plus importante en régime d'accumulation.

• **Dans les TCM non hydrogénés :**

L'effet du stress est beaucoup moins important que dans les TCM hydrogénés. Il concerne toujours les niveaux profonds mais avec un effet légèrement plus marqué pour les stress négatifs cette fois.

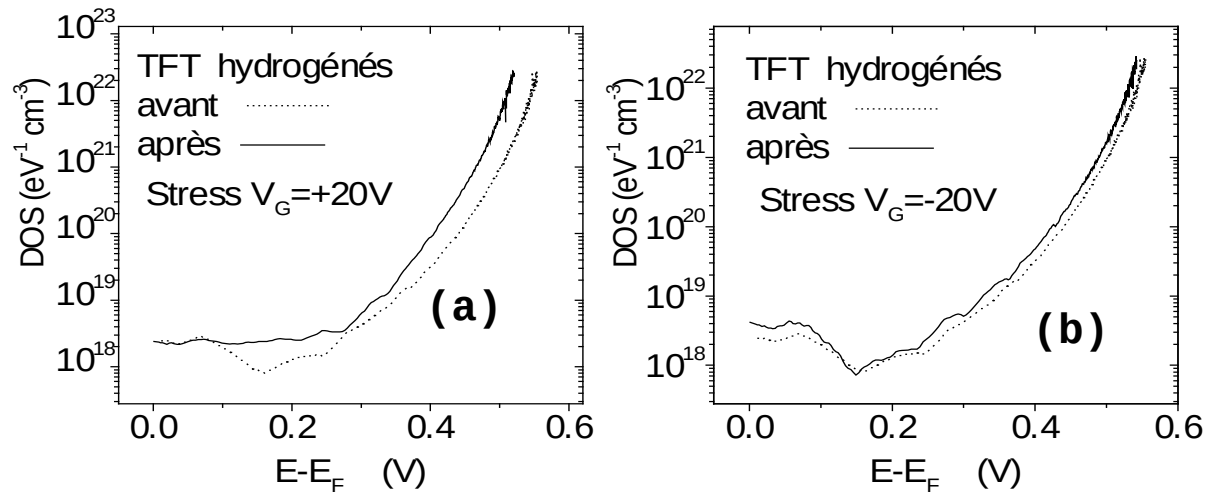


Fig.37 : Effet d'un stress positif (a) et négatif (b) sur le profil de densité d'états de la couche active de TCM à canal N **hydrogénés**.

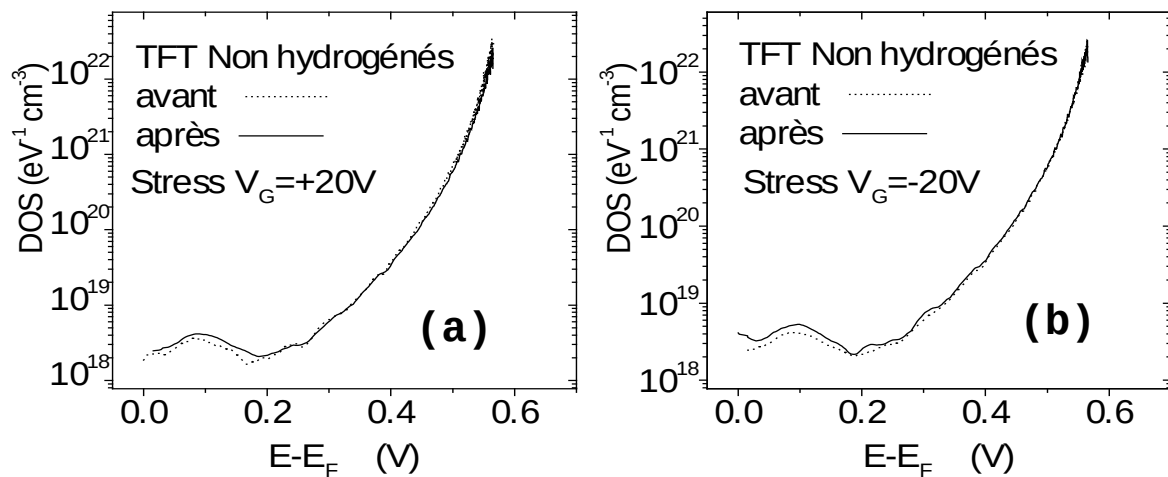


Fig.38 : Effet d'un stress positif (a) et négatif (b) sur le profil de densité d'états de la couche active de TCM à canal N **non hydrogénés**.

3-3 Discussion

3-3-1 Rappels des principaux résultats concernant l'effet d'un stress de tension de grille sur les TCM

Avant d'interpréter les effets du stress sur les différents TCM étudiés, nous allons rappeler les principaux résultats obtenus par d'autres auteurs et qui concernent les effets d'un stress de tension de grille sur les TCM de silicium amorphe et polycristallin.

Un ou plusieurs de ces effets peuvent apparaître simultanément ou l'un d'entre eux peut prédominer dans certaines conditions de stress. Ainsi,

- La présence dans l'oxyde d'ions mobiles de sodium Na^+ [53], ou d'eau OH^- et H^+ [54], peuvent être responsables d'un déplacement positif de la tension de seuil sous l'effet d'un stress négatif, et d'un déplacement négatif sous l'effet d'un stress positif et ce, sans changement de la pente sous le seuil de la caractéristique de transfert.
- Aux tensions de grille importantes, le piégeage des porteurs libres dans l'oxyde peut occasionner un déplacement positif de la tension de seuil lors d'un stress positif et un déplacement négatif lors d'un stress négatif et ce, sans aucun changement de la pente sous le seuil de la transconductance[37,55]. Ce déplacement de la pente sous le seuil obéit à une loi de la forme $\Delta V_T \propto \log(1+(t/t_0))$.
- Un déplacement positif (négatif) de la pente sous le seuil, pour les TCM à canal N (P) indépendant du signe du stress et accompagné d'une augmentation de la pente sous le seuil de la transconductance, a été interprété comme résultant d'une création d'états dans la bande interdite du silicium, sous l'effet du stress de tension. Cette interprétation a été retenue aussi bien pour les TCM de silicium amorphe[56,37], que pour ceux de silicium polycristallin[57]. Dans ce type de mécanisme de dégradation des TCM, le déplacement de la tension seuil est souvent décrit par une loi en puissance $(t/t_0)^\beta$.

3-3-2 Echantillons cristallisés SPC

Les figures (25) et (27) montrent pour les TCM cristallisés SPC que le stress a occasionné un déplacement positif de la tension sous le seuil dans le cas d'un canal N, ainsi qu'un déplacement négatif dans le cas d'un canal P et ce, quel que soit le type de stress. L'évolution de ce déplacement de la

forme $(t/t_0)^\beta$ pour les faibles durées de stress pour un canal N, et dans toute la gamme des temps de stress étudiés pour un canal P, accompagnée de l'augmentation de la pente sous le seuil de la transconductance pour les deux types de TCM quel que soit le type de stress (figures (26) et (28)), suggère que l'effet dominant de ce stress est la création de défauts dans la bande interdite du silicium polycristallin ou à l'interface silicium/oxyde.

Ceci est confirmé par le profil de la densité d'états moyenne obtenue avant et après stress (figures 29a et 29b). Nous rappelons qu'il s'agit d'un mélange des contributions des états du volume de la couche active et de l'interface Si/SiO₂. Nous pouvons voir une augmentation de la densité d'états profonds aussi bien dans la moitié supérieure qu'inférieure du gap. Cette augmentation est moins importante dans le cas d'un stress positif dans les TCM à canal P, ce qui va dans le même sens que la faible augmentation de leur pente sous le seuil S pour ce type de stress.

La dégradation de la pente sous le seuil S et l'augmentation de la densité d'états profonds moyenne montre un lien étroit entre ces deux paramètres. Un calcul analytique réalisé dans le cas du silicium amorphe par Rolland[69] met en évidence une relation entre S et la densité d'états de la forme :

$$S = \frac{k_B T \ln(10)}{q} \left[1 + \frac{\sqrt{q^2 \epsilon_0 \epsilon_{Si} N_{ep}}}{C_{ox}} + \frac{q^2 N_{ss}}{C_{ox}} \right]$$

où C_{ox} est la capacité de l'oxyde et où N_{ep} et N_{ss} sont les densités d'états profonds de volume et de surface respectivement.

Cette expression montre qu'une augmentation de la densité d'états profonds de volume ou de surface conduit à une augmentation de la pente sous le seuil et donc à une dégradation de la caractéristique de transfert. Elle montre également une relation linéaire entre la pente sous le seuil et la température que nous avons voulu vérifier. La figure (37) montre donc un exemple de l'évolution de la pente sous le seuil en fonction de la température avant et après un stress de tension de grille.

Nous y retrouvons cette allure linéaire de la fonction $S(T)$, ainsi qu'une augmentation de la pente de cette droite après le stress, conséquence de l'augmentation de la concentration de défauts.

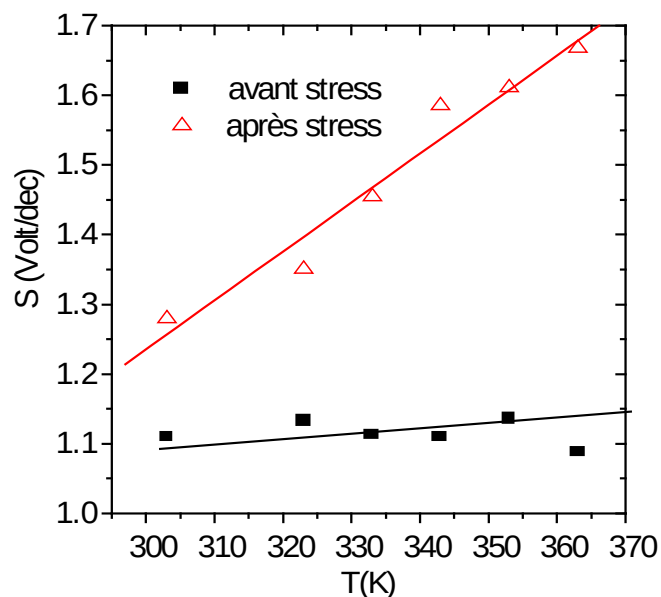


Fig.37 : Un exemple de l'évolution de la pente sous le seuil en fonction de la température avant et après stress.

Cette augmentation de la densité d'états profonds est certainement le résultat de l'accumulation d'électrons ou de trous dans le canal, ou de la présence en régime de désertion d'un champ électrique important à l'interface. Apparemment l'effet d'une importante accumulation de porteurs semble dégrader de façon plus importante le transistor qu'un fort champ électrique en régime de désertion. C'est le cas que nous avons le plus souvent rencontré mais il n'est pas systématique. Dans leurs travaux, Young et al[57] montrent un effet de stress plus prononcé en régime de désertion sur des TCM de silicium polycristallin. C'est aussi le cas des transistors MOSFET de silicium monocristallin[60]. Nous présentons aussi un exemple où la dégradation du TCM (à canal N, SPC, non hydrogéné) n'a pratiquement eu lieu que sous stress négatif (figures 36a et 36b).

Dans notre étude, ce cas s'est beaucoup moins présenté. L'accumulation de porteurs a été responsable d'une plus importante source de dégradation pour la majorité de TCM à canal N et P.

Nous retrouvons ce type de comportement dans plusieurs travaux, aussi bien pour les TCM de silicium polycristallin [66,67] que ceux de silicium amorphe hydrogéné[56,68].

La création de défauts dans le canal ou à l'interface Si/SiO₂ sous l'effet d'une accumulation de porteurs est l'interprétation qui a été retenue pour expliquer les effets d'un stress de tension de grille dans les TCM de Silicium amorphe[56]. En effet, le désordre dans ce type de matériaux conduit à la présence de liaisons distordues ou contraintes donc énergétiquement faibles et susceptibles de changer d'état lors d'une perturbation électrique comme une accumulation de porteurs libres. Il en résulte donc la création de liaisons pendantes. Le nouvel équilibre entre ces nouveaux états créés

est alors expliqué par une diffusion de l'hydrogène faiblement lié présent dans la couche[46].

Dans nos TCM dont la zone active est en silicium polycristallin, l'augmentation de la densité d'états sous l'effet de stress positif ou négatif devrait donc être due à l'existence de zones désordonnées, connues pour être présentes dans les joints de grain mais aussi à l'intérieur même des grains pour les matériaux cristallisés à basse température. Dans ce type de dispositifs, les interfaces sont aussi siège de désordre. Ces TCM n'étant pas hydrogénés, la stabilisation des états créés sous l'effet du stress ne peut être imputée à une diffusion d'hydrogène. Ce type de dégradation sous l'effet d'un stress de tension grille a déjà été observé dans les structures MOS de silicium monocristallin. La création de défauts est située dans ce cas dans la principale zone de désordre : l'interface Si/SiO₂[57]. La diffusion d'hydrogène n'est donc pas nécessaire pour induire des états stables dus au stress.

Il est connu que l'état d'équilibre d'une structure désordonnée est un état métastable maintenu par une distribution de défauts et de charge électrique. Sous l'effet d'une perturbation de type mécanique, thermique ou électrique, l'état d'équilibre évolue et la structure est alors caractérisée par un nouvel équilibre correspondant à une nouvelle distribution de densité d'états d'énergie. Dans notre cas, la perturbation est due à une variation de charge électrique induite par une accumulation ou une désertion de porteurs de charge.

Une analyse, plus approfondie, du comportement de la variation de la tension de seuil de nos transistors sous l'effet du stress électrique (figure 25b) montre un écart par rapport à la fonction puissance pour les temps de stress importants. Un lissage plus précis de ce comportement montre que la loi de variation correspondrait plus à une équation de la forme d'une exponentielle tronquée :

$$\frac{V_T(t) - V_T(\infty)}{V_T(0) - V_T(\infty)} = \exp\left[-(t/t_0)^\beta\right]$$

La figure (38) montre un exemple de ce lissage en représentation log-log de $\ln\left[\frac{V_T(t) - V_T(\infty)}{V_T(0) - V_T(\infty)}\right]$ pour un TCM à canal N

et pour les deux types de stress. Nous pouvons voir qu'indépendamment du type de stress, l'allure de cette courbe est linéaire sur tout l'intervalle de temps de stress étudié. Les valeurs de β obtenues sont de 1,73 pour un stress positif et 0,66 pour un stress négatif.

Pour les faibles durées de stress, la quantité $(t/t_0)^\beta$ peut être très faible devant l'unité. L'exponentielle peut s'écrire $1 - (t/t_0)^\beta$. La loi en exponentielle tronquée s'écrit alors :

$$\Delta V_T = V_T(t) - V_T(0) = [V_T(\infty) - V_T(0)] \cdot (t/t_0)^\beta$$

Nous retrouvons donc pour les faibles durées de stress la loi en puissance.

L'exponentielle tronquée est une loi que l'on retrouve souvent dans la description des phénomènes de relaxation dans les verres vers un état d'équilibre sous l'effet de diverses contraintes[61]. Elle a été établie de façon assez générale en considérant un ensemble de particules susceptibles de diffuser dans un milieu présentant un certain nombre d'états distribués spatialement de façon aléatoire et susceptibles de les piéger[65]. On la rencontre souvent dans les structures désordonnées pour décrire l'évolution en fonction du temps de divers paramètres comme la conductivité[59], la tension de seuil de TCM[47], ou même l'aimantation[61]. Dans les TCM de silicium amorphe hydrogéné elle est associée à la dispersion du coefficient de diffusion des atomes d'hydrogène[47]. Cette dispersion provient de la nature même d'un milieu désordonné, où les sites de piégeage présentent toute une distribution d'états d'énergie possibles. Le terme β dépend alors de cette distribution ainsi que de la température.

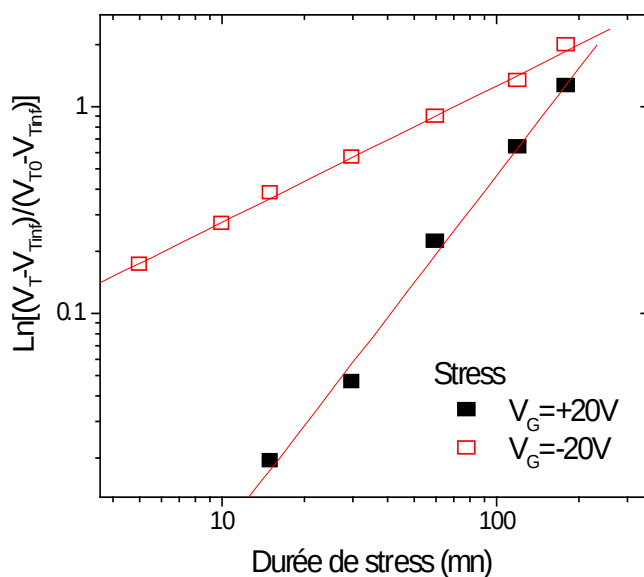


Fig.38 : Application de la fonction exponentielle tronquée à la variation de la tension de seuil en fonction de la durée de stress en représentation Log-Log pour un TCM SPC à canal N

Comme cette loi est suffisamment générale pour décrire l'effet d'un stress dans des cas aussi variés que dans les verres, dans les transistors MOSFET[60], ou dans les TCM de silicium polycristallin non hydrogéné, où la diffusion d'hydrogène ne peut être invoquée, elle doit donc être liée au désordre présent autant dans les matériaux amorphes que dans les matériaux cristallins à travers les zones désordonnées que constituent les interfaces, les joints de grains... On peut

alors supposer que dans ces zones désordonnées où des liaisons sont contraintes, l'accumulation de porteurs ou la présence de forts champs électriques peut induire un changement de l'état de contrainte et en particulier une modification de l'état des liaisons les plus faibles. La déformation peut ainsi diffuser et établir ainsi un nouvel équilibre caractérisé par une nouvelle distribution d'états.

Les structures désordonnées apportent donc une certaine flexibilité pour un réarrangement des liaisons dans ces matériaux. De façon générale, l'équilibre d'une structure désordonnée provient des états et des charges électriques. Quand ces distributions sont perturbées comme dans le cas d'une accumulation ou d'une désertion de charges dans les TCM, la structure évolue vers un nouvel équilibre.

3-3-3 Echantillons cristallisés laser

Les TCM cristallisés ont présenté les mêmes comportements que ceux cristallisés SPC à savoir, une variation de la tension de seuil indépendante du type de stress et positive (négative) pour un TCM à canal N (P) obéissant à la loi en puissance sur toute la gamme des temps étudiée avec dans tous les cas une augmentation de la pente sous le seuil S. L'effet prédominant du stress dans ces TCM est donc la création de défauts. Celle ci peut être appréciée sur le profil de densité d'états déterminé avant et après stress. Comme dans le cas précédent, l'augmentation de la densité d'états après stress concerne surtout les états profonds. Là encore l'effet du stress est plus important en régime d'accumulation ($V_{GS}=+20V$ pour un TCM à canal N et $V_{GS}=-20V$ pour TCM à canal P).

La principale différence entre les TCM SPC et Laser réside dans l'importance de cette dégradation sous l'effet du stress. Les TCM cristallisés laser sont beaucoup moins stables et en particulier ceux à canal N. Alors que la variation de la pente sous le seuil ne dépasse pas 0,05 dans les TCM SPC indépendamment de la nature du canal et du type de stress, pour ceux cristallisés laser, celle ci atteint la valeur de 0,07 dans le cas d'un canal P et 1,3 dans celui d'un canal N cette dernière valeur étant l'une des plus élevées que nous ayons obtenues durant cette étude. Elle correspond à une grande dégradation de la caractéristique de transfert. Cette importante augmentation de S est corroborée par l'importante augmentation de la densité d'états profonds, particulièrement accentuée pour les TCM à canal N. Elle est de plus de 2 ordres de grandeur pour une énergie de 0,15eV au-dessus du niveau de Fermi. Ce résultat inattendu pour des TCM présentant de meilleures performances que ceux cristallisés SPC, ne peut être imputé à la qualité de la couche active. Celle ci, de meilleure cristallinité, doit présenter moins de zones désordonnées. Nous pensons que c'est plutôt l'interface Si/SiO₂

qui est en la cause. En effet, la cristallisation laser a l'inconvénient d'être responsable de l'apparition de rugosité à la surface de la couche de silicium. Cette rugosité est d'autant plus importante que les grains sont grands. Une couche active de bonne qualité aura donc de grands grains et donc une importante rugosité à sa surface.

La figure (39) montre un exemple de l'état de la surface d'une couche de silicium polycristallin déposée par LPCVD à une pression de 90Pa et cristallisée au laser excimer à une énergie de 550mJ/cm^2 1 tir. Nous avons pu voir que c'est une couche de bonne qualité d'une part, par sa comparaison avec celles cristallisées par la même méthode à des énergies différentes (figure 21), et d'autre part, par la comparaison de la qualité de ses grains, observés au TEM, avec celle des couches cristallisées SPC (figure 14). Nous pouvons constater cependant qu'elle présente une importante rugosité pouvant atteindre plusieurs centaines d'angströms. Ces rugosités peuvent être à l'origine de la présence de champs électriques importants dans le canal susceptibles de provoquer d'importantes dégradations par l'application de tensions de grille élevées.

Malgré leurs bonnes performances, l'application en électronique de ce type de composants ne peut donc se passer d'une étape technologique supplémentaire prenant en charge la diminution de la rugosité de surface de la couche active cristallisée laser.

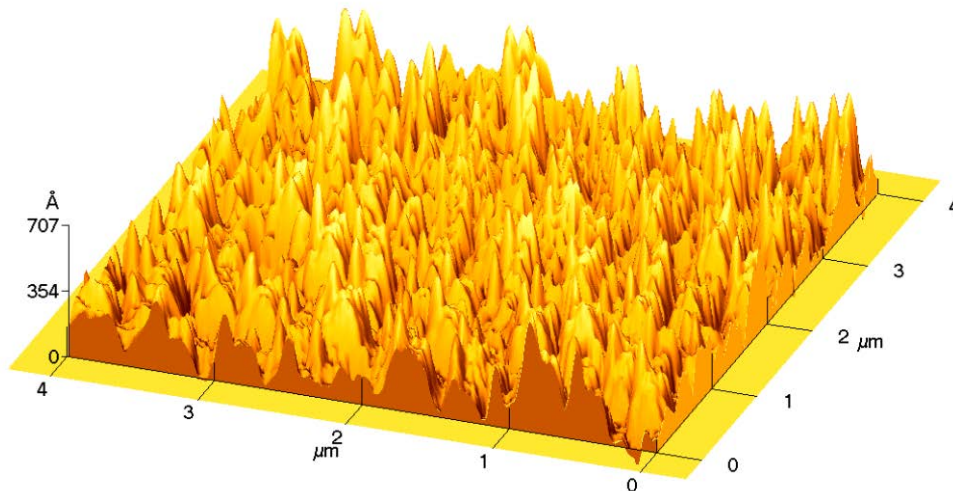


Fig.39 : Image au Microscope à Force Atomique de la surface d'une couche de silicium cristallisée à une énergie de 550mJ/cm^2 1 tir.

3-3-4 Effet de l'hydrogénation des TCM cristallisés SPC

L'effet du stress sur les TFT à canal N hydrogénés et non hydrogénés, conduit ici aussi, à une dégradation de la pente sous le seuil. Il y a donc création de défauts dans le canal et/ou à l'interface Si/SiO₂. C'est ce que montre le profil de densité d'états moyenne de la moitié supérieure du gap de silicium, avant et après stress, pour les deux types de stress et, que les TCM soient hydrogénés ou non. Leur état de dégradation n'est cependant pas identique.

- Ainsi, les TCM non hydrogénés semblent assez stables, la variation de la pente sous le seuil ne dépassant pas 0,06 pour un stress négatif et étant quasiment nulle sous un stress positif. Ceci est confirmé par la faible augmentation de la densité d'états dans la moitié supérieure du gap de silicium. Ce comportement est à rapprocher de ceux observés sur les transistors MOSFET de silicium monocristallin à canal N où une dégradation de l'interface Si/SiO₂ apparaît sous stress négatif[60]. En effet, pour ce type de composants, c'est l'important champ électrique régnant à l'interface Si/SiO₂ en régime de désertion et non plus l'accumulation d'électrons qui est responsable de la création de défauts à l'interface. Nous pouvons concevoir qu'un fort champ électrique autant qu'une accumulation de porteurs sont susceptibles d'influer sur des liaisons Si-Si faibles présentes dans les zones désordonnées.
- Les TCM hydrogénés ont un comportement très différent selon le type de stress appliqué. Ainsi, sous stress négatif la variation de la pente sous le seuil ne dépasse pas 0,015, alors qu'elle atteint une valeur 10 fois plus importante sous stress positif. Pour ce type de stress nous pouvons observer une importante augmentation de la densité d'états, beaucoup plus importante que dans les TCM non hydrogénés. Ainsi, l'accumulation d'électrons dans le canal (de type N) et à l'interface Si/SiO₂ est responsable d'une importante dégradation de ces TCM. Ce comportement est identique à celui observé sur les TCM de silicium amorphe hydrogéné[56].

Comme dans les TCM de a-Si:H, nous pensons que la dégradation de nos échantillons est due à la présence de zones désordonnées où les liaisons de silicium peuvent être contraintes ou distordues ce qui leur donne une certaine flexibilité. Sous l'effet d'un stress comme une accumulation de porteurs, ces liaisons dans un état hors équilibre sont susceptibles de se modifier. Un réarrangement de la structure s'opère.

- Dans les TCM non hydrogénés le nouvel équilibre s'établit par une redistribution de ces déformations en milieu désordonné. La stabilisation de ce nouvel état est

caractérisée par un nouvel équilibre conduisant ainsi à un nouveau profil de densité d'états.

- Dans les TCM hydrogénés, ce nouvel équilibre provient aussi d'un réarrangement de la structure dominé cette fois par une diffusion de l'hydrogène présent et sa redistribution dans la couche. Sa diffusion relativement aisée explique une plus forte dégradation de ces TCM hydrogénés par rapport à ceux ne contenant pas d'hydrogène.

En conclusion, comme nous pouvions nous y attendre, l'hydrogénation des TCM conduit à une légère amélioration de leurs performances. Mais en revanche, elle est responsable de la diminution de leur stabilité en régime d'accumulation. Le mécanisme prédominant de la dégradation de ces TCM sous l'effet d'un stress de tension de grille doit vraisemblablement être identique à celui observé dans les TCM de silicium amorphe hydrogéné où la création de défauts et leur stabilisation par la diffusion d'hydrogène dans la couche sont les principales causes de cette instabilité.

3-4 Conclusion sur la stabilité des TCM

Nous avons pu voir à travers ce chapitre que le stress de tension de grille occasionne une dégradation des TCM de silicium amorphe hydrogéné en régime d'accumulation. Par ailleurs il est connu qu'un stress négatif, en régime de désertion, conduit à une dégradation des transistors MOSFET de silicium monocristallin à canal N. Le silicium polycristallin, constitué de grains cristallins séparés par des zones amorphes est un état intermédiaire entre ces deux structures. Comme on pouvait s'y attendre, les TCM dont il constitue la zone active réagissent au stress de tension de grille de façon à adopter le comportement de l'une ou l'autre de ces deux structures.

Nous avons pu voir d'autre part qu'une hydrogénation de ces TCM de silicium polycristallin occasionnait une amélioration de leurs performances mais aussi une importante instabilité en régime d'accumulation, beaucoup plus importante que dans les TCM non hydrogénés. Ce comportement devient alors similaire à celui des TCM de a-Si:H. Nous avons donc comme dans le cas du a-Si:H, attribué cette instabilité, à une migration des atomes d'hydrogène dans la couche sous l'effet du stress.

Enfin, Les TCM dont la couche active a été cristallisée au laser excimer ont montré une importante instabilité. la dégradation sous stress de tension de grille étant beaucoup plus importante que pour les TCM cristallisés SPC non hydrogénés et même hydrogénés. Nous avons imputé cette importante instabilité à la rugosité de la surface de la couche active de silicium polycristallin responsable, lors du stress, de la présence à l'interface de champs locaux importants susceptibles de dégrader le composant.

IV. SYNTHÈSE SUR LA STABILITÉ DES STRUCTURES DE SILICIUM ÉTUDIÉES

Nous avons vu à travers l'étude de la stabilité de différentes structures de silicium, que la température, la lumière, ou un champ électrique sont susceptibles de modifier l'état du matériau dans des cas aussi variés que dans le silicium amorphe hydrogéné, le silicium polycristallin, et même le silicium monocristallin. Ce changement d'état est lié à la présence de zones désordonnées connues pour être présentes, dans tout le volume pour les matériaux amorphes, dans les joints de grain pour les matériaux polycristallins et dans les interfaces pour tous les dispositifs y compris ceux à base de silicium monocristallin. Dans ces zones siège de désordre, les liaisons sont distordues ou contraintes. Elles ne sont donc pas dans un état d'équilibre et peuvent se modifier sous l'effet de perturbations comme une accumulation de porteurs ou un régime de désertion dans les TCM ou un brusque changement de température.

La métastabilité de ces structures de silicium est due à deux phénomènes.

- i/ Un réseau métastable peut évoluer sous l'effet d'un stress, induisant ainsi un changement d'états des liaisons faibles par une accumulation de porteurs, un stress thermique... La stabilisation de ce changement d'état se fait alors par la diffusion de cette modification de l'état des liaisons en milieu désordonné avec un coefficient de diffusion qui dépend alors du temps.
- ii/ la métastabilité de la couche peut aussi être due à une diffusion d'impuretés mal liées comme l'oxygène, le carbone [72] etc. ou, de l'hydrogène présent dans les couches comme dans le cas du silicium amorphe hydrogéné.

Pour ce type de couches, l'effet d'une diffusion des atomes d'hydrogène est plus ou moins accentué selon la qualité du matériau amorphe. Dans les matériaux poreux, comme dans le cas de nos échantillons déposés par pulvérisation en continu, sous l'effet du stress, la présence de cavités, serait responsable du peu d'influence sur le matériau d'une diffusion des atomes d'hydrogène, ou peut être, rendrait cette diffusion plus difficile à travers la couche, ce qui confère à cette dernière une certaine stabilité que l'on ne trouve pas dans les bons matériaux a-Si:H déposés par d'autres méthodes. La présence de ces cavités est aussi responsable de la stabilité de la structure car elle conduit à la relaxation du matériau, le rendant peu sensible à une brusque descente en température par exemple.

De nombreuses études de la stabilité dans le silicium amorphe hydrogéné ont conduit à interpréter les effets d'une

accumulation de porteurs comme une création de défauts, stabilisée par une migration des atomes d'hydrogène dans la couche[30]. Dans ces matériaux hydrogénés une modification structurale du matériau indépendante de la migration d'hydrogène, a été mise en évidence très récemment[70]. Ce changement dans le réseau est favorisé dans les régions désordonnées où une flexibilité de la structure rend possible, sous l'effet de contraintes, un changement d'état des liaisons faibles [71].

La diffusion des atomes d'hydrogène ne pouvant être responsable de la métastabilité du silicium polycristallin non hydrogéné, l'accumulation ou la désertion des porteurs de charge libres peut être responsable de cette modification structurale dans les zones désordonnées que sont les joints de grain et les interfaces. Une plus grande étendue de ces zones désordonnées conduit à une plus importante métastabilité de la structure[73]. Cette réaction au stress est masquée par la migration des atomes d'hydrogène dans la couche, lorsque celle-ci est hydrogénée.

Dans les TCM de silicium polycristallin cristallisé laser nous avons mis en évidence une importante instabilité que nous avons attribuée aux rugosités de la surface des couches résultant du mode de cristallisation même.

La diffusion d'impuretés mal liées comme le carbone ou l'oxygène pourrait aussi être une cause de la métastabilité des matériaux.[72]

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail qui se veut une contribution à l'étude de la stabilité de différentes structures de silicium, nous avons d'abord présenté les matériaux de cette étude.

La caractérisation électrique et optique des couches de silicium amorphe hydrogéné déposées à grande vitesse au laboratoire LCMS d'Alger, par pulvérisation cathodique en continu assistée d'un magnétron, a permis l'optimisation des propriétés de transport électronique pour une concentration d'hydrogène de 8%. Ce matériau optimisé a présenté de bonnes propriétés électroniques comparables à celles des bons échantillons obtenus par d'autres méthodes. Il s'est avéré d'une grande stabilité sous l'effet d'un stress thermique et optique. Une étude de sa microstructure a montré que cette importante stabilité est liée à sa faible densité et à sa porosité. La présence de cavités est responsable de la relaxation du matériau et de la faible influence d'une diffusion des atomes d'hydrogène dans la couche sous l'effet du stress.

La stabilité des couches de silicium polycristallin non dopé a été étudiée à travers des transistors en couches minces déposés sur des substrats de verre. Ces dispositifs sont réalisés au laboratoire GMV de Rennes. La densité de défauts dans la couche active polycristalline non dopée de ces transistors a été trouvée directement dépendante de ses conditions de dépôt ainsi que du procédé de dépôt de la couche supérieure dopée. Ainsi, les transistors de configuration monocouche déposés à relativement haute pression (90Pa) par recuit SPC ont montré de bonnes performances et ce à travers deux paramètres importants : la densité d'états moyenne de la couche active, et la mobilité d'effet de champ. La cristallisation laser a montré qu'elle pouvait améliorer ces paramètres par l'optimisation de l'énergie du tir. Dans les TCM cristallisés SPC, l'étape d'hydrogénation a permis une amélioration sensible de la caractéristique de transfert par la passivation des défauts présents dans les interfaces, dans les joints de grain, et à l'intérieur même des grains pour des couches cristallisées à basse température (<600°C).

L'étude de la stabilité de ces composants a montré une dégradation sous l'effet d'un stress de tension de grille. L'évolution sous l'effet de ce stress, de la tension de seuil, de la pente sous le seuil et de la densité d'états a montré que cette dégradation était due à une création de défauts dans les régions désordonnées présentes dans les joints de grain et aux interfaces modifiant ainsi leur état structural. Ce réarrangement de la structure est alors caractérisé par une nouvelle distribution d'états. Nous avons pu voir que la diffusion d'hydrogène n'était pas seule responsable de la métastabilité des structures. Sous l'effet d'un stress, même les couches ne contenant pas d'hydrogène sont susceptibles

d'évoluer vers un autre équilibre dès que des zones désordonnées sont présentes. En effet, dans ces régions où les liaisons sont contraintes ou distordues, donc faibles, elles sont susceptibles de se modifier sous l'effet d'une perturbation comme une accumulation ou une désertion de porteurs de charge. Ce changement d'états des liaisons faibles diffuse en milieu désordonné et conduit ainsi à un nouvel équilibre caractérisé par une nouvelle densité d'états.

Nous avons pu voir que ce réarrangement de la structure est d'autant plus important que les régions désordonnées sont étendues et que leur degré de désordre est élevé. Ainsi, dans les matériaux hydrogénés, l'important changement de structure provient du fait même du déplacement des atomes d'hydrogène sous l'effet du stress induisant un désordre local élevé suffisamment flexible pour évoluer vers un nouvel état d'équilibre.

Une autre raison de l'importante dégradation des TCM est la présence d'une grande rugosité de la surface de la couche active, comme lorsque sa cristallisation s'effectue par irradiation laser.

La présence d'impuretés faiblement liées et leur diffusion dans la couche lors du stress pourrait aussi contribuer à la dégradation des TCM.

A N N E X E

LISTE DES PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS

1. Articles dans des Revues Internationales

- [R1] « Thermally stimulated current at low temperatures in a-Si:H »
A. Mezhoudi, T. Mohammed-Brahim, A. Rahal
Chemtronics 4, 93 (1989)
- [R2] « Gate Bias Stress in Hydrogenated and Unhydrogenated Polysilicon Thin Film Transistors »
B. Tala-Ighil, H. Toutah, A. Rahal, K. Mourgues, L. Pichon, F. Raoult, O. Bonnaud, T. Mohammed-Brahim
Microelectronics Reliability 38 1149 (1998)
- [R3] « States Creation Induced by Gate Bias Stress in Unhydrogenated Polysilicon TFT's »
B. Tala-Ighil, A. Rahal, K. Mourgues, A. Toutah, L. Pichon, T. Mohammed-Brahim, F. Raoult, O. Bonnaud
Thin Solid Films 337 101 (1999)
- [R4] « Leakage Current of Unhydrogenated Solid Phase Crystallized Silicon TFT's »
B. Tala-Ighil, A. Rahal, H. Toutah, T. Mohammed-Brahim, K. Mourgues, O. Bonnaud
Solid State Phenomena 67-68 541 (1999)
- [R5] « Ageing of Laser Crystallized and Unhydrogenated Polysilicon Thin Film Transistors »
A. Rahal, T. Mohammed-Brahim, H. Toutah, B. Tala-Ighil, Y. Helen, C. Prat, F. Raoult
Microelectronics Reliability 39 851 (1999)
- [R6] « Density of states in the channel material of low temperature polycrystalline silicon thin film transistors »
K. Mourgues, A. Rahal, T. Mohammed-Brahim, M. Sarret, J.P. Kleider, C. Longeaud, A. Bachrouri, A. Romano-Rodriguez
J. Non Crystalline Solids 266 1279 (2000)
- [R7] « Stability of Unhydrogenated Polysilicon TFT's and Structural Quality of the Channel Material »
H. Toutah, B. Tala-Ighil, J.F. Llibre, A. Rahal, K. Mourgues, Y. Helen, T. Mohammed-Brahim, R. Dassow, J.R. Köhler
Thin Solid Films *to be published* (2000)

2. Articles dans des Conférences Internationales avec comité de lecture et publication des actes.

- [CP1]** "Electronic transport properties of high deposition rate a-Si:H material"
T.Mohammed-Brahim, A.Rahal, N.Ababou, N.Beldi, M.Aoucher, D.Mencaraglia,
C.Longeaud, J.P.Kleider, O.Glodt, Z.Djebbour
Proc. of the 10th European Photovoltaic Solar Energy Conference
Lisbon April 1991
- [CP2]** "Density of states of hydrogenated amorphous silicon deposited by dc magnetron sputtering" T.Mohammed-Brahim, A.Rahal and N.Beldi
Proc. of The International Conference on Condensed Matter Physics and Applications
Bahrain 48 (1992)
- [CP3]** "a-Si:H deposited at high rate by dc magnetron sputtering"
N.Beldi, A.Rahal, D.Hamouli, M.Aoucher, T.Mohammed-Brahim, D.Mencaraglia,
Z.Djebbour, O.Glodt, J.Sib, C.Longeaud, J.P.Kleider, L.Chahed and Y.Bouizem
11th European Photovoltaic Solar Energy Conference Proc. 533 (1992)
- [CP4]** "Stability of a-Si:H deposited at high rate by dc magnetron sputtering"
A.Rahal, N.Beldi, T.Mohammed-Brahim, C.Longeaud, Z.Djebbour, J.P.Kleider,
D.Mencaraglia
12th European Photovoltaic Solar Energy Conference Proc. 378 (1994)

3.Communications dans des Conférences avec publication de résumés

- [CR1]** "Band-tails in a-Si:H from photocurrent decrease"
A.Rahal and T.Mohammed-Brahim
XIII Conf. Sol. State Science Egypt (1990)
- [CR2]** "Caractérisation des couches minces de silicium amorphe hydrogéné par des méthodes électriques"
T.Mohammed-Brahim, A.Rahal, T.Smail, N.Ababou, N.Beldi and M.Aoucher
2nd Maghreb Conference on Materials Sciences
Sfax Tunisia November 1990
- [CR3]** « Caractérisation du silicium amorphe hydrogéné par mesure du courant thermiquement stimulé »
A. Rahal, T. Mohammed-Brahim
2nd Maghreb Conference on Materials Sciences
Sfax Tunisia November 1990
- [CR4]** "Hydrogenated amorphous silicon deposited at high rate"
N.Beldi, N.Ababou, A.Rahal, T.Mohammed-Brahim and J.P.Stoquert

Fourteenth International Conference on Amorphous Semiconductors (ICAS 14)
Garmisch-Partenkirchen Germany August 1991

- [CR5]** "Caractérisation du silicium amorphe hydrogéné par mesure du courant thermiquement stimulé"
A.Rahal and T.Mohammed-Brahim
3th International Meeting on Materials Sciences
Oran Algeria October 1991
- [CR6]** "Propriétés du silicium amorphe hydrogéné déposé par pulvérisation cathodique assistée d'un magnetron"
N.Beldi, M.Aoucher, M.Kechouane, D.Hamouli, T.Smail, H.Bendali, A.Rahal and T.Mohammed-Brahim
3th Maghreb Conference on Materials Sciences
Algiers Algeria April 1992
- [CR7]** "Stabilité du Silicium Amorphe Hydrogéné déposé à grande vitesse par dc magnetron sputtering"
A.Rahal and T.Mohammed-Brahim
International Meeting on Materials Science and the Computational Methods (IMMS-4)
Tlemcen Algeria April 1993
- [CR8]** « Caractérisation électrique de couches minces de silicium amorphe hydrogéné »
A.Rahal, M.Aoucher, T.Mohammed-Brahim
5^{ème} Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux (JMSM'96)
Hammamet Tunisia November 1996
- [CR9]** « Détermination des caractéristiques électriques de couches minces de silicium amorphe hydrogéné »
A.Rahal, M.Aoucher, T.Mohammed-Brahim
2^{ème} Congrès National de la physique et de ses applications (CNPA'96)
Sétif Algeria 1996
- [CR10]** « Density of states in polycrystalline silicon Thin Film Transistors. »
A.Rahal, T.Mohammed-Brahim
6^{èmes} Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux. (JMSM'98)
Annaba Algeria November 1998
- [CR11]** « Densité d'états et courant de fuite dans les TFT polycristallins »
A.Rahal et T.Mohammed-Brahim
International Congress in Sciences and Materials Engineering ICMSE'99
Alger Algeria November 1999
- [CR12]** « Création de défauts dans les transistors de silicium polycristallin en couches minces suite à l'application d'un stress de tension »
A.Rahal et T.Mohammed-Brahim
Journée Nationale sur les Matériaux 2000, JNM'2000
Blida Algeria May 2000

[CR13]« Comparaison entre les TFT de silicium polycristallin cristallisé en phase solide et par laser : densité d'états et courants de fuite »
A.Rahal et T.Mohammed-Brahim
7^{èmes} Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux. (JMSM'2000)
Kénitra Maroc September 2000

BIBLIOGRAPHIE

- (1) S.C Moss, J.F. Graczyk
Phys. Rev. Lett.Vol 23, 581 (1969)
- (2) M. Gandais, M.L. Theye, S. Fisson, J. Boisonade
Phys. Stat. Sol. (b), Vol.58, 601 (1973)
- (3) T.Mohammed-Brahim, K.Kis-Sion, D.Briand, M.Sarret,
O.Bonnaud, J.P.Kleider, C.Longeaud, B.Lambert.
J. Non cryst. Sol. Vol. 227-230, 962 (1998)
- (4) M.H. Brodsky, M. Cardona, J.J. Cuomo
Phys. Rev. B Vol.16, 3556 (1977)
- (5) N.F. Mott
Phil. Mag. Vol.19, 835, (1969)
- (6) M.H. Cohen
J.Non Cryst. Solid, Vol.2, 432, (1970)
- (7) T.D. Moustakas
J. Electron. Materials, Vol.8 391,(1979)
- (8) N. Beldi, J. Sib, L Chahed, T. Smail, T. Mohammed-brahim,
Z. Djebbour, J.P. Kleider, C. Longeaud, D. Mencaraglia
J. Non Cryst. Sol. Vol.164-166, 309, (1993)
- (9) J.Y.W.Seto
J. Appl. Phys. Vol.48(12), 5247 (1975)
- (10) M.E. Cowher and T.O.Sedgwick
J. Electrochem. Soc., Vol.119(11), (1972)
- (11) G. Baccarani, B. Ricco
J. Appl. Phys. Vol.40(11) , 5565, (1978)
- (12) J. Levinson, F.R.Shepherd, P.J. Scanion, W.D. Westwood,
G. Este, M. Rider
J. Appl. Phys. Vol.53(2), 1193 (1982)
- (13) N. Beldi
Thèse de Magister. USTHB. Alger (1993)
- (14) T. Mohammed-Brahim, M. Sarret, D. Briand, K.Kis-Sion,
L.Haji, O. Bonnaud, D. Louër, A. Hadjadj
Phil. Mag. B Vol.76, 193 (1997)
- (15) R. Meaudre, P.Jensen, M. Meaudre
Phys. Rev. B Vol.38, 12449, (1988)

- (16) P. Roca i Cabarrocas, R. Vanderhagen, M.L. Thèye, Y. Bouizem, D. Mencaraglia, Z. Djebbour, J. Sib, J.P. Kleider, C. Longeaud
Proc. 10th European Photovoltaic Solar Energy conf., Lisbon (1991)
- (17) P. Joubert, B. Loisel, Y. Chouan, L. Haji
J. Electrochem. Society, Vol.134, 2541, (1987)
- (18) Miltiadis, K. Atalis, D.W. Greve
J. Appl. Phys. Vol.63(7), 2260 (1988)
- (19) K. Mourgues
Thèse de Doctorat de l'Université de Rennes I (1999)
- (20) F. Petinot
Thèse de Doctorat de l'Université d'Orsay Paris XI (1998)
- (21) T. Mohammed-brahim, A. Rahal, N. Ababou, N. Beldi, M. Aoucher, D. Mencaraglia, C. Longeaud, J.P. Kleider, O. Glodt, Z. Djebbour
Proc. 10th European Photovoltaic Solar Energy conf., Lisbon (1991)
- (22) N. Beldi, A. Rahal, D. Hamouli, M. Aoucher, T. Mohammed-brahim, D. Mencaraglia, Z. Djebbour, O. Glodt, J. Sib, C. Longeaud, J.P. Kleider, L. Chahed, Y. Bouizem
Proc. 11th European Photovoltaic Solar Energy conf., Montreux Switzerland octobre (1992)
- (23) E. Bhattacharya, A.H. Mahan
J. Appl. Phys. Lett., 52, 1587 (1988)
- (24) P. Roca i Cabarrocas, Z. Djebbour, J.P. Kleider, C. Longeaud, D. Mencaraglia, J. Sib, Y. Bouizem, M.L. Thèye, G. Sardin, J.P. Stoquert
J. Phys. France, 2, 1979 (1992)
- (25) D. Mencaraglia
Thèse de Doctorat es Sciences, Université Paris 6, (1987)
- (26) J.P. Kleider, D. Mencaraglia, Z. Djebbour
J. Non Cryst. Sol. 114, 432 (1989)
- (27) A.R. Moore
Semiconductors and semimetals Vol.21, 239 (1984)
- (28) C. Longeaud, J.P. Kleider
Phys. Rev. B45(20), 11672 (1992)

- (29) G.F. Seyhaeve, R.P. Barclay, G.J. Adriaenssens, J.M. Marshall
Phys. Rev. B39, 10196 (1989)
- (30) W.B. Jackson , C.C.Tsai
Phys. Rev. B, vol.45(12), 6564 (1992)
- (31) R. Meaudre, M. Meaudre, S. Vignoli, P. Roca i Cabarroccas, Z. Djebbour, Y. Bouizem, M.L. Theye
Phil. Mag. B67, 497 (1993)
- (32) J. Mort
Proc. 30th Session of the Scottish Universities. Summer School in physics, 475 (1972)
- (33) N.C.C. Lu, L. Gerzberg, J.D. Meindl
IEEE Elect. Dev. Lett. Vol. EDL4 (3) (1980)
- (34) N.C.C. Lu, L. Gerzberg, C.Y.Lu, J.D. Meindl
IEEE Trans. Elect. Dev. Vol. ED28 (7) (1981)
- (35) D. Briand, M. Sarret, F. Le Bihan, O. Bonnaud, L.Pichon
Material Science and Technology, vol.11, 1207 (1995)
- (36) P. Roca i Cabarroccas, J. Merten, C. Godet, Y. Bouizem, M.L. Thèye, P. Sladek, D. Mencaraglia, Z. Djebbour, J. Sib, J.P. Kleider, C. Longeaud, R. Meaudre, M. Meaudre
Proc. 11th European photovoltaic solar Energy Conf., Montreux, Switzerland, october 1992
- (37) M.J. Powel, C. van Berkel, J.R. Hughes
Appl. Phys. Lett. Vol.54(14) 1323 (1989)
- (38) D.L Staebler, C.R. Wronski
J. Appl. Phys. Vol.51(6) 3262 (1980)
- (39) N. Beldi, A. Rahal, T. Mohammed-brahim, C. Longeaud, Z. Djebbour, J.P. Kleider, D. Mencaraglia
Proc. 12th European Photovoltaic Solar Energy conf., Amsterdam Holland April (1994)
- (40) G. Farhi, R. Cherfi, M.Aoucher, K. Zellama
Proc. Polycrystalline semiconductors VI conf. (Polyse 2000) Saint Malo France, September (2000)
- (41) M. Meaudre, P. Jensen, R. Meaudre
Phil. Mag. B, vol.63(4), 815 (1991)
- (42) S.T. Pantelides
Phys. Rev. Lett. Vol.57, 2979 (1986)

- (43) M.Stutzmann
Phil. Mag. B Vol.56, 63 (1987)
- (44) M. Dersh, J. Stuke, J. Beichler
Appl. Phys. Lett. Vol.38, 456 (1980)
- (45) R.A. Street, M. Hack, W.B. Jackson
Phys. Rev. B vol.37,4209 (1988)
- (46) W.B. Jackson
Phys. Rev.B Vol.41 (2), 1059 (1990)
- (47) W.B. Jackson, J.M. Marshall, M.D. Moyer
Phys. Rev.B Vol.39 (2), 1059 (1989)
- (48) J.R.Ayres, S.D.Brotherton, N.D.Young
Optoelect. Dev. and Techno. Vol.7(2),301 (1992)
- (49) T. Suzuki, Y. Osaka,, M. Hirose
Jap. J. Appl. Phys. Vol.21, L159 (1982)
- (50) G. Fortunato, D.B.Meakin, P.Migliorato, P.G. Le Comber
Phil. Mag. B Vol 57 (5), 573 (1988)
- (51) A.C. Salaün
Thèse de Doctorat, Université de Rennes I, (1996)
- (52) Y. Helen
Thèse de Doctorat, Université de Rennes I, (2000)
- (53) N.D. Young, A. Gill, and I.R. Clarence
J. Appl. Phys. 66, 187 (1989)
- (54) N.D. Young, and A. Gill
Semicond. Sci. Technol. 7, 1103 (1992)
- (55) N.D. Young, and A. Gill,
Microelectronic Eng. 19, 105 (1992)
- (56) M.J. Powell, C.van Berkel, A.R. Franklin, S.C. Dean, W.I. Milne
Phys. Rev. B45, 4160 (1992)
- (57) N.D. Young, and J.R. Ayres
IEEE Trans. Electron Devices ED-42, 1623 (1995).
- (58) J.R. Ayres
J. Appl. Phys. Vol.74(3), 1787 (1993)
- (59) R. Meaudre, M. Meaudre, P. Jensen, G. Guiraud
Phil. Mag. Let. Vol.57(6) 315 (1988)

- (60) K.O. Jeppson, C. Svenson
J. Appl. Phys. Vol.48(5) 2004 (1977)
- (61) R.V. Chamberlain, G. Mozurkewich, R. Orbach
Phys. Rev. Lett. Vol.52(10), 867 (1984)
- (62) T.H. Ihn, B.I. Lee, S.K. Joo, Y.C. Jeon
Jpn. J. Appl. Phys. Vol.36, Pt. 1 (8) (1997)
- (63) Y.S. Kim, M.K. Han
IEEE Elect. Dev. Lett. Vol.16(6) 245, (1995)
- (64) B. Marchand, G. Ghibaudo, F. Balestra, G. Guégan, S. Déléonibus
Microelectronics reliability, Vol.38 1103, (1998)
- (65) P. Grassberger, I. Procaccia
J. Chem. Phys. Vol.77(12), 6281 (1982)
- (66) B. Tala-Ighil, A. Toutah, T. Mohammed-Brahim, K. Mourgues, F. Raoult, H. Lhermite, O. Bonnaud
ESSDERC'97, p.608, (1997)
- (67) N.D. Young, A. Gill
Semicond. Sci. Techn. Vol.5, 72 (1990)
- (68) R.B. Wehrspohn, S.C. Dean, I.D. French, I. Gale, J. Hewet, M.J. Powell, J. Robertson
J. Appl. Phys. Vol.87(1), 144 (2000)
- (69) A. Rolland
Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Rennes 1, (1993)
- (70) N. Hata, T. Kamei, H. Okamoto, A. Matsuda
Materials Research Society symp. proc. Vol.467, 61 (1997)
- (71) H. Fritzsche
Materials Research Society symp. proc. Vol.467, 19 (1997)
- (72) Y. Helen, G. Gautier, K. Mourgues, T. Mohammed-Brahim, F. Raoult, O. Bonnaud, C. Prat, D. Zahorsky, D. Lemoine
The Electrochemical Society, 198th Meeting Phoenix, USA, Octobre 2000
- (73) H. Toutah, B. Tala Ighil, J.F. Llibre, T. Mohammed-Brahim, Y. Helen, G. Gautier, K. Mourgues, F. Raoult
Polyse 2000 Saint Malo France, Septembre 2000
- (74) A. Shah, E. Sauvi, N. Wyrsh, H. Curtins, B. Leutz, V. Chu, S. Wagner, H. Schade, H.W.A. Chao
Proc. 20th IEEE Photovoltaic Specialists Conf. Las Vegas (1988)