



HAL
open science

Étude de la résistivité et de l'électromigration dans lesinterconnexions destinées aux technologies des noeuds90 nm - 32 nm

Jean-Frédéric Guillaumond

► **To cite this version:**

Jean-Frédéric Guillaumond. Étude de la résistivité et de l'électromigration dans lesinterconnexions destinées aux technologies des noeuds90 nm - 32 nm. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00080532

HAL Id: tel-00080532

<https://theses.hal.science/tel-00080532>

Submitted on 19 Jun 2006

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

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

THESE

présentée par

Jean-Frédéric GUILLAUMOND

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

Spécialité : micro et nano électronique

Étude de la résistivité et de l'électromigration dans les interconnexions destinées aux technologies des noeuds 90 nm - 32 nm

Soutenue le 2 Décembre 2005 devant la commission d'examen :

P. Gentil	(Président)
D. Barbier	(Rapporteur)
O. Thomas	(Rapporteur)
P. Normandon	(Examineur)
E. Vincent	(Examineur)
L. Arnaud	(Codirecteur de Thèse)
M. Dupeux	(Codirecteur de Thèse)

Thèse préparée
au sein du Laboratoire de Simulation et Caractérisation des Dispositifs et des Procédés,
du Département de Nanotechnologies,
au Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble,
en collaboration avec l'entreprise ST Microelectronics

Table des matières

Remerciements	5
Nomenclature	7
Avant-propos	13
I Introduction générale	15
1 Présentation du problème	17
1.1 Contexte historique	17
1.2 Objectifs de la thèse	19
1.2.1 La feuille de route	19
1.2.2 La résistivité électrique effective des interconnexions	19
1.2.3 L'électromigration dans les interconnexions	20
2 Les interconnexions dans les circuits intégrés	23
2.1 Réalisation d'une interconnexion	23
2.1.1 Procédés de dépôts utilisés	23
2.1.2 Étapes de réalisation d'une interconnexion	24
2.2 Performances électriques des interconnexions	26
3 Outils de caractérisation	29
3.1 Structures de test	29
3.2 Caractérisations électriques	30
3.2.1 Tests sur plaque	30
3.2.2 Tests en boîtier	31
3.3 Caractérisations morphologiques	32
3.3.1 Microscope électronique à balayage	32
3.3.2 Préparation des échantillons	33

II	Étude de la résistivité du cuivre dans les dispositifs de faibles dimensions	37
4	Modélisation de la résistivité du cuivre	39
4.1	Historique	39
4.2	Équation de transport électronique	40
4.3	Mécanismes de diffusion	42
4.4	Interaction électrons - défauts ponctuels ou linéaires	44
4.5	Interaction électrons - phonons	44
4.6	Interaction électrons - parois intérieures	45
4.7	Interaction électrons - parois extérieures	46
4.7.1	Cas du film mince	46
4.7.2	Cas d'une ligne rectangulaire	48
4.8	Synthèse de la modélisation	49
5	Résultats des mesures de résistivité	51
5.1	Méthode expérimentale	51
5.1.1	Dispositifs expérimentaux	51
5.1.2	Extraction de la résistivité	52
5.1.3	Incertitude sur l'extraction de la résistivité et de la surface	53
5.1.4	Résultats expérimentaux	56
5.2	Discussion	57
5.2.1	Diffusion aux joints de grains	57
5.2.2	Diffusion sur les parois externes	57
5.3	Synthèse des résultats	60
III	Étude de l'électromigration dans les lignes d'interconnexion	61
6	Modélisation de l'électromigration dans les interconnexions	63
6.1	La loi de Fick	63
6.2	Le coefficient de diffusion	64
6.2.1	Expression de la fréquence de saut Γ_0	64
6.2.2	Expression du coefficient de diffusion	65
6.3	Diffusion avec force extérieure	65
6.4	Diffusion dans les interconnexions	67
6.4.1	Notion de chemin de diffusion	67
6.4.2	Confinement du cuivre	69
6.5	Équation de Black	73
6.6	Structures de test à deux niveaux	75
6.7	Synthèse de la modélisation	75

7	Méthode expérimentale	77
7.1	Structures de test	77
7.2	Traitements statistiques	77
7.2.1	Détermination de la durée de vie médiane et de l'écart type	77
7.2.2	Détermination des paramètres de Black	78
7.2.3	Extrapolation aux conditions de fonctionnement	79
7.3	Synthèse	80
8	Influence du diélectrique interligne	81
8.1	Problématique	81
8.2	Résultats électriques d'électromigration	82
8.3	Interprétation des résultats	84
8.4	Extrapolation aux conditions de fonctionnement	86
8.5	Synthèse	86
9	Influence de la barrière de diffusion	89
9.1	Présentation	89
9.2	Résultats et discussions	91
9.2.1	La barrière PVD TaN/Ta	91
9.2.2	La barrière CVD TiN	93
9.2.3	La barrière ALD	95
9.2.4	Autres caractérisations	96
9.3	Synthèse	100
10	Influence de la dimension des lignes de cuivre	101
10.1	Présentation	101
10.2	Résultats et discussions	102
10.2.1	La barrière PVD	102
10.2.2	La barrière ALD	103
10.3	Synthèse	103
11	Influence de la contamination du cuivre	105
11.1	Présentation	105
11.2	Résistivité des lignes de cuivre dopées aluminium	106
11.3	Résultats d'électromigration	107
11.3.1	Énergie d'activation	107
11.3.2	Extrapolation aux conditions de fonctionnement	108
11.4	Synthèse	109

Table des matières

12 Influence de l'encapsulation supérieure	111
12.1 Présentation	111
12.2 Résultats électriques	113
12.2.1 Résistivité	113
12.2.2 Électromigration	114
12.3 Synthèse	118
Conclusions	121
Annexe	125
A Étude des structures à deux niveaux	127
Bibliographies	131
Bibliographie	131
Bibliographie personnelle	137

Remerciements

Je tiens à remercier sincèrement :

Monsieur G. Reibold et Monsieur F. Boulanger pour m'avoir accueilli respectivement au sein du Laboratoire de Caractérisation et d'Expertise Electrique puis au sein du Laboratoire de Simulation et de Caractérisation des Dispositifs et des Procédés.

Madame L. Arnaud, ingénieur de Recherche au CEA LETI, pour m'avoir encadré durant ces 3 ans.

Monsieur M. Dupeux, professeur à l'université Joseph Fourier, pour avoir accepté de me diriger dans ce travail.

L'ensemble des personnes avec qui j'ai travaillé ou que j'ai côtoyé au sein du CEA Grenoble, du CNRS et de l'alliance STMicroelectronics, Philips Semiconductors et Freescale.

L'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail.

Tous mes amis et ma famille qui m'ont soutenu dans cette épreuve.

L'ensemble des enseignants que j'ai connu et le système éducatif français en général.

Nomenclature

Index des principaux symboles utilisés dans le manuscrit

symbole	unité	définition
a	m	épaisseur d'un film mince métallique
a_m	m	paramètre de maille
A_b	s	paramètre de Black
A	m^2	section efficace de résistivité
B	Pa	module effectif de la ligne de cuivre
C	farad	capacité électrique
C_a	m^{-3}	concentration des atomes
C_v	m^{-3}	concentration des lacunes
γ	$m^{-3} s^{-1}$	terme de création ou d'annihilation de lacunes
Γ_0	s^{-1}	fréquence de saut
d	m	taille de grain
d_A	m	épaisseur du matériau A
d_B	m	épaisseur du matériau B
D	$m^2 s^{-1}$	coefficient de diffusion théorique
D_0	$m^2 s^{-1}$	terme pré-exponentielle de D
D_{total}	$m^2 s^{-1}$	coefficient de diffusion réel
D_a	$m^2 s^{-1}$	coefficient de diffusion dans les interconnexions
δ_i	m	épaisseur de l'interface i
ΔL^*	nm	taille de cavité
ΔG_f	J	enthalpie libre de formation
ΔG_m	J	enthalpie libre de migration
ΔS	JK^{-1}	variation d'entropie
ΔS_f	JK^{-1}	entropie de formation
ΔS_m	JK^{-1}	entropie de migration
$\Delta \Phi$	sans unité	différence de phase

Nomenclature

$(\frac{\partial f_1}{\partial t})_{dispersion}$	s^{-1}	terme de dispersion des électrons
e	m	épaisseur de l'interconnexion
E	J	énergie de l'électron
E_a	J	énergie d'activation
E_f	J	énergie de fermi
E_m	J	abaissement de l'énergie potentielle
$\vec{E} (E_x, E_y, E_z)$	$V.m^{-1}$	champs électrique
ϵ_r	sans unité	coefficient diélectrique
ϵ^T	sans unité	déplacement relatif libre
f	sans unité	fonction de distribution des électrons
f_0	sans unité	fonction de distribution des électrons à l'équilibre
f_1	sans unité	variation de la fonction de distribution
f_{corr}	sans unité	facteur de corrélation
f_{prob}	sans unité	loi log normale
F	N	Force appliquée sur les atomes du cristal
I_e	A	courant d'entrée (modèle RC)
I_s	A	courant de sortie (modèle RC)
I	A	courant dans la ligne (mesure expérimentale)
I_{inter}, I_0	candela	intensité lumineuse
I^+	A	courant d'entrée (mesure expérimentale)
I^-	A	courant de sortie (mesure expérimentale)
J_a	$m^{-2}s^{-1}$	flux de matière
$\vec{J}_e (J_e \vec{e}_x)$	Am^{-2}	densité de courant électronique
J_e^*	même unité que J_e	normalisation en unité de J_e
k	JK^{-1}	constante de Boltzmann
l	m	largeur
l_{iso}	m	espace interligne
L	m	longueur
λ	m	libre parcours moyen de l'électron
λ_{laser}	m	longueur d'onde du laser
m	g	masse de l'électron
M	g	masse d'un ion du cristal
$MTTF$	s	temps médian à la rupture
n	m^{-3}	densité d'atome
n_i	m^{-3}	densité d'impureté
$n_{A,B}$	sans unité	indice optique du matériau A,B
n_0	m^{-3}	densité d'électrons
$n_{\bar{v}}$	$m^{-3}m.s^{-1}$	densité d'états
N_i	sans unité	fraction atomique d'impureté
ν	s^{-1}	fréquence de vibration du réseau

θ_d	K^{-1}	température de Debye
q	C	charge élémentaire
\vec{r}	m	position de l'électron
R	ohm	résistance électrique
R_M	sans unité	probabilité de diffusion du joint de grain
ρ	ohm.m	résistivité électrique du cuivre
ρ^*	ohm.m	résistivité électrique de l'interconnexion
s_c	ms^{-1}	vitesse du son dans le cristal
s	m	taille de l'espaceur
S	m^2	surface de cuivre
σ_e	$ohm^{-1}.m^{-1}$	conductivité électrique du cuivre
σ_h	Pa	contrainte hydrostatique
t	s	temps
T_f	K	température de fusion
τ	s	temps de relaxation
T	K	température
TTF_i	s	durée de vie d'un échantillon (i)
V_e	V	tension d'entrée (modèle RC)
V_s	V	tension de sortie (modèle RC)
V^+	V	tension d'entrée (mesure)
V^-	V	tension de sortie (mesure)
V_0	J	potentiel constant du cristal
$\vec{v}(vx,vy,vz)$	$m.s^{-1}$	vitesse de l'électron
Ω	m^3	volume atomique
Z^*	sans unité	charge effective de l'ion cuivre

Avant-propos

Avant-propos

Les interconnexions sont les composants passifs des circuits intégrés. Constituées d'une ligne de cuivre isolée par un diélectrique, leur fonction est de transférer le signal entre les transistors. La course à la miniaturisation et à l'optimisation des performances entraînent une réduction des dimensions minimales de ces interconnexions ainsi que l'introduction de nouveaux matériaux. Les dimensions des lignes métalliques vont être dorénavant de quelques déca-micromètres. Les propriétés électriques du cuivre, en particulier sa résistivité, vont désormais dépendre des dimensions. Cette grandeur qu'est la conductivité, est un paramètre essentiel pour les performances globales électriques des interconnexions. Il est nécessaire de comprendre l'origine physique de ce phénomène et de le quantifier. D'autre part, la densité de courant circulant dans ces lignes métalliques ne cesse d'augmenter à chaque nouvelle génération de circuits intégrés. Sous l'effet du courant électronique, on observe un déplacement du cuivre qui peut entraîner une rupture de la ligne d'interconnexion. Ce phénomène se nomme l'électromigration. Il est nécessaire de déterminer l'impact de la réduction des échelles et de l'introduction de nouveaux matériaux sur ce phénomène.

Dans le travail présenté ici, on étudie la résistivité et l'électromigration du cuivre dans les interconnexions destinées aux technologies supérieures au noeud quatre-vingt dix nanomètres.

- La première Partie de ce manuscrit comprend trois chapitres d'introduction générale. Le Chapitre 1 présente le contexte et les objectifs de ce travail. Le Chapitre 2 décrit les procédés permettant la réalisation des interconnexions utilisées durant ce travail de thèse et fournit les paramètres essentiels pour appréhender les performances électriques des interconnexions. Le Chapitre 3 détaille les différents outils de caractérisations électriques et morphologiques utilisés durant cette thèse.
- La deuxième Partie est consacrée à l'étude de la résistivité dans les interconnexions de dimensions déca-nanométriques et est constituée de 2 chapitres. Le Chapitre 4 décrit les phénomènes physiques et la modélisation de la résistivité utilisée pour comprendre les résultats obtenus, présentés et commentés dans le Chapitre 5.
- La troisième Partie correspond à l'étude de l'électromigration dans les interconnexions destinées aux technologies supérieures au noeud quatre-vingt dix nanomètres et est constituée des chapitres 6 à 12. Le Chapitre 6 présente la théorie de la diffusion dans des matériaux cristallins et le modèle utilisé pour décrire l'électromigration dans les lignes de cuivre. Le Chapitre 7 résume les traitements statistiques utilisés pour extraire les paramètres décrivant les performances en fiabilité des lignes de cuivre. Le Chapitre 8

correspond à l'étude de l'impact du diélectrique sur l'électromigration. Dans le Chapitre 9, on évalue l'impact de la barrière latérale sur la diffusion du cuivre. Le Chapitre 10 concerne la dépendance de l'électromigration avec les dimensions des lignes. Le Chapitre 11 présente l'évaluation des performances électriques d'alliage de cuivre . Le Chapitre 12 discute de l'impact de l'interface supérieure du cuivre sur l'électromigration et en particulier l'impact de l'utilisation de nouvelles barrières métalliques auto- positionnées.

Première partie
Introduction générale

Chapitre 1

Présentation du problème

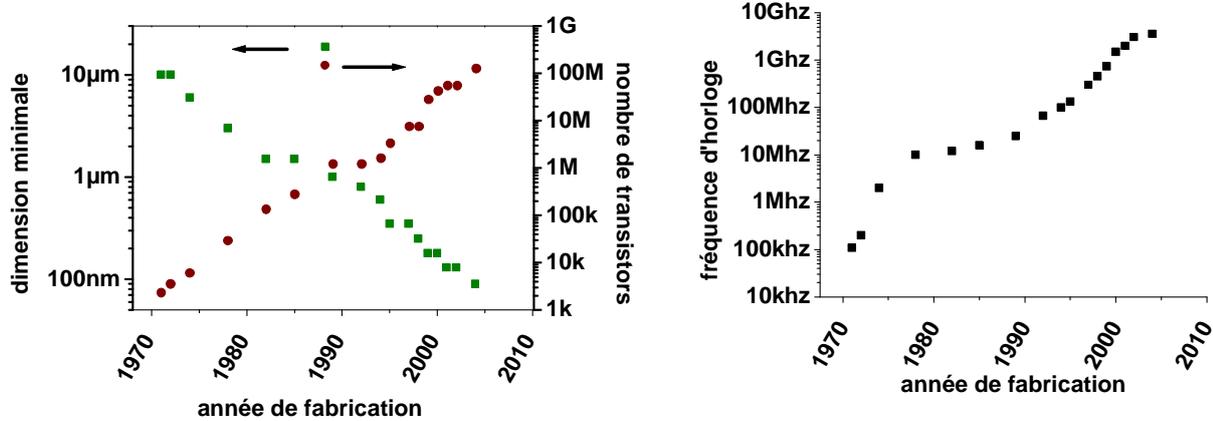
Sommaire

1.1	Contexte historique	17
1.2	Objectifs de la thèse	19
1.2.1	La feuille de route	19
1.2.2	La résistivité électrique effective des interconnexions	19
1.2.3	L'électromigration dans les interconnexions	20

Dans ce chapitre, nous présentons le contexte de l'étude, une première description des phénomènes physiques mis en jeu ainsi que les objectifs de ce travail de thèse.

1.1 Contexte historique

Bien que peu visibles, les circuits intégrés font partie intégrante de notre quotidien. Leur apparition et les technologies liées aux traitements de l'information qui ont suivi ont constitué une source de progrès socio-économique sans égales. Les principes scientifiques du transistor, composant élémentaire du circuit intégré ont été posés en 1947 par William Shockley, Walter Brattain, et John Bardeen qui reçurent en 1956 le prix Nobel pour ces travaux. Le premier circuit intégré fut fabriqué pour la première fois en 1959. Il comportait des transistors reliés par des interconnexions en aluminium. Le premier microprocesseur, les premiers circuits intégrés étant des mémoires, sortit en 1971. Il comportait 2300 transistors et fonctionnait à 108 KHz. A partir de là, se produisit un effort de miniaturisation qui a permis de réduire la taille des composants et d'augmenter la densité d'intégration (figure 1.1a) et la vitesse des circuits intégrés de façon spectaculaire (figure 1.1b). Aujourd'hui, les ordinateurs grand public de dernière génération fonctionnent à des fréquences de plus de 3,6 GHz et comporte plus de 125 millions de transistors. Cette évolution, régulière lorsqu'on l'évalue sur une longue période, s'effectue en fait par paliers. Tous les 3 ou 4 ans se produit un saut technologique. Ces sauts technologiques se traduisent par une réduction des dimensions minimales et souvent par l'introduction de nouvelles architectures



(a) évolution du nombre de transistors et de la dimension minimale des circuits intégrés

(b) Evolution de la fréquence des circuits intégrés

Figure 1.1: augmentation des performances des transistors dans les circuits intégrés

et de nouveaux matériaux. Ils sont nécessaires pour garantir l'accroissement des performances des micro-processeurs. Les circuits intégrés les plus performants aujourd'hui commercialisés sont réalisés en technologie 90 nm. Cette grandeur correspond à la plus petite dimension obtenue par les outils de lithographie. Dans ce noeud technologique, les interconnexions sont en cuivre et isolées par un diélectrique à faible permittivité ($\epsilon_r = 2,9$). Elles sont réparties sur plusieurs niveaux de métal (jusqu'à 7 niveaux). Les niveaux métalliques sont reliés entre eux par des vias (figure 1.2).

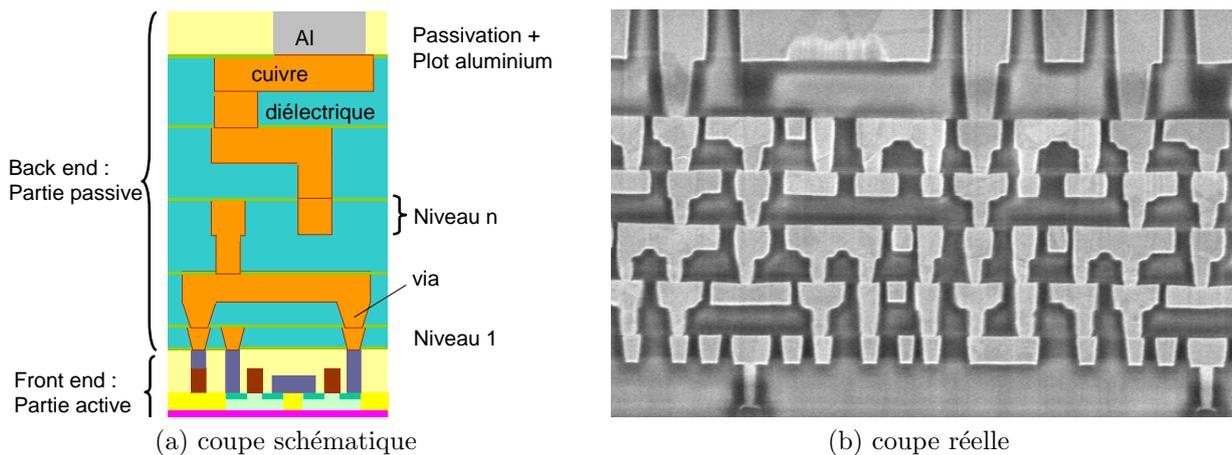


Figure 1.2: coupe d'un empilement d'interconnexions dans un circuit intégré

1.2 Objectifs de la thèse

1.2.1 La feuille de route

L'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) [ITRSRoadMap, 2003] est un document résultant d'un consensus des spécialistes de la micro-électronique sur les prévisions et les défis des futurs procédés utilisés dans l'avenir pour l'intégration des circuits intégrés. Il mentionne entre autres une réduction des largeurs des interconnexions de 107 nm jusqu'à 54 nm en 2010 (figure 1.3), une augmentation de la densité de courant de $0,5 \text{ MA.cm}^{-2}$ à $2,5 \text{ MA.cm}^{-2}$ pour le noeud 45 nm et une résistivité effective des lignes constantes et égale à $2,2 \mu\text{ohm.cm}$. L'augmentation future de la densité des lignes d'interconnexions, l'utilisation de nouveaux matériaux, l'augmentation de la densité de courant dans les lignes nécessitent de se préoccuper de la fiabilité des futures interconnexions et de la résistivité électrique des futures lignes d'interconnexions.

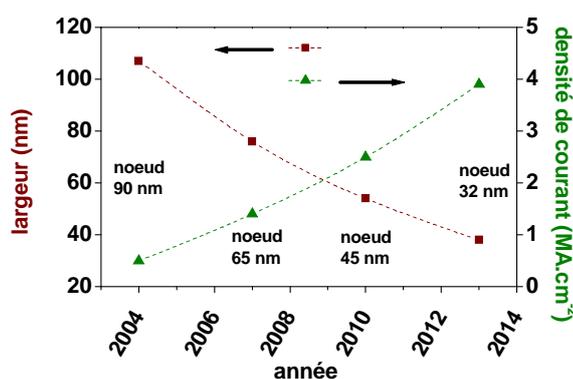


Figure 1.3: prévisions données par l'ITRS

1.2.2 La résistivité électrique effective des interconnexions

La résistivité dans un matériau est une valeur indiquant sa capacité à laisser passer un courant. Elle s'exprime en ohm.m et plus habituellement en $\mu\text{ohm.cm}$. C'est une grandeur intrinsèque dans un matériau massif. Dans le cas du cuivre pure, la valeur mesurée est de $1,725 \mu\text{ohm.cm}$ à 300 K. Cette valeur ne correspond pas à la résistivité globale de la ligne qui est largement supérieure. En effet les interconnexions en cuivre nécessitent l'utilisation d'une barrière de diffusion métallique possédant une résistivité beaucoup plus importante. Cette barrière est nécessaire car en son absence le cuivre pourrait diffuser dans les parties actives de silicium et le contaminer, ce qui modifierait ses propriétés électriques. Pour quantifier la résistivité globale de l'ensemble des couches métalliques on introduit alors une résistivité effective ρ_{eff} . Les performances électriques des circuits intégrés sont directement inversement proportionnelles à cette résistivité effective. On cherchera donc à la réduire en diminuant l'épaisseur des barrières, tout

en s'assurant d'une fiabilité acceptable. Un autre phénomène apparaît lorsque les dimensions des interconnexions deviennent nanométriques : on observe une augmentation de la résistivité électrique du cuivre qui n'est plus une grandeur intrinsèque mais dépend des dimensions du conducteur et de sa micro-structure. Ce phénomène sera modélisé puis mesuré dans la première partie de cette thèse.

1.2.3 L'électromigration dans les interconnexions

Sous l'effet du passage d'un courant électrique dans une ligne, on peut observer la création de cavités dans le matériau conducteur (figure 1.4). Ce phénomène porte le nom d'électromigration. Il est connu depuis plus de cent ans et ne fascinait que les laboratoires de recherche dans un premier temps. Lorsque les premiers circuits intégrés ont été créés dans les années soixante, les constructeurs n'avaient aucune raison de douter de la fiabilité de leurs dispositifs. La surprise fut énorme quand la durée de fonctionnement n'excéda pas quelques semaines. A cette époque, les lignes de métal étaient en aluminium, suffisamment larges (supérieure à $10\ \mu\text{m}$) mais d'épaisseur peu importante (300 nm). La densité de courant imposé en régime de fonctionnement suffisait alors pour créer de nombreuses cavités qui entraînaient une coupure de la ligne. Cela provoquait inévitablement une défaillance des circuits intégrés. La solution provisoire fut d'augmenter l'épaisseur des lignes. Ainsi, dès les premiers circuits intégrés, l'électromigration constitua et continue d'être un véritable problème pour la fiabilité des circuits intégrés.

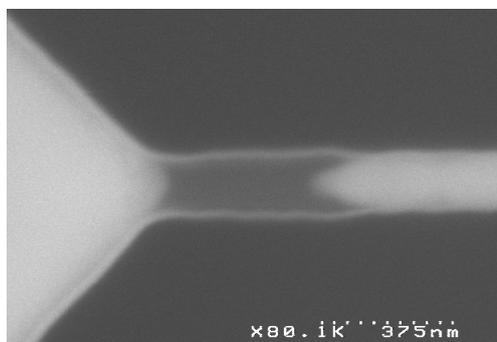


Figure 1.4: création d'une cavité dans une interconnexion sous l'effet d'un courant électrique

Physiquement, il provient d'un transfert de quantité de mouvement entre le « vent » d'électrons du courant électrique et les atomes de cuivre de la ligne d'interconnexion. Ce transfert entraîne un mouvement des atomes de cuivre, la présence d'une divergence du flux d'atome provoquant la création d'une cavité. Historiquement, des solutions intrinsèques au métal utilisés ont été employées. Le passage de l'aluminium à l'aluminium dopé cuivre (jusqu'à 4 %) a diminué ce phénomène, ceci au dépend de la résistivité des lignes métalliques. Le passage de l'aluminium au cuivre à la fin des années 90 n'a pas fourni toutes les attentes désirées mais les

performances en terme de fiabilité sont restées correctes. Dans le futur, la réduction et l'utilisation de nouveaux matériaux pour améliorer les performances des circuits électriques pourra nécessiter l'utilisation de solutions extrinsèques au métal utilisé. Bien que largement étudié, le phénomène d'électromigration est loin d'être parfaitement compris. La difficulté des caractérisations physiques et la variété des procédés de dépôt des couches métalliques entraînent une dispersion des résultats expérimentaux. Dans la troisième partie de ce mémoire, nous présenterons de nouvelles caractérisations de l'électromigration pour compléter nos connaissances sur ce phénomène et nous évaluerons l'impact sur la fiabilité de l'utilisation de nouveaux matériaux.

Chapitre 2

Les interconnexions dans les circuits intégrés

Sommaire

2.1	Réalisation d'une interconnexion	23
2.1.1	Procédés de dépôts utilisés	23
2.1.2	Étapes de réalisation d'une interconnexion	24
2.2	Performances électriques des interconnexions	26

Dans ce chapitre, nous décrivons les différents procédés de dépôts de couches minces utilisés pour les technologies actuelles d'interconnexions. Nous décrivons ensuite les étapes de réalisation des interconnexions. Une fois les empilements connus, nous donnons les paramètres permettant de quantifier les performances électriques des interconnexions.

2.1 Réalisation d'une interconnexion

2.1.1 Procédés de dépôts utilisés

Dépôt par voie chimique en phase vapeur

Le dépôt par voie chimique en phase vapeur (CVD - Chemical Vapor Deposition) consiste à déposer un matériau solide sur un substrat à partir de précurseurs gazeux qui réagissent sur le substrat. Ce dernier est généralement chauffé pour fournir l'énergie d'activation nécessaire au déclenchement de la réaction chimique (qui peut être une simple réaction de décomposition ou une réaction de combinaison) et pour permettre une mobilité suffisante des adatoms. Ainsi les températures de ces types de dépôt sont généralement très élevés (800 °C). Des variantes de ce procédé existent pour diminuer cette température, notamment le CVD assisté par plasma (PECVD - Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Il consiste à apporter une énergie

supplémentaire grâce à l'utilisation d'un plasma et ainsi diminuer l'apport de l'énergie due à la température. Les températures de dépôt sont alors beaucoup plus faibles (de la température ambiante à 400 °C). Ce procédé est principalement utilisé pour le dépôt de diélectrique.

Pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique fait partie des procédés de dépôt par voie physique en phase vapeur (PVD - Physical Vapour Deposition). Elle consiste à vaporiser des atomes d'une cible sous l'effet d'un bombardement plasma. Ces atomes migrent alors dans toutes les directions et se déposent sur la surface du substrat. En présence d'une tranchée, on observe une vitesse de croissance plus élevée sur le haut de celle-ci, ce qui conduit à un masquage des flancs de la tranchée et ainsi un dépôt non conforme et plus fin sur les parois de la tranchée. Des améliorations de ce procédé existent notamment le SIP (Self Ionised Plasma). Dans ce cas, les atomes libérés de la cible sont ionisés et accélérés par une tension de polarisation vers le substrat. Cela permet d'améliorer le remplissage des fonds de tranchée et d'améliorer la couverture de marche. Ce procédé est principalement utilisé pour le dépôt de la barrière de diffusion et le dépôt de la couche d'accroche du cuivre.

Dépôt par voie électrolytique

Le dépôt par voie électrolytique (ECD) consiste à réduire un métal présent sous forme ionique en solution sur une cathode (dans notre cas la plaque de silicium dont la surface doit être conductrice) grâce à l'apport d'un courant extérieur. Il est possible de modifier les caractéristiques de dépôt en jouant sur le courant ou la température. On utilise aussi des additifs dont le rôle est d'accélérer ou d'inhiber les réactions sous certaines conditions pour optimiser le remplissage des lignes larges et des lignes étroites. Ce procédé possède des qualités intéressantes pour la micro-électronique qui sont un faible coût et des vitesses de dépôt élevées. Il est utilisé pour le dépôt du cuivre.

2.1.2 Étapes de réalisation d'une interconnexion

Nous allons décrire dans cette partie les différentes étapes de réalisation des échantillons testés dans cette étude. Pour obtenir une interconnexion en cuivre on réalise tout d'abord une tranchée dans l'isolant dans laquelle le métal conducteur est ensuite déposé. On nomme ce procédé « le procédé damascène » du nom d'une technologie utilisée pour créer des épées à Damas, il y a 2500 ans. Cette façon de procéder est nécessaire car le cuivre se grave difficilement. Une approche comme celle utilisée dans le cas de l'aluminium où le métal est gravé directement, a donc été abandonnée. Les différentes étapes du procédé sont les suivantes :

- Une couche d'oxyde de silicium (SiO_2) d'épaisseur 400 nm est déposée sur la plaque de silicium par PECVD. Une couche de carbure de silicium (SiC) de 40 nm est ensuite déposée de nouveau par PECVD. Cette couche servira par la suite de couche d'arrêt lors des étapes de gravure. On dépose ensuite par PECVD le diélectrique qui servira à isoler

les lignes métalliques entre elles. Le diélectrique de référence utilisé dans cette étude est un oxyde de silicium dopé au carbone (SiOCH). L'empilement obtenu est représenté sur la figure 2.1a.

- L'étape de photolithographie est réalisée : Pour cela un double masque dur d'oxyde de silicium (SiO_2) et de nitrure de titane (TiN) est déposé. L'utilisation d'un double masque dur permettra de protéger le diélectrique lors de l'étape de retrait de la résine. Une couche anti-réfléctive est ensuite déposée suivie de la résine photosensible. Les motifs du masque sont ensuite reproduits sur la résine par photolithographie (figure 2.1b).
- On procède ensuite à l'étape de gravure : le motif est répété par gravure sur le masque dur TiN. On supprime la résine ainsi que la couche anti-réfléctive. Grâce au masque dur SiO_2 , le diélectrique interligne est protégé lors de cette étape. La gravure par plasma est ensuite réalisée à travers le masque dur SiO_2 et le diélectrique interligne (figure 2.1c). La couche de SiC sert alors d'arrêt à la gravure. Un nettoyage à l'acide fluorhydrique (HF 0,05 %) est finalement réalisé.
- On procède après à l'étape de métallisation : une double couche de nitrure de tantale TaN (15 nm) et de tantale Ta (10 nm) est déposée par PVD SIP. Cette double couche sert de barrière de diffusion au cuivre. En effet le cuivre diffuse facilement dans les diélectriques et le silicium. Sans barrières de diffusion, on obtiendrait une contamination par le cuivre de toute la zone active de la plaque de silicium et de ce fait une dégradation des performances du circuit intégré. Une double couche est utilisée car le TaN possède de meilleures propriétés de barrière de diffusion que le Ta mais le Ta possède une meilleure adhérence avec le cuivre que le TaN, ce qui permettra d'améliorer les performances en électromigration. On procède ensuite au dépôt par PVD SIP d'une fine couche de cuivre (120 nm). Cette fine couche de cuivre servira par la suite de couche conductrice pour l'étape suivante. Les lignes de cuivre sont finalement remplies entièrement de cuivre à l'aide d'un dépôt ECD (figure 2.1d). Un recuit à 400 °C est réalisé pour entre autres recristalliser le cuivre et améliorer l'adhérence cuivre/barrière.
- Le cuivre en excès, la barrière métallique, le double masque dur, sont alors polis par voie mécano-chimique (CMP - Chemical Mechanical Polishing) pour aplanir l'ensemble (figure 2.1e). La surface de cuivre est nettoyée à l'aide d'un plasma NH_3 . Une couche de carbonitrure de silicium (SiCN) de 40 nm est ensuite déposée par PECVD. Cette couche sert de barrière de diffusion supérieure pour le cuivre et servira de couche d'arrêt pour les étapes de gravure ultérieures. Comme on le verra dans la suite, les propriétés de l'interface entre cette couche et le cuivre sont essentielles dans le phénomène d'électromigration.
- On procède alors soit à la réalisation d'un nouveau niveau en répétant en partie (approche double damascène) les étapes décrites plus haut, soit en procédant à l'étape de passivation. L'étape de passivation consiste à protéger le circuit intégré et à permettre sa mise en boîtier. En effet, pour être utilisé il est nécessaire de relier le circuit intégré au boîtier. Or il est difficile de souder directement les fils de contacts sur des plots en cuivre. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des plots en aluminium. Pour créer ces plots, un bi-couche SiO_2/SiN est déposé. Après lithographie des plots, cet empilement est ensuite gravé et

rempli avec de l'aluminium puis de nouveau un CMP de l'aluminium est réalisé pour aplanir l'ensemble. Finalement on obtient le produit souhaité (figure 2.1f).

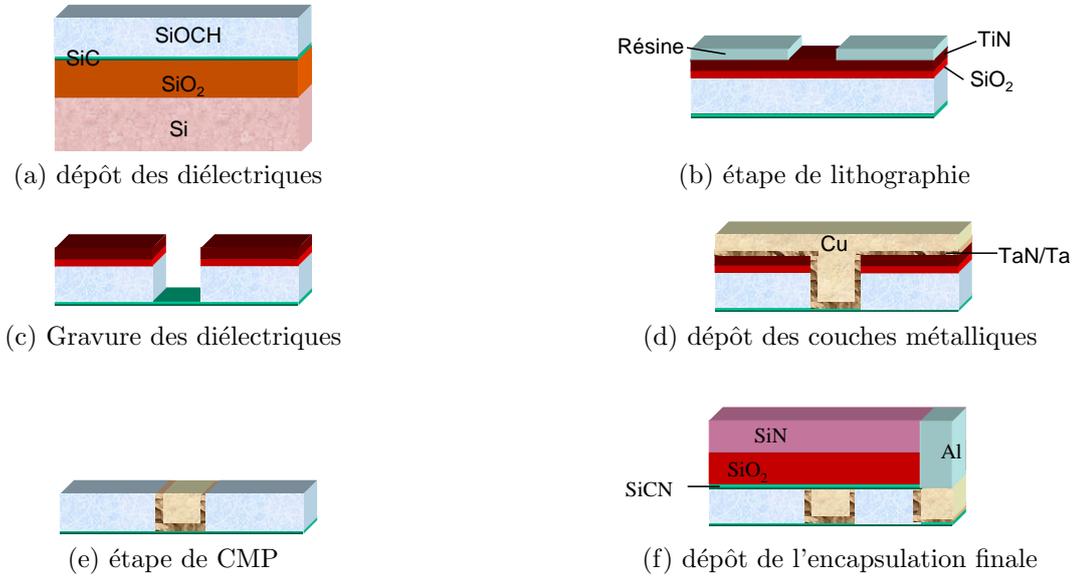


Figure 2.1: Les différentes étapes de réalisation d'une interconnexion simple niveau utilisée durant cette thèse

2.2 Performances électriques des interconnexions

Le modèle électrique simplifié le plus utilisé permettant d'appréhender les performances des interconnexions est le modèle RC (figure 2.2). Il fait intervenir la résistance R et la capacité C du diélectrique interligne (figure 2.3) :

$$R = \frac{\rho^* L}{el} \quad (2.1)$$

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{eL}{l_{iso}} \quad (2.2)$$

où ρ^* est la résistivité de la ligne d'interconnexion, ϵ_0 est la permittivité du vide, ϵ_r est la constante diélectrique du matériau interligne. l , e , L sont respectivement la largeur, l'épaisseur et la longueur de la ligne. l_{iso} est la distance entre les lignes. Le retard τ_{RC} , c'est à dire le temps mis par un changement d'état du signal d'entrée (V_e , I_e) pour induire un changement d'état du signal de sortie (V_s , I_s) est égale au produit de la résistance R par la capacité C .

$$\tau_{RC} = RC \quad (2.3)$$

2.2. Performances électriques des interconnexions

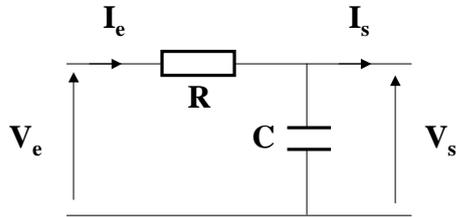


Figure 2.2: modèle électrique RC des lignes d'interconnexions

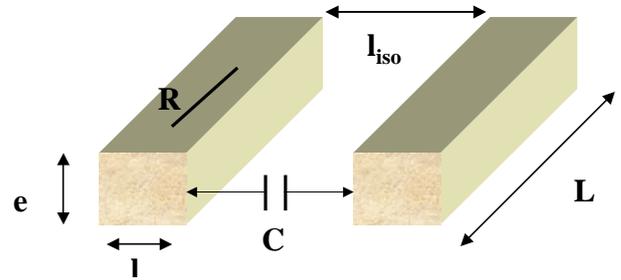


Figure 2.3: caractéristiques des lignes d'interconnexions

Cette constante de temps τ_{RC} délimite la fréquence à laquelle le circuit intégré pourra fonctionner. On cherchera donc à diminuer ce délai. Pour cela il sera nécessaire de diminuer la constante diélectrique du matériau interligne et de diminuer la résistivité effective de la ligne d'interconnexion. Cela passe par l'introduction de nouveaux matériaux (diélectrique à faible permittivité, barrière métallique auto-positionnée) et de nouveaux procédés (barrières de diffusion plus étroites), dont la fiabilité sera étudiée dans la troisième partie.

Chapitre 3

Outils de caractérisation

Sommaire

3.1	Structures de test	29
3.2	Caractérisations électriques	30
3.2.1	Tests sur plaque	30
3.2.2	Tests en boîtier	31
3.3	Caractérisations morphologiques	32
3.3.1	Microscope électronique à balayage	32
3.3.2	Préparation des échantillons	33

L'objectif de ce chapitre est de décrire la structure de test principalement utilisée durant cette thèse puis les outils utilisés pour caractériser les interconnexions. On distingue les outils de caractérisation électriques et morphologiques.

3.1 Structures de test

Les dispositifs de test sont des structures d'électromigration (EM x où x désigne le numéro de la structure) implantées dans le masque H10L12 de ST Microelectronics. Le masque H10L12 est un masque de structure de test pour la génération 90 nm (la largeur minimale des lignes de cuivre est de 120 nm). Le motif est constitué d'une ligne d'interconnexion isolée entourée de détecteurs d'extrusion. Les largeurs nominales disponibles sur le masque sont 120 nm, 240 nm, 2 μm et 3 μm . La longueur de la ligne est 800 μm . Cette structure permet une mesure quatre pointes de la résistance de l'interconnexion. Elle permet donc de s'affranchir des résistances d'accès de la ligne d'interconnexion. En considérant les notations de la figure 3.1, si un courant I circule dans la ligne testée de longueur 800 μm et de largeur l , sa résistance R vaut

$$R = \frac{V^+ - V^-}{I^+} \quad (3.1)$$

$$I = I^+ = -I^- \quad (3.2)$$

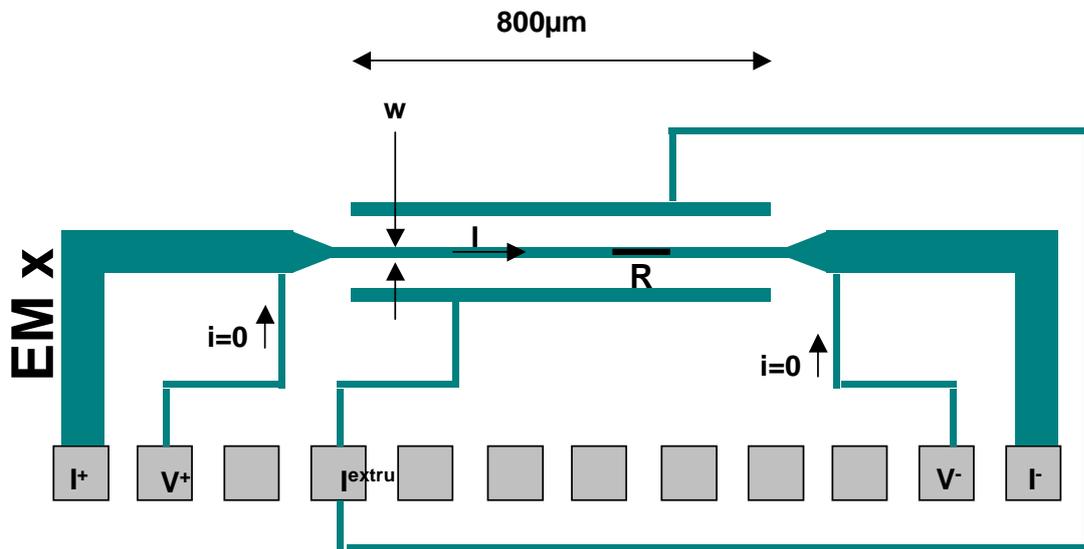


Figure 3.1: schéma de la structure de test d'électromigration principalement utilisée

Le courant d'extrusion permet de visualiser la présence d'un court circuit à la suite d'une extrusion entre les détecteurs et la ligne testée. La ligne de cuivre est reliée à des plots en aluminium qui serviront de supports pour poser les pointes lors des tests électriques ou pour souder les fils lors de la mise en boîtier.

3.2 Caractérisations électriques

Il est possible d'effectuer des caractérisations électriques directement sur la plaque entière ou sur une partie de la plaque mise en boîtier.

3.2.1 Tests sur plaque

On peut classer ces outils de caractérisation sur plaque en deux catégories : les bancs de test automatiques et les bancs de test manuels.

Bancs de test automatiques

Ce sont des bancs de test à pointes qui une fois programmés permettent de déterminer de façon automatique l'ensemble des valeurs désirées des dispositifs de l'ensemble des puces d'une plaque : résistance, courant de fuite, capacité. Ils donnent ainsi accès à des courbes de

rendement et permettent de sélectionner par la suite les puces les plus intéressantes pour les mises en boîtiers.

Bancs de test manuels

Ces bancs de test manuels à pointes permettent de tester individuellement des dispositifs électriques sur une plaque entière ou sur des morceaux de plaque. L'avantage de ces bancs sur les bancs de test paramétriques est leur grande gamme de températures accessibles : de 4,2 K à 573 K. Ils ont servi principalement pour l'étude de la résistivité du cuivre (deuxième partie).

3.2.2 Tests en boîtier

La caractérisation de la fiabilité des lignes d'interconnexion nécessite des températures d'essai élevées (autour de 300°C) et des temps de test relativement longs (environ 1000 heures). Un banc spécialement dédié à l'électromigration est utilisé pour réaliser de tels tests. L'utilisation de ce banc nécessite la mise en boîtier des dispositifs à tester.

Bancs d'électromigration

Le banc d'électromigration utilisé est un banc commercial de marque Qualitau. Ce banc permet de tester des dispositifs mis en boîtiers. Il est constitué de cinq fours pouvant contenir soixante boîtiers. Les fours sont limités en température à 250 °C (3 fours) et 300 °C (2 fours). La précision sur le courant est de 10 μ A. Les dispositifs sont sollicités en continu en température et en courant. La valeur de la résistance est mesurée et enregistrée lorsque des critères prédéfinis (variation relative de résistance ou période de temps) sont remplis. On obtient finalement l'évolution de la résistance au cours du temps de sollicitation.

Mise en boîtier

La mise en boîtier s'effectue par une société externe au CEA (HCM - Hybritech Composants Microélectroniques). Les futures puces de test sont préalablement choisies à l'aide des tests paramétriques effectués auparavant. Les chemins de découpe de la plaque sont déterminés. Il est nécessaire que ces chemins soient suffisamment loin des dispositifs à tester pour ne pas les endommager. Dans nos différentes mises en boîtier, la distance minimale était de 250 μ m (figure 3.2). Les plaques sont alors découpées par une scie, puis les puces choisies sont prélevées et collées dans un boîtier. Les plots du dispositif à tester sont alors reliés aux boîtiers par des fils en aluminium soudés par ultrasons sur les plots en aluminium. Les boîtiers sont finalement scellés par un capot hermétique.

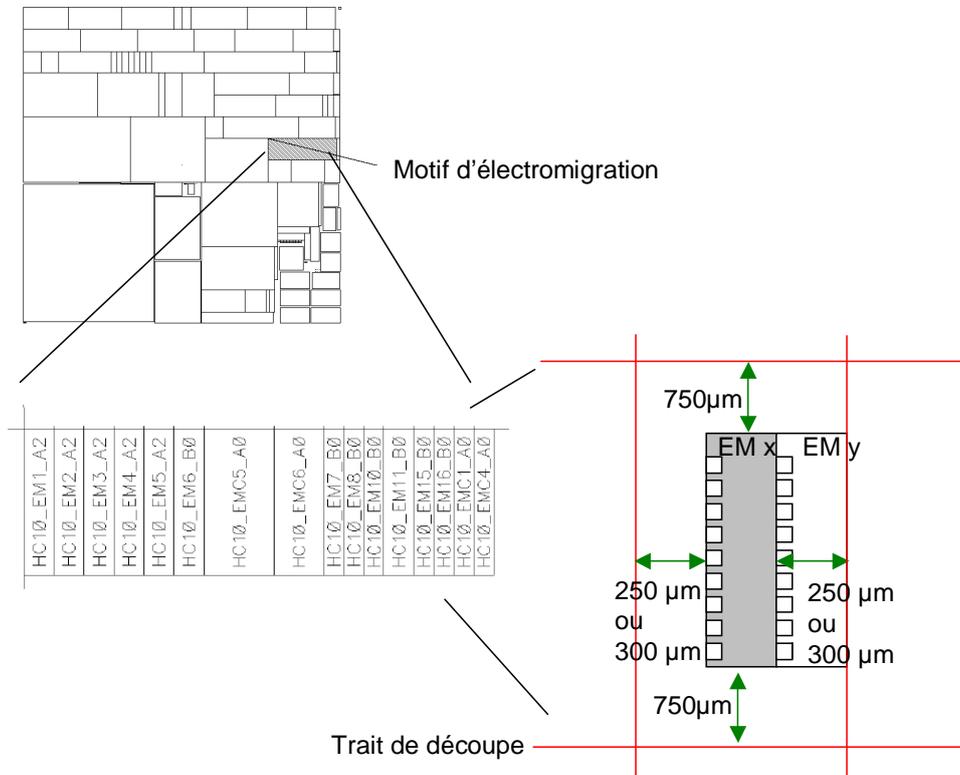


Figure 3.2: Chemin de découpe pour la mise en boîtier du motif d'électromigration EM_x

3.3 Caractérisations morphologiques

Dans cette section sont décrites les différentes techniques utilisées pour caractériser la morphologie et l'endommagement éventuel des échantillons testés.

3.3.1 Microscope électronique à balayage

Le principe du Microscope Électronique à Balayage (MEB) consiste à sonder la matière à l'aide d'un faisceau électronique. Les électrons proviennent d'un filament chauffé par un courant électrique qui émet alors spontanément des électrons. Ceux-ci sont accélérés par un champ électrique (potentiel variable de 1 kV à 30 kV). Un ensemble de lentilles et diaphragmes permet de focaliser le faisceau sur la zone à observer. Des bobines défectrices permettent de déterminer le point d'impact des électrons sur l'échantillon. L'interaction des électrons avec la matière produit différentes particules recueillies par un détecteur spécifique à chaque type de

particules produites. Le signal de ce détecteur est synchronisé avec le déplacement de la sonde et permet de reconstituer une image.

Les principales interactions avec la matière utiles pour nos caractérisations sont les suivantes :

- L'émission électronique d'électrons secondaires par arrachement d'électrons par ionisation. Cette émission est très sensible à la topographie de la zone observée et provient surtout de la surface de l'échantillon. Les différentes images ont été réalisées à partir de trois MEB présent au CEA-LETI : Hitachi 4000, Hitachi 4100 et Hitachi 5000.
- Les électrons rétrodiffusés qui proviennent du retour en arrière d'une certaine proportion des électrons incidents. Cette émission provient d'un volume de l'ordre de grandeur de pénétration des électrons dans le matériau et est sensible au numéro atomique des atomes cibles. Cette image a été utilisée pour visualiser des défauts en profondeur sous une couche d'encapsulation. Les caractérisations ont été réalisées à partir d'un MEB de modèle Hitachi 5000 présent au CEA-LETI.
- Les électrons rétrodiffusés monocinétiques (les électrons rétrodiffusés de surface ayant perdus peu d'énergie) vont diffracter sur le réseau cristallin de l'échantillon et produire des figures de diffraction qu'il est possible d'acquérir. C'est la technique EBSD (Electron Back Scatter Diffraction). On identifie alors par transformée de Hough rapide les bandes de diffraction. On indexe ensuite les bandes de diffraction en terme de plans cristallographiques et on en déduit l'orientation du cristal. Cet outil a été utilisé pour caractériser la micro structure du cuivre et essayer de corrélérer celle-ci avec des sites de défaillance produits par électromigration. Ces caractérisations ont été réalisées à partir d'un MEB (modèle LEO1530) présent au CEA-LITEN.

Quel que soit le détecteur utilisé en microscopie électronique, il est nécessaire de préparer l'échantillon pour pouvoir l'observer.

3.3.2 Préparation des échantillons

Deux techniques ont été utilisées pour réaliser cette préparation : la dépassivation et le FIB (Focused Ion Beam).

La dépassivation

La dépassivation consiste à éliminer les différents diélectriques de protection des interconnexions déposées sur celles-ci. Plusieurs cas de figures se sont présentés à nous :

- La ligne de cuivre à visualiser était une ligne simple niveau. La gravure de la couche supérieure de SiN nécessite l'utilisation d'un banc de gravure par plasma disponible au CEA-LETI (Marque Nextral). Les caractéristiques du plasma utilisées sont reportées dans le tableau 3.1. Pour déterminer l'épaisseur de matériau gravé, un interféromètre a été utilisé : il utilise un faisceau LASER (de longueur d'onde λ_{laser}) envoyé en incidence normale sur le dispositif. Un capteur mesure l'intensité du signal réfléchi. Si l'on considère

Chapitre 3. Outils de caractérisation

Gaz	Debit (sscm)	Pression (hors plasma)	LOAD	TUNE	Puissance	Temps
CF ₄	50	165	11.8	1.6	60	variable

Tableau 3.1: caractéristiques du plasma utilisé pour la dépassivation

le cas d'un empilement de deux matériaux A (d'épaisseur d_A et d'indice optique n_A) et B, le signal est réfléchi par la surface du matériau A et par l'interface des deux matériaux (figure 3.3a). La différence de phase $\Delta\Phi$ entre les deux ondes réfléchies vaut

$$\Delta\Phi = 4\pi \frac{n_A d_A}{\lambda_{laser}} \quad (3.3)$$

En notant $4I_0$ l'intensité réfléchie en absence d'interférence, l'intensité lumineuse détectée I_{inter} vaut alors

$$I_{inter} = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{2\pi n_A d_A}{\lambda_{laser}} \right) \quad (3.4)$$

Lors de la gravure, on observe donc un signal sinusoïdal donc la période dépend de l'indice du matériau. Un changement de matériau provoquera donc un changement de période du signal recueilli (figure 3.3b). Un fois la couche de SiN supprimée, une attaque chimique par attaque verre (solution constituée d'acide fluorhydrique) est utilisée. L'attaque verre permet de graver sélectivement le SiO₂. La couche de SiCN sert alors d'arrêt de gravure. En effet les vitesses d'attaque du HF avec le SiCN et le SiN sont extrêmement faibles. C'est pour cette raison qu'il a été nécessaire d'utiliser le banc de plasma pour supprimer la couche de SiN. L'observation MEB se réalise alors à travers la couche de SiCN de 40 nm.

- La structure à visualiser est une structure double niveaux, la ligne qui nous intéresse se trouvant au premier niveau. Dans ce cas il est nécessaire de graver le diélectrique du deuxième niveau. Pour cela la dépassivation a été réalisée entièrement à l'aide du banc de gravure plasma, le diélectrique interligne utilisé pour le deuxième niveau (SiOCH) ne réagissant pas avec l'attaque verre. La gravure du SiOCH est extrêmement rapide par gravure plasma. De plus la barrière de diffusion en TaN/Ta est aussi attaquée par la gravure plasma. Nous avons donc cherché à minimiser la gravure du deuxième niveau et à observer le premier niveau à l'aide du capteur d'électrons rétrodiffusés permettant de visualiser le cuivre à travers une fine couche de diélectrique.
- La structure à visualiser est une structure simple niveau mais qui nécessite la suppression de la couche SiCN pour une observation du cuivre à nu. Ce traitement est indispensable pour la visualisation d'image EBSD. C'est la dépassivation la plus difficile à effectuer, le cuivre devant être modifié le moins possible en surface. Dans ce cas, la dépassivation a été entièrement réalisée par gravure plasma. Nous avons observé une modification en surface du cuivre qui ne semblait pas affecter le signal EBSD. Les résultats ont été satisfaisants

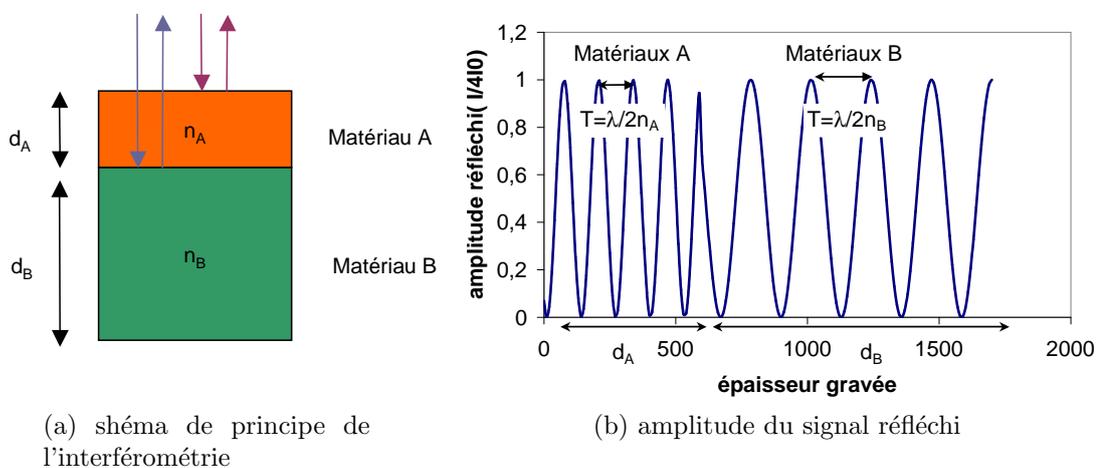


Figure 3.3: principe de l'interféromètre

pour l'observation EBSD de lignes jusqu'à 150 nm de largeur et pour l'observation de lignes de 3 μm ayant subi des tests d'électromigration.

Le FIB

Le FIB (Focused ion beam) est une technique d'abrasion ionique pour la préparation d'échantillon. Il permet en particulier de préparer des lames minces pour des observations par microscopie électronique à transmission (TEM - Transmission Electron Microscope). Il consiste à usiner une tranche d'un échantillon à l'aide d'un faisceau d'ions gallium fortement localisé. Le modèle du FIB est Hitachi FB-2000A et est disponible au CEA-LETI.

Deuxième partie

Étude de la résistivité du cuivre dans les dispositifs de faibles dimensions

Chapitre 4

Modélisation de la résistivité du cuivre

Sommaire

4.1	Historique	39
4.2	Équation de transport électronique	40
4.3	Mécanismes de diffusion	42
4.4	Interaction électrons - défauts ponctuels ou linéaires	44
4.5	Interaction électrons - phonons	44
4.6	Interaction électrons - parois intérieures	45
4.7	Interaction électrons - parois extérieures	46
4.7.1	Cas du film mince	46
4.7.2	Cas d'une ligne rectangulaire	48
4.8	Synthèse de la modélisation	49

La résistivité du cuivre est déterminante pour obtenir les meilleures performances électriques du circuit intégré. Lorsque que l'on diminue les dimensions des lignes, on observe une augmentation de la résistivité du cuivre. L'objectif de ce chapitre est de comprendre les mécanismes physiques liés à ce phénomène pour pouvoir ensuite les modéliser. Nous décrivons tout d'abord les modèles donnés dans la littérature que nous nous adaptons ensuite au cas des interconnexions.

4.1 Historique

La première théorie qui est été proposée pour décrire les propriétés électriques d'un métal est celle de Drude et Lorenz au début du 20^esiècle [Drude, 1904]. Cette théorie reposait sur l'idée que les électrons étaient des particules classiques libres de se déplacer au sein du cristal. Bien que cette théorie permit de retrouver la loi d'ohm de façon correcte, elle était incapable de prévoir un certain nombre d'autres lois liées au phénomène de conduction. L'erreur provenait du fait que la statistique utilisée pour traiter le gaz d'électrons était la statistique

de Maxwell-Boltzmann. Le problème fut résolu avec l'arrivée de la mécanique quantique. Les électrons étant des fermions, ils obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Cette statistique permet de déterminer de façon correcte le comportement électrique des métaux. C'est la théorie de Drude-Lorenz-Sommerfeld. On s'aperçut aussi que la résistivité variait avec les dimensions du conducteur [Thomson, 1901]. La solution exacte au problème dans le cas d'un film mince fut proposée par [Fuchs, 1938]. [Chambers, 1950] fournit la solution pour un conducteur de dimensions quelconques. Ces deux dernières modélisations ne faisaient intervenir que des parois extérieures aux conducteurs métalliques pour expliquer l'augmentation de résistivité. [Mayadas et Shatzkes, 1970] pris en compte l'influence des parois intérieures ¹ pour décrire l'augmentation de résistivité d'un film mince métallique. Aujourd'hui les dimensions actuelles et futures des interconnexions dans les circuits intégrés sont suffisamment faibles pour que de tels effets commencent à apparaître [Steinhogl *et al.*, 2002]. Dans la suite nous utiliserons le modèle de Chambers et celui de Mayadas que nous adapterons aux interconnexions actuelles pour obtenir une modélisation de l'augmentation de résistivité en réduisant les dimensions des lignes d'interconnexions.

4.2 Équation de transport électronique

La conductivité électrique est un phénomène de transport. Les électrons, dont le mouvement est initialement isotrope lorsqu'ils sont considérés dans leur ensemble, se voient diriger préférentiellement sous l'action d'un champ électrique \vec{E} extérieur. On considérera dans la suite que le champ dans le repère orthonormé $(O, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ est orienté selon \vec{e}_x :

$$\vec{E} = E_x \vec{e}_x \quad (4.1)$$

Pour modéliser ce phénomène, on considère que les électrons sont libres de se déplacer dans le cristal sans ressentir le réseau (hypothèse du gaz d'électrons [Drude, 1904]). Ils sont donc soumis à un potentiel V_0 constant à l'intérieur du cristal. L'énergie E des électrons de masse m et de vitesse \vec{v} est alors

$$E = V_0 + m \frac{\vec{v}^2}{2} \quad (4.2)$$

Dans ces conditions, on montre que la densité d'états par unité de volume $n_{\vec{v}}$ est constante et vaut

$$n_{\vec{v}} = \frac{1}{(2\pi)^3} \quad (4.3)$$

Chaque état peut contenir deux électrons de spin différents.

¹Ces parois intérieures peuvent être des joints de grains ou des macles

4.2. Équation de transport électronique

Pour déterminer la répartition de la densité de courant dans la ligne, on cherche à déterminer la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ définie de telle façon que $2n_v f(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3\vec{r} \cdot d^3\vec{v}$ soit égale au nombre de particules qui se trouvent dans le volume d^3r au point \vec{r} , de vitesse comprise dans un intervalle d^3v autour de \vec{v} à l'instant t . En considérant la constante de Boltzmann k , la répartition des électrons sur ces états quantiques à l'équilibre avec la température T dans un cristal d'énergie de Fermi E_f est donnée par la statistique de Fermi-Dirac f_0 (hypothèse de Sommerfeld) :

$$f_0(\vec{v}, \vec{r}, t) = f_0(\vec{v}) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E(\vec{v}) - E_f}{k \cdot T}}} \quad (4.4)$$

Cette fonction pourra être considérée comme une fonction unité jusqu'à E_f et nulle au delà. En particulier sa dérivé par rapport à E sera un pic de Dirac en $E = E_f$.

On définit f_1 , l'écart de la fonction de distribution f par rapport à sa valeur à l'équilibre f_0 , par

$$f_1(\vec{r}, \vec{v}, t) = f(\vec{r}, \vec{v}, t) - f_0(\vec{v}) \quad (4.5)$$

Dans la suite on considérera le cas de faible perturbation qui aura pour conséquence l'égalité des dérivés par rapport à \vec{v} de f et f_1

$$f_1 \approx f_0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial v} = \frac{\partial f_0}{\partial v} = \delta_{v_f} \quad (4.7)$$

En considérant l'équation 4.4 à $T = 0$, le nombre de porteurs par unité de volume n_0 est relié à la vitesse de Fermi v_f , vitesse d'un électron ayant l'énergie de Fermi E_f , par

$$n_0 = \frac{4}{3} \pi v_f^3 * 2n_{\vec{v}} = \frac{v_f^3}{3\pi^2} \quad (4.8)$$

On obtient finalement l'équation de transport de Boltzmann en considérant qu'en régime stationnaire, la dérivé de la fonction f et donc de f_1 par rapport au temps est nulle :

$$\frac{df}{dt} = \frac{df_1}{dt} = \vec{\nabla}_r f_1 \cdot \left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)_{\vec{r}} + \vec{\nabla}_v f_1 \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} + \left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)_{dispersion} = 0 \quad (4.9)$$

L'équation fondamentale de la dynamique permet de relier la dérivée de la vitesse des électrons au champ \vec{E} :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{q}{m} \vec{E} \quad (4.10)$$

Chapitre 4. Modélisation de la résistivité du cuivre

Le terme de dispersion $(\frac{\partial f_1}{\partial t})_{dispersion}$ regroupe toutes les interactions de l'électron avec son environnement non parfait et sera détaillé dans la suite. Il constitue la grandeur qui donne sa résistivité au conducteur métallique. Sa connaissance permettra donc de donner une solution à l'équation de Boltzmann.

La densité de courant $d\vec{J}_e$ due aux électrons compris entre \vec{v} et $\vec{v} + d\vec{v}$ est le produit de la charge volumique $-q2n_{\vec{v}}f(\vec{r}, \vec{v})d_3v$ par la vitesse des électrons :

$$d\vec{J}_e = (-q2n_{\vec{v}}f(\vec{r}, \vec{v})d_3v) \cdot \vec{v} \quad (4.11)$$

La densité de courant \vec{J}_e au point \vec{r} du conducteur est obtenue en intégrant $d\vec{J}_e$ sur l'ensemble des vitesses :

$$\vec{J}_e(\vec{r}) = -\frac{q}{4\pi^3} \int_{\vec{v}} f(\vec{v}, \vec{r}) \cdot \vec{v} \cdot d_3v = -\frac{q}{4\pi^3} \int_{\vec{v}} f_1(\vec{v}, \vec{r}) \cdot \vec{v} \cdot d_3v \quad (4.12)$$

La dernière égalité provient du fait qu'en l'absence de perturbation extérieure, aucun courant ne circule dans la ligne. Le champ étant orienté selon l'axe $(0, \vec{e}_x)$, la conductivité σ_e est obtenue en intégrant J_e , composante de \vec{J}_e selon l'axe $(0, \vec{e}_x)$, sur la surface S du conducteur :

$$\sigma_e = \frac{1}{E_x S} \int_S J_e(\vec{r}) d^2r \quad (4.13)$$

La résistivité ρ est alors définie comme l'inverse de la conductivité σ_e :

$$\rho = \frac{1}{\sigma_e} \quad (4.14)$$

4.3 Mécanismes de diffusion

Les différents mécanismes de dispersion liés au terme $(\frac{\partial f}{\partial t})_{dispersion}$ dans l'équation de Boltzmann (4.9) sont les suivants :

- l'interaction électrons - phonons
- l'interaction électrons - défauts ponctuels ou linéaires : impuretés, lacunes, dislocations
- l'interaction électrons - défauts à deux dimensions : joints de grains, macles (parois intérieures)
- l'interaction électrons - parois de la ligne conductrice (parois extérieures)

Ces deux dernières interactions ne deviennent non négligeables que dans les dispositifs de faibles dimensions. Pour les deux premières interactions, on peut définir un temps de relaxation τ_{phonon} et $\tau_{impureté}$ pour respectivement l'interaction électrons - phonons et l'interaction électrons - défauts. Le temps de relaxation globale τ_{mono} est alors donné par la loi de Matthiessen :

$$\frac{1}{\tau_{mono}} = \frac{1}{\tau_{phonon}} + \frac{1}{\tau_{impureté}} \quad (4.15)$$

Le terme de collision devient :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{dispersion} = \frac{f_0 - f}{\tau_{mono}} \quad (4.16)$$

Dans le cas d'un conducteur de dimension infinie soumis au champs $\vec{E} = E_x \vec{e}_x$, le terme $\vec{\nabla}_r f_1$ dans l'équation 4.9 est nul et cette équation devient alors

$$\frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{qE_x}{m} + \frac{f_1}{\tau_{mono}} = 0 \quad (4.17)$$

Les équations 4.17 et 4.12, dans le repère sphérique (O, v, θ, ϕ) , θ étant l'angle entre \vec{v} et l'axe (O, \vec{e}_x) (figure 4.1), permet d'obtenir la densité de courant $\vec{J}_e = J_e \vec{e}_x$:

$$J_e = \frac{q}{4\pi^3} \int_v \tau_{mono} \frac{qE_x}{m} \frac{\partial f_1}{\partial v_x} v_x d_3v = \frac{q^2 E_x}{m(4\pi^3)} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \tau_{mono} \frac{\partial f_1}{\partial v} v^3 \cos^2 \theta \sin \theta d\phi d\theta dv \quad (4.18)$$

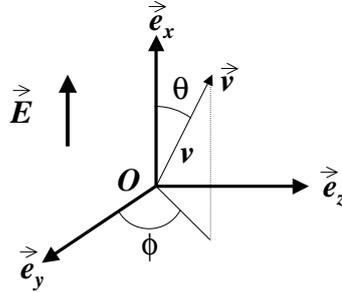


Figure 4.1: repère utilisé dans l'équation 4.18

En utilisant l'hypothèse 4.7, l'équation 4.8 et 4.13, et en supposant que τ_{mono} est indépendant de θ et ϕ , la conductivité électrique σ_{mono} pour un cristal mono-cristallin de dimensions infinies devient finalement

$$\sigma_{mono} = \frac{q^2 n_0}{m} \tau_{mono(v=v_f)} \quad (4.19)$$

et la résistivité électrique ρ_{mono} est donc la somme de la résistivité due à l'interaction électron - phonon ρ_{phonon} et due à l'interaction electrons - impureté $\rho_{impureté}$

$$\rho_{mono} = \frac{m}{n_0 q^2 \tau_{mono(v=v_f)}} = \rho_{phonon} + \rho_{impureté} \quad (4.20)$$

On note $\lambda_{mono} = v_f \tau_{mono(v=v_f)}$ le libre parcours moyen de l'électron. On obtient alors

$$\rho_{mono} = \frac{mv_f}{n_0 q^2 \lambda_{mono}} \quad (4.21)$$

D'après cette équation, le produit $\rho_{mono} \lambda_{mono}$ est donc constant et estimé à $6,6.10^{-12} \Omega.cm^{-2}$ [Mayadas et Shatzkes, 1970]. A 300 K, on obtient un libre parcours moyen de 38 nm. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la dimension de la ligne d'interconnexion. C'est pour cette raison que l'influence des parois va devenir non négligeable dans les lignes de dimensions déca-nanométriques.

4.4 Interaction électrons - défauts ponctuels ou linéaires

Dans le cas où les électrons subissent des interactions avec des impuretés, le temps de relaxation $\tau_{impureté\ i}$ est relié à la section efficace de résistivité A de l'impureté i et à la concentration n_i d'impureté i par unité de volume [Adda *et al.*, 1987a] :

$$\tau_{impureté\ i} = \frac{1}{v_f A n_i} \quad (4.22)$$

Soit n le nombre d'atomes par unité de volume du conducteur, on définit la résistivité spécifique ρ_i par

$$\rho_i = \frac{n}{n_0} \frac{mv_f A}{q^2} \quad (4.23)$$

Si on considère la fraction atomique d'impureté N_i , on obtient, à l'aide des équations 4.20 et 4.23, la résistivité due à l'impureté i $\rho_{impureté\ i}$

$$\rho_{impureté\ i} = \rho_i N_i \quad (4.24)$$

On remarque que la résistivité due aux impuretés ne dépend pas de la température. Dans le tableau 4.1 sont répertoriées quelques valeurs des résistivités spécifiques pour le cuivre.

4.5 Interaction électrons - phonons

Même en l'absence de défauts, un cristal parfait non supra-conducteur n'a pas une résistivité nulle. En effet, les atomes du cristal vibrent en permanence autour de leur position d'équilibre. Les électrons participant à la conduction vont alors diffuser sur cette perturbation du système. Comme pour les impuretés, le temps de relaxation τ_{phonon} est relié à la section efficace de

4.6. Interaction électrons - parois intérieures

impureté	Ag	Al	As	Au	B	Be	Ca	Cd	Co	Cr
Résistivité spécifique (μohm.cm)	0,2	0,95	6,7	0,55	1,4	0,65	0,3	0,3	6,9	4
impureté	Fe	Ga	Ge	Hg	In	Ir	Mg	Mn	Ni	P
Résistivité spécifique (μohm.cm)	9,3	1,4	3,7	1	1,1	6,1	0,8	2,9	1,1	7
impureté	Pb	Pd	Pt	Rh	Sb	Si	Sn	Te	Ti	Zn
Résistivité spécifique (μohm.cm)	3,3	0,95	2	4,4	5,5	3,1	3,1	8	16	0,3

Tableau 4.1: résistivité spécifique pour différentes impuretés dans le cuivre [Blatt, 1968]

résistivité A_{phonon} du phonon et à la concentration n de centre par unité de volume qui est aussi le nombre d'atomes par unité de volume :

$$\tau_{phonon} = \frac{1}{v_f A_{phonon} n} \quad (4.25)$$

En considérant la masse M d'un ion du cristal, s_c la vitesse du son dans le cristal, $A_{isolé}$ la section efficace d'un ion isolé et θ_D la température de Debye, A_{phonon} est alors donnée par la formule de Gruneisen [Adda *et al.*, 1987b] :

$$A_{phonon} = \frac{k}{M s_c^2} A_{isolé} \frac{T^5}{\theta_D^4} \int_0^{\theta_D/T} \frac{4z^4}{e^z - 1} dz \quad (4.26)$$

Ainsi à haute température ($T > \theta_D$), $e^z - 1 \sim z$, τ possède alors une dépendance en $1/T$ et on obtient finalement pour la résistivité une dépendance en T . La résistivité varie linéairement avec la température à haute température. A basse température, la limite supérieure de l'intégrale tend vers l'infini, et donc l'intégrale tend vers une constante et on observe finalement une dépendance en T^5 de la résistivité.

4.6 Interaction électrons - parois intérieures

Le cuivre dans les interconnexions n'est pas monocristallin mais composé de grains. Il est ainsi constitué d'une multitude de parois intérieures que l'on regroupe en deux catégories : les macles et les joints de grains. Les macles correspondent à un défaut d'empilement introduisant une symétrie cristalline. Les joints de grains correspondent à une transition entre deux

grains d'orientation aléatoire. Le désordre du joint de grains est donc largement plus important. La présence de ces défauts dans le cuivre va aboutir à une augmentation de résistivité. Les électrons rencontrant les joints de grains vont avoir une probabilité non nulle de diffuser et ainsi ne plus participer à la conduction. En considérant la taille moyenne des grains d dans la direction du champs électrique \vec{E} , une probabilité de diffusion aux joints de grains R_M , [Mayadas et Shatzkes, 1970] obtient un temps de relaxation lié à la diffusion aux joints de grains égale à

$$\frac{1}{\tau_{grain}} = \frac{v_f}{d} \frac{v_f}{|v_x|} \frac{R_M}{1 - R_M} \quad (4.27)$$

Dans cette équation, en analogie avec le cas des impuretés, $\frac{v_f}{d}$ est équivalent à un temps correspondant à la durée avant que l'électron ne rencontre un joint de grains. En utilisant la loi de Matthiessen, on obtient

$$\frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{\tau_{grain}} + \frac{1}{\tau_{mono}} \quad (4.28)$$

La densité de courant est obtenue de la même façon que pour l'équation 4.18 mais avec un temps de relaxation τ^* .

$$J_e = \frac{q}{4\pi^3} \int_v \tau^* \frac{qE_x}{m} \frac{\partial f_1}{\partial v_x} v_x d_3v \quad (4.29)$$

La conductivité σ_{poly} en présence de joints de grains est obtenue à l'aide de l'hypothèse 4.7 et de l'équation 4.13

$$\frac{\sigma_{poly}}{\sigma_{mono}} = 3 \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{2}\alpha + \alpha^2 - \alpha^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) \right] \quad (4.30)$$

Dans cette équation, α est égale à

$$\alpha = \frac{\lambda_{mono}}{d} \frac{R_M}{1 - R_M} \quad (4.31)$$

4.7 Interaction électrons - parois extérieures

4.7.1 Cas du film mince

Considérons un film mince métallique infini d'épaisseur a compris entre $z = 0$ et $z = a$. Dans ce cas, la fonction de distribution dépend de la variable d'espace z . L'équation de Boltzmann 4.9 devient :

$$\frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{f_1}{\tau v_z} = \frac{qE_x}{mv_z} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \quad (4.32)$$

4.7. Interaction électrons - parois extérieures

τ correspond dans cette partie au temps de relaxation des électrons dans le matériau de dimension infinie dont la conductivité est σ_0 . La solution générale de cette équation est :

$$f_1(\vec{v}, z) = \frac{q\tau E_x}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left\{ 1 + F(\vec{v}) e^{-\frac{z}{\tau v_z}} \right\} \quad (4.33)$$

où $F(\vec{v})$ est une fonction arbitraire de \vec{v} . Pour déterminer $F(\vec{v})$, on introduit les conditions aux limites en $z = 0$ et $z = a$. L'électron rencontrant la surface peut soit être réfléchi élastiquement (fraction p), soit diffuser aléatoirement (fraction $1-p$) [Fuchs, 1938]. Les conditions aux limites s'écrivent alors

$$f_0 + f_1^+(v_z, z = 0) = p [f_0 + f_1^-(-v_z, z = 0)] + (1-p)f_0 \quad (4.34)$$

$$f_0 + f_1^-(v_z, z = a) = p [f_0 + f_1^+(-v_z, z = a)] + (1-p)f_0 \quad (4.35)$$

où f_1^+ et f_1^- correspondent aux solutions de l'équation 4.32 pour les v_z respectivement positif ou négatif. On obtient alors comme solutions pour ces équations [Sondheimer, 1952] :

$$f_1^+(v, z) = \frac{q\tau E_x}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left\{ 1 - \frac{1-p}{1-pe^{-\frac{-a}{\tau v_z}}} e^{-\frac{-z}{\tau v_z}} \right\} \quad v_z > 0 \quad (4.36)$$

$$f_1^-(v, z) = \frac{q\tau E_x}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left\{ 1 - \frac{1-p}{1-pe^{\frac{a-z}{\tau v_z}}} e^{-\frac{a-z}{\tau v_z}} \right\} \quad v_z < 0 \quad (4.37)$$

Le densité $J_e(z)$ est obtenue en intégrant l'équation 4.11 sur l'ensemble des vitesses \vec{v} (v, θ, ϕ), θ étant l'angle entre \vec{v} et l'axe $(0, \vec{e}_z)$ (figure 4.2).

$$J_e(z) = \frac{E_x}{m} \frac{e^2}{4\pi^3} \int_{v=0}^{\infty} dv \frac{\partial f_0}{\partial v} \int_{\phi=0}^{2\pi} \tau v^3 \cos^2 \phi \quad (4.38)$$

$$\begin{aligned} & \times \left[\int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \sin^3 \theta \left\{ 1 - \frac{1-p}{1-pe^{-\frac{-a}{\tau v \cos \theta}}} e^{-\frac{z}{\tau v \cos \theta}} \right\} d\theta \right. \\ & \left. + \int_{\theta=\frac{\pi}{2}}^{\pi} \sin^3 \theta \left\{ 1 - \frac{1-p}{1-pe^{\frac{a-z}{\tau v \cos \theta}}} e^{-\frac{a-z}{\tau v \cos \theta}} \right\} d\theta \right] \quad (4.39) \end{aligned}$$

On note λ le libre parcours moyen du matériau de dimension infinie, $\lambda = v_f \tau$. Dans le cas $p = 0$, à l'aide de l'équation 4.13 et de l'hypothèse 4.7, on obtient finalement la conductivité σ_e d'un film mince d'épaisseur a

$$\sigma_e(p = 0) = \frac{1}{Ea} \int_0^a J_e(z) dz = \sigma_0 \left[1 - \frac{3\lambda}{2a} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^3 \theta \cos \theta \left\{ 1 - e^{-\frac{a}{\lambda \cos \theta}} \right\} d\theta \right] \quad (4.40)$$

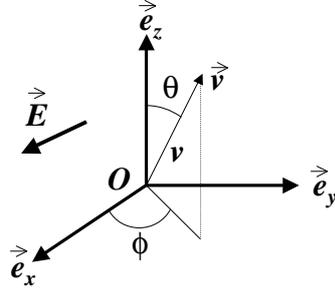


Figure 4.2: repère utilisé dans l'équation 4.39

En développant en série les numérateurs de l'équation 4.39 et par identification avec l'équation 4.40 [Chambers, 1950], on obtient la conductivité pour p quelconque :

$$\sigma_e(p) = \sigma_0(1-p)^2 \sum_{n=1}^{p=\infty} np^{n-1} \left(\frac{\sigma_e(p=0)_n \frac{q}{\lambda}}{\sigma_0} \right) \quad (4.41)$$

4.7.2 Cas d'une ligne rectangulaire

L'équation de Boltzmann est

$$\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_r f_1 - \frac{E_x q}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} = -\frac{f_1}{\tau} \quad (4.42)$$

En considérant $r = r_0$ un point de la surface du conducteur, une solution particulière valable pour $p = 0$ est [Sondheimer, 1952] :

$$f_1(v, r) = \frac{qE_x}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{|r - r_0|}{\tau v}\right) \right\} \quad (4.43)$$

A l'aide de 4.41 et 4.13, on obtient la conductivité σ_e dans le cas d'une ligne de largeur l , d'épaisseur e et d'un coefficient de réflexion p identique sur les quatre parois [Guillaumond *et al.*, 2002] :

$$\begin{aligned} A(l, e, \lambda) &= \frac{6}{4\pi l e} \int_0^l \int_0^e \int_{-\arctan \frac{x}{z}}^{\arctan \frac{h-z}{x}} \int_0^\pi \sin\theta \cos^2\theta e^{-\frac{x}{\lambda \sin\theta \cos\phi}} d\theta d\phi dx dz \\ \sigma_e(l, e, p) &= \sigma_0(1-p)^2 \sum_{n=1}^{\infty} np^{n-1} \left[1 - A\left(l, e, \frac{\lambda}{n}\right) - A\left(e, l, \frac{\lambda}{n}\right) \right] \end{aligned} \quad (4.44)$$

4.8 Synthèse de la modélisation

Un modèle de résistivité du cuivre dans les interconnexions de dimensions décanométriques est présenté basé sur les travaux de [Mayadas et Shatzkes, 1970] et de [Sondheimer, 1952]. Lorsque les dimensions caractéristiques de la ligne de cuivre (largeur l , épaisseur e , taille de grain d) sont très grandes devant le libre parcours moyen de l'électron (38 nm à 300 K), la résistivité dépend de la température T (interaction électrons - phonons) et de la fraction d'impureté atomique N_i (interaction électrons - défauts ponctuels ou linéaires). Lorsque les dimensions caractéristiques de la ligne sont du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen de l'électron, aux interactions précédentes s'ajoutent de nouvelles interactions. On s'attend à une augmentation de la résistivité en diminuant la taille des grains d des lignes. Ce phénomène est pris en compte par l'intermédiaire d'une probabilité de réflexion des électrons R_M aux joints de grains. On devrait aussi observer une augmentation de résistivité en diminuant la largeur et l'épaisseur de la ligne. Ce phénomène est pris en compte par l'intermédiaire d'une probabilité de réflexion élastique p sur les parois de la ligne. L'analyse numérique de ce modèle confrontée aux résultats expérimentaux est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Résultats des mesures de résistivité

Sommaire

5.1	Méthode expérimentale	51
5.1.1	Dispositifs expérimentaux	51
5.1.2	Extraction de la résistivité	52
5.1.3	Incertitude sur l'extraction de la résistivité et de la surface	53
5.1.4	Résultats expérimentaux	56
5.2	Discussion	57
5.2.1	Diffusion aux joints de grains	57
5.2.2	Diffusion sur les parois externes	57
5.3	Synthèse des résultats	60

Ce chapitre présente tout d'abord la technologie utilisée pour obtenir des lignes de largeur inférieure aux limites actuelles de la lithographie puis la méthode expérimentale de détermination de la résistivité. Nous présentons ensuite les résultats expérimentaux puis commentons la modélisation décrite dans le chapitre précédent.

5.1 Méthode expérimentale

5.1.1 Dispositifs expérimentaux

Actuellement il est extrêmement difficile d'obtenir avec les systèmes de lithographie conventionnelle des largeurs de lignes de dimensions nanométriques. Pour contourner ce problème, la technique suivante a été utilisée. Après l'étape d'ouverture du masque dur TiN (figure 5.1a), un dépôt conforme de TiN de différentes épaisseurs a été réalisé par CVD (figure 5.1b). Ce dépôt a la propriété d'être uniforme. La couche de TiN est ensuite gravée par plasma donc anisotropiquement, ce qui entraîne une réduction des dimensions minimales du nouveau masque dur TiN (figure 5.1c). Nous obtenons ainsi quatre variantes correspondant à quatre épaisseurs

s avec des largeurs de ligne minimales de dimensions variables. Les structures étudiées lors de cette étude sont les structures décrites dans la partie 3.1.

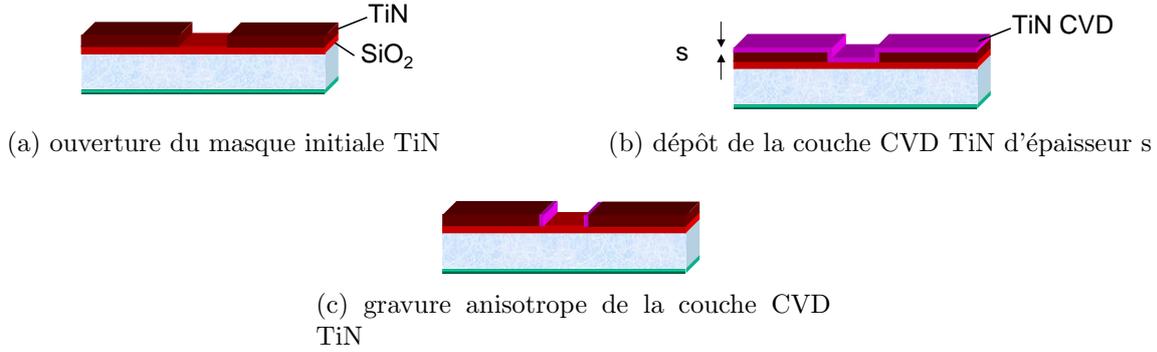


Figure 5.1: Les différentes étapes de réalisation du masque dur lignes étroites

5.1.2 Extraction de la résistivité

Connaissant les dimensions des lignes, une mesure électrique de la résistance de la ligne permet de remonter à la résistivité grâce à l'équation (2.1). Les dimensions transversales des lignes de cuivre peuvent être déterminées par observation au MEB après une coupe FIB ou de façon plus précise à l'aide d'une observation TEM. Ces imageries sont relativement longues à mettre en oeuvre. Pour pallier à ce problème, nous avons développé une méthode d'extraction de la résistivité ρ et de la surface S du cuivre de façon purement électrique. Les principales hypothèses de cette méthode sont les suivantes :

- On suppose que la ligne est constituée uniquement de cuivre, ce qui signifie que l'on néglige l'aspect conducteur de la barrière de diffusion.
- On suppose que les phénomènes de diffusion des électrons obéissent à la loi de Matthiessen, ce qui se traduit par une pente de la résistivité en fonction de la température égale à celle d'un matériau pur. Cette pente est estimée à [Lide, 1995]

$$\frac{d\rho}{dT} = \text{constante} = 0.00677 \mu\Omega.cm.K^{-1} \quad (5.1)$$

L'erreur commise à partir de ces hypothèses sera évaluée par la suite. En dérivant l'équation (2.1) par rapport à la température T , on obtient :

$$\frac{dR}{dT} = \frac{d\rho}{dT} \frac{L}{S} \quad (5.2)$$

ce qui permet de déterminer S et ρ :

$$S = \frac{d\rho}{dT} L \frac{1}{\frac{dR}{dT}} \quad (5.3)$$

$$\rho = R \frac{d\rho}{dT} \frac{1}{\frac{dR}{dT}} \quad (5.4)$$

Une mesure à différentes températures de la résistance de la ligne permettra donc de remonter à la section du cuivre puis à la résistivité du cuivre. Les mesures présentées dans la suite ont été réalisées dans la gamme de températures [30 °C - 80 °C]. Nous avons vérifié de plus l'absence d'effet Joule lors de nos mesures de résistances, qui aurait pu fausser la valeur réelle de la température.

Dans la suite de ce chapitre, les résultats concernant la résistivité issus de la modélisation ou de l'expérience seront présentés pour une température de 30 °C.

5.1.3 Incertitude sur l'extraction de la résistivité et de la surface

Nous allons évaluer ici l'impact de l'erreur expérimentale et des erreurs dues aux hypothèses utilisées pour extraire la résistivité et la surface du cuivre.

Erreur due au banc de test

Concernant la mesure expérimentale, la précision relative sur une mesure d'une résistance de notre banc de test électrique était de $\frac{0,1}{1000}$ et la précision sur la température de notre banc était de 0,1 °C. Or

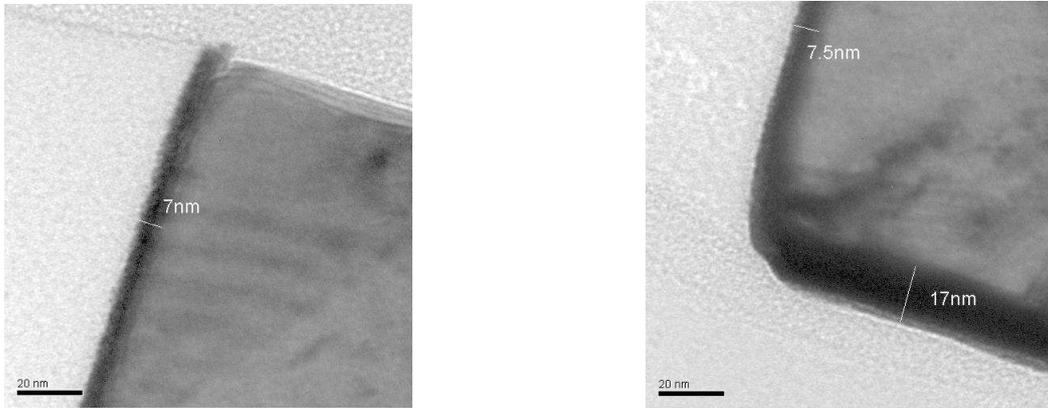
$$\left| \frac{\Delta \rho_{banc}}{\rho} \right| \leq \left| \frac{\Delta R_{banc}}{R} \right| + \left| \frac{\Delta \frac{dR}{dT}_{banc}}{\frac{dR}{dT}} \right| \quad (5.5)$$

L'évaluation numérique nous fournit alors la précision relative de notre banc de test :

$$\left| \frac{\Delta \rho_{banc}}{\rho} \right| \leq 1\% \quad (5.6)$$

Erreur due à la présence d'une barrière de diffusion conductrice

Nous allons maintenant évaluer l'erreur sur l'extraction de la résistivité due à la présence d'une barrière de diffusion. Cette barrière dans notre cas était composée d'une couche de tantale (Ta) et d'une couche de nitrure de tantale (TaN). L'évaluation des dimensions a été rendue possible grâce à des coupes TEM (figure 5.2). Il n'est pas possible de situer l'interface Ta/TaN à l'aide de cette coupe TEM et donc l'épaisseur exacte de chaque couche de barrière. Pour remonter à celle ci, nous avons considéré les conditions nominales de dépôt de la barrière qui dans notre cas correspondaient à 5 nm pour la couche de TaN et 7,5 nm pour la couche de Ta. Les dimensions utilisées pour évaluer l'erreur sont représentées sur la figure 5.3. En revanche, les caractéristiques électriques des barrières ne sont pas précisément connues. On considérera donc l'erreur maximale pour une résistivité du tantale supérieure ou égale à 13,7 $\mu\text{ohm.cm}$, résistivité du tantale pur [Lide, 1995] et pour une résistivité du nitrure de tantale



(a) épaisseur de barrières sur les flancs

(b) épaisseur de barrières en fond de ligne

Figure 5.2: Épaisseur globale de la barrière mesurée à l'aide de photo TEM [Guyader, 2004]

supérieure ou égale à $200 \mu\text{ohm.cm}$ [Chang *et al.*, 2002]. La pente de la résistivité en fonction de la température pour le tantale est de $0,047 \mu\text{ohm.cm.K}^{-1}$ [Lide, 1995]. Pour le nitrure de tantale, la pente de la résistivité du nitrure de tantale divisée par sa résistivité est estimée à $-0,0036 \text{ K}^{-1}$ [Wang *et al.*, 2004]. Nous avons donc trois résistances en parallèle, une résistance R_{Cu} due au cuivre, une résistance R_{Ta} due au tantale et une résistance R_{TaN} due au nitrure de tantale avec une résistance expérimentale R_{mes} donnée par

$$\frac{1}{R_{mes}} = \frac{1}{R_{Cu}} + \frac{1}{R_{TaN}} + \frac{1}{R_{Ta}} \quad (5.7)$$

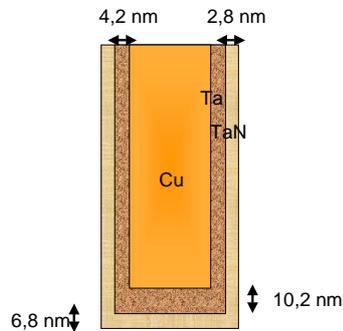


Figure 5.3: schéma représentant les différentes dimensions de la barrière

5.1. Méthode expérimentale

L'erreur sur la pente de R_{mes} est donnée en dérivant l'équation précédente par rapport à la température.

$$\frac{dR_{mes}}{dT} = \left(\frac{R_{mes}}{R_{Cu}}\right)^2 \frac{dR_{Cu}}{dT} + \left(\frac{R_{mes}}{R_{Ta}}\right)^2 \frac{dR_{Ta}}{dT} + \left(\frac{R_{mes}}{R_{TaN}}\right)^2 \frac{dR_{Tan}}{dT} \quad (5.8)$$

Ces équations permettent de déterminer l'erreur sur l'extraction de la résistivité due à la barrière de diffusion que nous avons évalué numériquement pour notre géométrie (figure 5.4). On remarque que pour un couple de résistivité typique ($\rho_{Ta} = 20 \mu\text{ohm.cm}$ et $\rho_{TaN} = 200 \mu\text{ohm.cm}$) qui doit s'approcher des résistivités réelles, on obtient une erreur inférieure à 1%, soit une valeur similaire à l'erreur due au banc de mesure. Cette erreur augmente quand la largeur de la ligne diminue car la proportion de la barrière devient d'autant plus importante que la ligne est étroite. Sur la figure 5.5 est tracée l'erreur sur l'extraction de la surface de cuivre. On remarque que l'erreur est plus importante que pour l'extraction de la résistivité. Cela vient du fait que dans le cas de la résistivité, l'erreur sur R au numérateur de l'équation 5.4 est compensée par l'erreur sur dR au dénominateur, ce qui n'est pas le cas pour l'équation 5.3. La précision sur l'extraction de la résistivité du cuivre est donc en générale supérieure à celle sur l'extraction de la surface de cuivre.

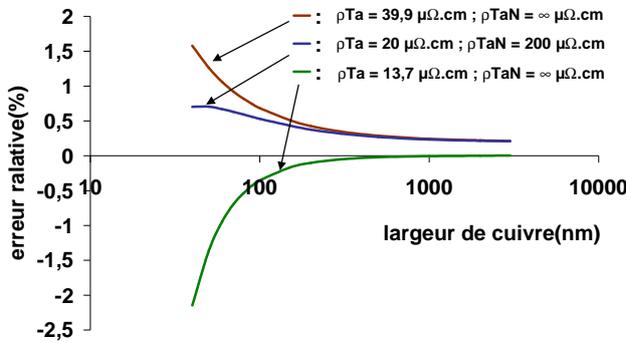


Figure 5.4: variation relative maximale due à la présence d'une barrière conductrice sur l'extraction de la résistivité. L'erreur réelle se situe entre la courbe minimale et maximale. Une courbe représentant une valeur raisonnable de résistivité de la barrière est aussi affichée

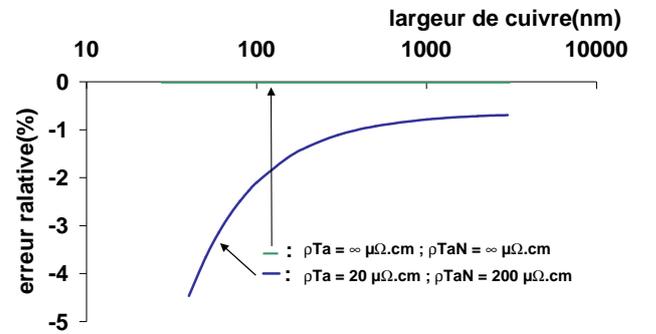


Figure 5.5: variation relative maximale due à la présence d'une barrière conductrice sur l'extraction de la surface de cuivre. L'erreur réelle se situe entre la courbe minimale et maximale

Erreur due au phénomène de diffusion des électrons

La deuxième hypothèse utilisée pour extraire la résistivité (partie 5.1.2) concerne la pente de la résistivité en fonction de la température. On considère que la pente de la résistivité en fonction de la température est une constante ou de façon équivalente que les phénomènes de diffusion sur les défauts du cristal provoquent une augmentation de résistivité indépendante de la température. Le modèle décrit dans le chapitre précédent prévoit une légère dépendance en température qu'il est possible d'explicitier numériquement. L'erreur maximale commise sur l'extraction de la résistivité si les phénomènes de diffusion des électrons aux joints de grain et sur les parois sont effectivement présents est représentée sur la figure 5.6.

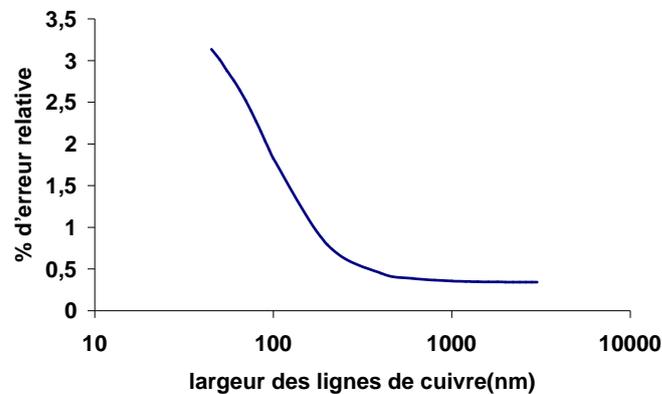


Figure 5.6: variation relative maximale de la dérivée de la résistivité par rapport à la température due à la diffusion des électrons sur les parois et aux joints de grains

L'extraction électrique des paramètres fournit la résistivité et la surface de cuivre. L'étape suivante consiste à déterminer l'épaisseur de la ligne pour remonter à la largeur de la ligne. On estime l'erreur relative sur la mesure de l'épaisseur de la ligne et sur les variations d'épaisseur de plaques à 5%.

5.1.4 Résultats expérimentaux

Nous obtenons finalement la résistivité en fonction de la surface de cuivre sur le graphe 5.7 et en fonction de la largeur sur le graphe 5.8. Dans ce dernier cas, l'épaisseur de cuivre était supposée être 230 nm. Plusieurs puces ont été mesurées sur chaque plaque ayant vu un espaceur s donné. Il faut noter que les marges d'incertitudes calculées correspondent à la pire des configurations concernant le couple résistif (ρ_{TaN}, ρ_{Ta}). La connaissance des valeurs de résistivité exactes du bi-couche constituant la barrière permettrait de réduire l'erreur et même de corriger l'extraction de la résistivité. Il en est de même pour l'erreur due à la diffusion des électrons sur les défauts du cuivre. En revanche, l'augmentation de résistivité du cuivre est bien réelle avec un accroissement de la résistivité de plus de 35 % entre les différentes largeurs mesurées.

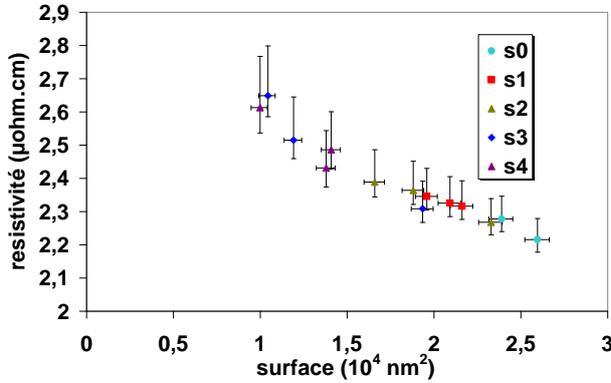


Figure 5.7: augmentation de la résistivité du cuivre en fonction de la surface du cuivre : résultats expérimentaux

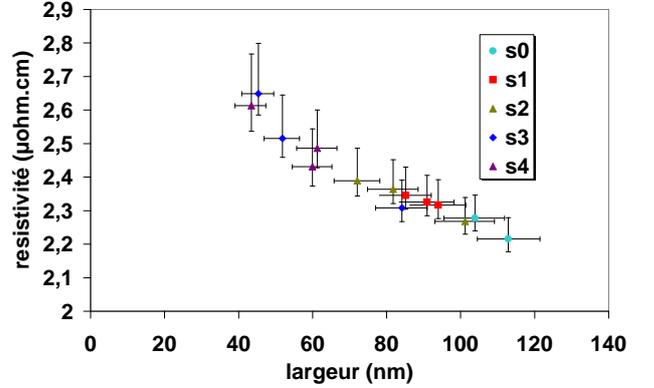


Figure 5.8: augmentation de la résistivité du cuivre en fonction de la largeur du cuivre : résultats expérimentaux

5.2 Discussion

5.2.1 Diffusion aux joints de grains

Sur la figure 5.9 est représentée l'augmentation de résistivité due à la diffusion sur des parois intérieures pour différents paramètres R_M . Les valeurs de la littérature concernant le paramètre R_M sont dispersées. [Mayadas et Shatzkes, 1970] obtient la valeur $R_M = 0,24$ pour un cuivre massif, [Kuan *et al.*, 2000] propose $R_M = 0,3$ pour un cuivre déposé par PVD, [Steinhogl *et al.*, 2002] donne la valeur $R_M = 0,5$ pour un cuivre PVD suivi d'un dépôt ECD, [Steinlesberger *et al.*, 2002] propose $R_M = 0,45$ avec un dépôt similaire au précédent. Dans une nouvelle étude, [Steinhogl *et al.*, 2005] obtient différentes valeurs de R_M suivant l'épaisseur des lignes de cuivre : $R_M = 0,27$, $R_M = 0,19$ et $R_M = 0,19$ pour respectivement une épaisseur de $e = 50$ nm, $e = 155$ nm et $e = 230$ nm.

Dans l'approximation des lignes étroites et dans le cas d'un coefficient de réflexion R_M faible, l'équation 4.30 peut être approximée par

$$\rho_{grain} = \rho_0 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\lambda_{mono}}{d} \frac{R_M}{1 - R_M} \right) \quad (5.9)$$

On obtient ainsi une dépendance de la résistivité en fonction de la taille de grain d en $\frac{1}{d}$.

5.2.2 Diffusion sur les parois externes

Sur la figure 5.10 est donnée l'influence du paramètre p sur l'augmentation de résistivité due à la diffusion des électrons sur les parois. Le libre parcours moyen est supposé indépendant de la largeur de la ligne. L'épaisseur de la ligne est supposée de 230 nm. On observe

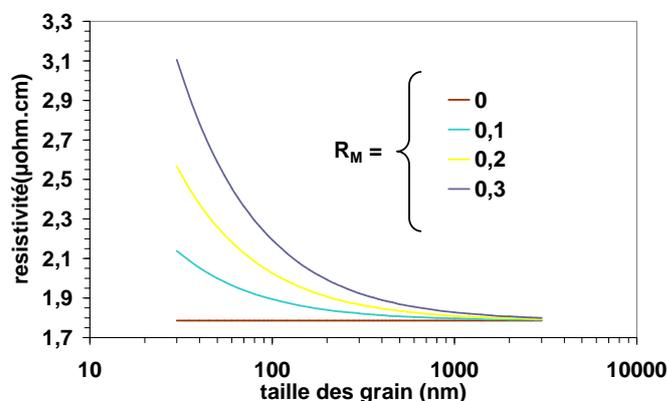


Figure 5.9: influence du paramètre R_M sur l'augmentation de résistivité due aux joints de grains

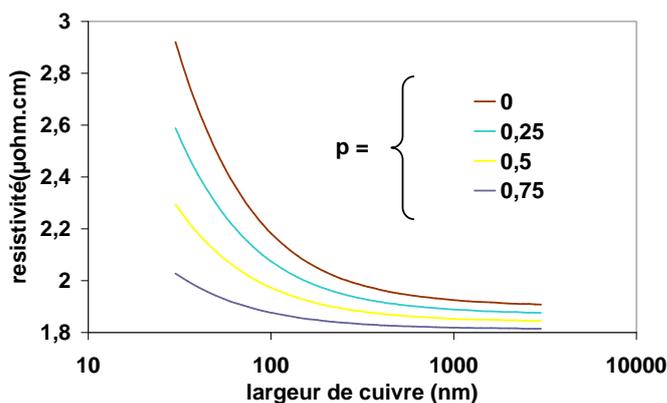


Figure 5.10: influence du paramètre p sur l'augmentation de résistivité due aux parois externes de la ligne de cuivre

bien une augmentation de résistivité en diminuant la largeur des lignes d'autant plus importante que le paramètre p est important. Les valeurs de p obtenues dans la littérature sont très dispersées. [Kuan *et al.*, 2000] obtient une diffusion totale des électrons sur les parois avec un $p = 0$. [Steinhogel *et al.*, 2002] donne une valeur de $p = 0,6$ tandis que [Steinlesberger *et al.*, 2002] propose $p = 0,5$. Dans une nouvelle étude, [Steinhogel *et al.*, 2005] obtient différentes valeurs de p suivant l'épaisseur des lignes de cuivre : $p = 0,49$, $p = 0,33$ et $p = 0,4$ pour respectivement une épaisseur de $e = 50$ nm, $e = 155$ nm et $e = 230$ nm. [Lustig *et al.*, 2005] donne la valeur $p = 0,12$ et [Solomentsev *et al.*, 2005] la valeur $p = 0,5$. Cette dispersion des valeurs semble traduire la difficulté d'extraire correctement la valeur de p .

On note aussi sur la figure 5.10, pour des largeurs plus importantes (environ 3000 nm), une augmentation de la résistivité à largeur de lignes identiques. Dans ce cas là, la diffusion des électrons ne se fait pas de façon prépondérante sur les parois latérales de la ligne mais sur la surface supérieure et inférieure de la ligne. L'épaisseur de la ligne est suffisamment faible

(230nm) pour que les phénomènes de diffusion des électrons apparaissent. On montre que, dans la gamme de températures étudiée, l'augmentation de résistivité due aux parois extérieures de la ligne est en bonne approximation la somme de l'augmentation de la résistivité due aux parois latérales des lignes et due aux parois supérieures et inférieures des lignes. Ainsi on observera une augmentation de résistivité en diminuant la largeur et en diminuant l'épaisseur des lignes.

En réalité, on ne peut considérer que le libre parcours moyen de l'électron est indépendant de la ligne car la taille des grains varie en fonction de la largeur des lignes et si le coefficient R_M est non nul, on obtient une variation du libre parcours moyen de l'électron en fonction de la largeur des lignes [Guillaumond, 2002]. Cela a pour effet de diminuer l'impact de la diffusion sur les parois comme illustré sur la figure 5.11. L'hypothèse de [Steinhogl *et al.*, 2002] qui décorrèle les phénomènes de diffusion aux joints de grains et sur les parois n'est donc pas valable et le paramètre p extrait ne reflète pas la véritable probabilité de réflexion élastique aux joints de grains. [Wu *et al.*, 2004] insiste de nouveau sur ce point dans ces travaux.

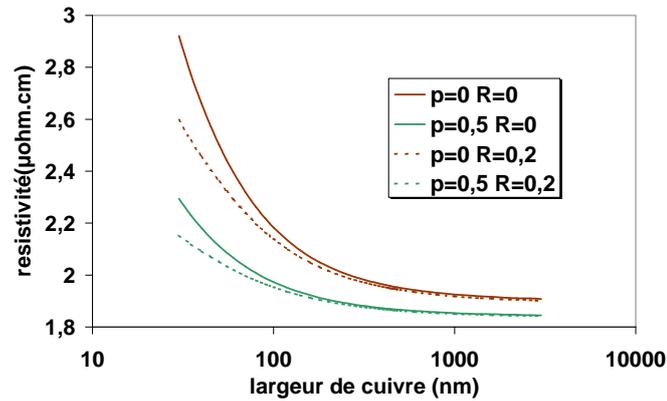


Figure 5.11: influence du paramètre R_M sur l'augmentation de résistivité due aux parois externes de la ligne de cuivre

[Sondheimer, 1952] montre que dans l'approximation $\lambda \gg l$ et $\lambda \gg e$,

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \frac{3}{16}(1-p)\lambda \frac{l+e}{le} \right) \quad (5.10)$$

Si l'on considère le fait que de façon similaire à l'équation 4.20

$$\lambda \rho_{\text{grain}} = \text{constante} \quad (5.11)$$

on obtient finalement, à l'aide de l'équation 5.9,

$$\rho(T) = \rho_0 + \frac{3/8(1-p)}{e} + \frac{3/8(1-p)}{l} + \frac{3/2R_M(1-R_M)}{d} \quad (5.12)$$

Si la taille des grains varie linéairement avec la largeur de la ligne, ce qui est admis dans la littérature pour les largeurs étroites [Steinhogl *et al.*, 2005], on s'aperçoit que l'on obtient une

dépendance globale en $\frac{\text{constante}}{l}$ avec deux paramètres R_M et p pour déterminer la constante. Il paraît donc évident qu'il est extrêmement difficile d'extraire les paramètres à partir de données expérimentales comme ceux de la figure 5.7 [Guillaumond *et al.*, 2002]. Ceci pourrait expliquer les grandes dispersions des valeurs R_M et p trouvées dans la littérature . Pour illustrer cette idée, nous avons, à titre d'exemple, tracé sur la figure 5.12 deux courbes avec deux couples de paramètres (R_M et p) ajustant parfaitement les données expérimentales.

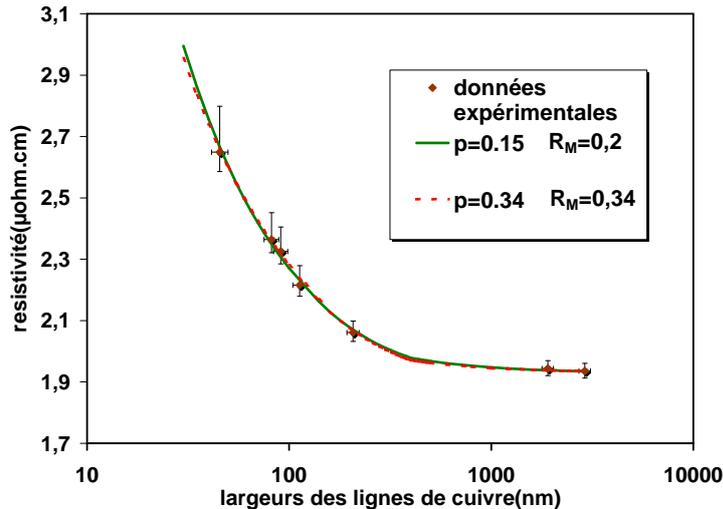


Figure 5.12: couples de paramètres ajustant parfaitement les données expérimentales

5.3 Synthèse des résultats

Pour obtenir des lignes de dimensions décanométriques, un procédé réduisant la dimension d'ouverture du masque dur TiN a été utilisé. Des lignes de largeur voisine de 50 nm ont été obtenues. Une méthode électrique d'extraction de la surface et de la résistivité du cuivre a été développée. Une augmentation de la résistivité du cuivre en diminuant la largeur des lignes a été observée. L'incertitude sur la résistivité due au banc de mesure, à la présence d'une barrière de diffusion conductrice et aux phénomènes de diffusion des électrons aux joints de grains et sur les parois a été estimée. Les mécanismes décrits dans le chapitre précédent permettent de modéliser correctement les résultats expérimentaux. L'analyse du modèle a révélé une dépendance de la résistivité inversement proportionnelle à la largeur de la ligne pour les deux phénomènes de diffusion apparaissant en diminuant la largeur des lignes. L'estimation des paramètres R_M et p à partir des résultats expérimentaux obtenus se révèle donc difficile.

Troisième partie

Étude de l'électromigration dans les lignes d'interconnexion

Chapitre 6

Modélisation de l'électromigration dans les interconnexions

Sommaire

6.1	La loi de Fick	63
6.2	Le coefficient de diffusion	64
6.2.1	Expression de la fréquence de saut Γ_0	64
6.2.2	Expression du coefficient de diffusion	65
6.3	Diffusion avec force extérieure	65
6.4	Diffusion dans les interconnexions	67
6.4.1	Notion de chemin de diffusion	67
6.4.2	Confinement du cuivre	69
6.5	Équation de Black	73
6.6	Structures de test à deux niveaux	75
6.7	Synthèse de la modélisation	75

Dans ce chapitre, nous décrivons les bases physiques de la diffusion de matière dans un cristal puis nous appliquons ce modèle aux interconnexions réelles.

6.1 La loi de Fick

C'est par la succession de sauts élémentaires d'une position d'équilibre du réseau cristallin à une autre position d'équilibre du réseau cristallin que les atomes peuvent se déplacer. A l'équilibre, un cristal contient toujours un certain nombre de défauts ponctuels. Les plus simples sont les lacunes. La présence d'une lacune permet à l'un des atomes en position de premier voisin de s'échanger avec elle. L'atome continue sa migration quand une autre lacune arrive à son voisinage. Cette diffusion assistée par les lacunes est le mécanisme principal de diffusion des

atomes. La présence de défauts linéaires (dislocations) ou bidimensionnelles (joints de grains, surfaces) offre aux atomes des régions plus ou moins désordonnées où la migration sera favorisée. Dans un premier temps on considère que le cristal est parfait. Pour simplifier le problème, on suppose que les plans d'isoconcentration des atomes sont des plans perpendiculaires à l'axe (O, \vec{e}_x) dans le repère orthonormé $(0, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$. La loi de Fick généralisée relie la diffusion de matière $\vec{J}_a = J_a \vec{e}_x$ à la concentration volumique d'atome du matériau C_a par l'intermédiaire du coefficient d'autodiffusion du matériau D et de la vitesse moyenne d'entraînement de la matière $\langle v_a \rangle$

$$J_a = -D \frac{\partial C_a}{\partial x} + \langle v_a \rangle C_a \quad (6.1)$$

6.2 Le coefficient de diffusion

A partir d'un modèle atomique [Adda *et al.*, 1987c], on montre que le coefficient de diffusion D s'exprime dans le cas d'une structure cristalline cubique¹ à l'aide du paramètre du maille² a_m du matériau et de la fréquence de saut Γ_0 .

$$D = a_m^2 \Gamma_0 \quad (6.2)$$

6.2.1 Expression de la fréquence de saut Γ_0

Un atome dans une position d'équilibre vibre en permanence autour de sa position d'équilibre. La fréquence de ces vibrations ν est déterminée par sa masse et les forces d'interaction entre les atomes. L'amplitude de la vibration dépend de l'énergie thermique de l'atome. En notant ΔG_m l'enthalpie libre de migration, la variation de l'énergie potentielle de l'atome possède la forme schématique de la figure 6.1 Thermodynamiquement, on montre que la probabilité p_{saut} de trouver un atome en position de col est égale à, si la transition se fait à pression constante :

$$p_{saut} = e^{-\frac{\Delta G_m}{kT}} \quad (6.3)$$

Finalement Γ_0 s'écrit

$$\Gamma_0 = \alpha \nu e^{-\frac{\Delta G_m}{kT}} \quad (6.4)$$

α est égale, dans le cas d'un mécanisme de diffusion par lacunes, à la probabilité de présence d'une lacune dans le cristal. La lacune étant en équilibre thermodynamique avec le cristal, on

¹c'est le cas du cuivre avec une structure cubique face centrée

²le paramètre de maille du cuivre est 0,3615 nm

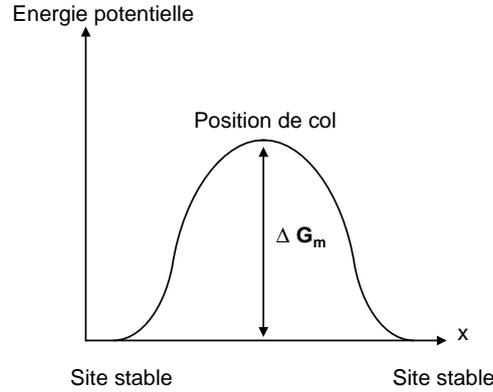


Figure 6.1: forme schématique de l'énergie potentielle en fonction de la position atomique

montre, en notant ΔG_f l'enthalpie libre de formation, que la probabilité de création d'une lacune $p_{\text{création}}$ dans le cristal est

$$p_{\text{création}} = e^{-\frac{\Delta G_f}{kT}} \quad (6.5)$$

La fréquence des sauts Γ_0 est donc

$$\Gamma_0 = \nu e^{-\frac{\Delta G_f + \Delta G_m}{kT}} \quad (6.6)$$

6.2.2 Expression du coefficient de diffusion

En explicitant l'enthalpie libre en fonction de l'énergie d'activation et de la variation d'entropie $\Delta G_f + \Delta G_m = Ea - T\Delta S$ on obtient finalement

$$D = D_0 e^{-\frac{Ea}{kT}} \quad (6.7)$$

avec

$$D_0 = a_m^2 \nu e^{\frac{\Delta S}{k}} \quad (6.8)$$

6.3 Diffusion avec force extérieure

Pour passer d'une position i à une autre voisine, l'atome doit franchir une barrière d'énergie potentielle. Si le milieu est homogène, l'énergie potentielle dans le réseau a la forme de la figure 6.2a. On voit que le passage $i \rightarrow i+1$ et $i+1 \rightarrow i$ est équivalent et traduit un caractère aléatoire.

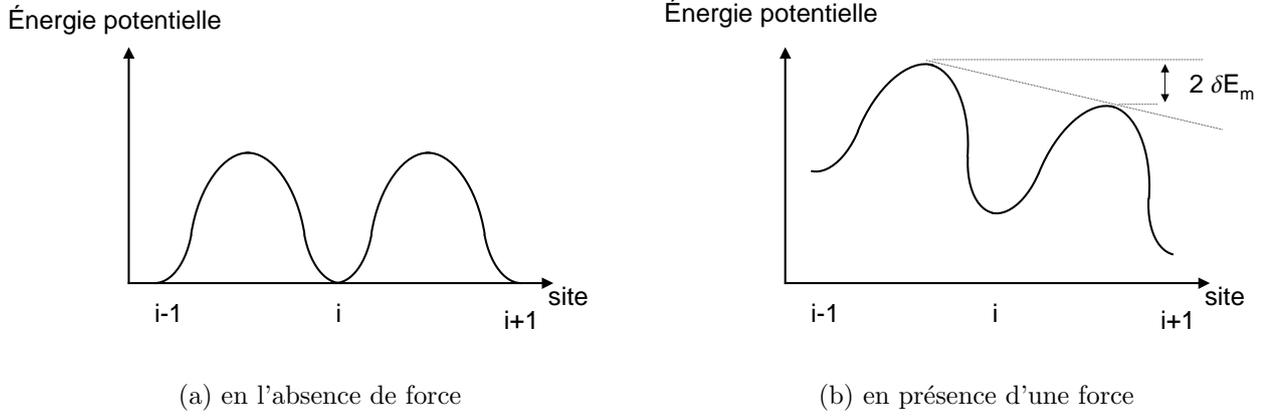


Figure 6.2: forme schématique de l'énergie potentielle dans un cristal

En présence d'une force extérieure, le potentiel à franchir est différent lors du chemin $i \rightarrow i + 1$ et $i \rightarrow i - 1$ (fig 6.2b). Dans ce cas, en notant δE_m l'abaissement de l'énergie potentielle en présence d'un force entre deux sites voisins, on montre que les fréquences de saut $\Gamma_{i \rightarrow i+1}$ et $\Gamma_{i \rightarrow i-1}$ sont égales à [Philibert, 1986]

$$\Gamma_{i \rightarrow i \pm 1} = \Gamma_0 \left(1 + \pm \frac{\delta E_m}{kT} \right) \quad (6.9)$$

Avec une longueur de saut³ a_m , on obtient une vitesse moyenne d'entraînement $\langle v_a \rangle$:

$$\langle v_a \rangle = (\Gamma_{i \rightarrow i+1} - \Gamma_{i \rightarrow i-1}) a_m = 2\Gamma_0 \frac{\delta E_m}{kT} a_m \quad (6.10)$$

Sachant que le travail de la force F qui produit cette variation de potentiel est $2\delta E_m = F a_m$, on obtient :

$$\langle v_a \rangle = \frac{FD}{kT} \quad (6.11)$$

La loi de Fick en présence d'une force F s'écrit alors

$$J_a = -D \left(\frac{\partial C_a}{\partial x} - \frac{C_a}{kT} F \right) \quad (6.12)$$

³démonstration dans le cas d'un réseau cubique simple de paramètre de maille a_m . Le résultat (l'équation 6.11) est identique pour un cubique face centrée

Lorsque l'on applique un champ \vec{E} sur le métal, la force F qui s'exerce sur les ions du matériau conducteur⁴ est la somme de 2 forces : La force électrostatique F_e direct :

$$\vec{F}_e = q\vec{E} = q\rho\vec{J}_e \quad (6.13)$$

et la force de friction F_f qui correspond à un transfert de quantité de mouvement des électrons aux ions cuivre [Huntington et Grone, 1961].

$$\vec{F}_f = -qZ^*\rho\vec{J}_e \quad (6.14)$$

Z^* correspond à l'interaction des électrons avec les ions de cuivre. Dans le cas d'une diffusion par mécanisme lacunaire, [Huntington et Grone, 1961] ont montré que Z^* est fonction de la résistivité résiduelle des atomes en position de col. Z^* est généralement de l'ordre de 10 pour un bon conducteur [Tu, 2003]. On considère donc que la force électrostatique directe est négligeable devant la force de friction.

6.4 Diffusion dans les interconnexions

Les lignes de cuivre possèdent différentes caractéristiques qui vont largement influencer sur leur comportement vis à vis de l'électromigration. Le cuivre n'est pas monocristallin et de dimension infinie. Il est constitué de grains et possède des interfaces avec les matériaux qui l'entourent. De plus le cuivre est confiné dans un environnement ne possédant pas les mêmes propriétés mécaniques que lui.

6.4.1 Notion de chemin de diffusion

A basse température, dans les structures métalliques finies mono ou poly-cristallines, les coefficients de diffusion mesurés sont en général bien supérieurs aux valeurs prévues théoriquement dans un métal parfait. Cela se traduit par des énergies d'activation mesurées plus faibles. Ce phénomène est du à la présence de défauts qui provoquent des « courts circuits » et favorisent l'autodiffusion. Les défauts présents et les chemins associés dans les lignes de cuivre sont

- les dislocations
- les joints de grains
- les parois

En supposant que les mécanismes de diffusions s'effectuent toujours par un mouvement de lacunes, on s'attend pour chaque chemin à une dépendance du coefficient de diffusion selon l'équation (6.7). Pour une ligne de largeur l , d'épaisseur e et de taille de grain⁵ d , le coefficient d'autodiffusion D_{total} dans la ligne est alors donné par l'équation

⁴Cu⁺ pour le cuivre car la valence du cuivre est 1.

⁵on suppose ici une structure où le grain occupe la largeur de la ligne, ce qui est le cas dans nos structures.

$$elD_{total} = elD_m + l\left(\frac{e}{d} - 1\right)\delta_j D_j + (2l + e)\delta_b D_b + l\delta_e D_e + eln_d \delta_d^2 D_d \quad (6.15)$$

Les indices m, j, b, e, d correspondent respectivement au matériau massif, aux joints de grains du cuivre, à l'interface barrière de diffusion - cuivre, à l'interface encapsulation supérieure - cuivre et aux dislocations du cuivre. δ correspond à l'épaisseur du chemin considéré. n_d correspond à la densité surfacique de dislocation.

En réalité le coefficient effectif D_a mesuré dans nos expériences d'électromigration correspond à un coefficient moyenné sur la longueur d'une ligne. Dans le cas de lignes possédant la microstructure de nos lignes d'interconnexion, la contribution due à la présence de joints de grains sur le coefficient de diffusion effectif est nulle car il n'existe pas de chemin continu le long de la ligne [Hu *et al.*, 1999]. Il en est de même pour la contribution due aux dislocations. Finalement il vient :

$$D_a = D_m + \frac{2l + e}{el} \delta_b D_b + \frac{1}{e} \delta_e D_e \quad (6.16)$$

Dans le tableau 6.1 sont regroupées les valeurs d'énergie d'activation selon les chemins de diffusion décrits ci-dessus. On remarque immédiatement qu'il n'existe pas une unique énergie d'activation expérimentale pour un chemin donné. Les valeurs déterminées dépendent de sa concentration en défauts (impuretés, dislocations) et de la nature de son environnement (interface cuivre / diélectrique, interface cuivre / métal). En revanche les valeurs mesurées par expériences d'électromigration dans les structures d'interconnexions actuelles [Arnaud *et al.*, 2003] sont dans la majorité des cas compris entre 0,8 eV et 1,1 eV. Cela correspond à une diffusion aux interfaces cuivre / parois extérieures. Il a été montré que dans des interconnexions avec une barrière de Ta, l'interface la plus faible était l'interface cuivre / barrière de diffusion supérieure [Lloyd *et al.*, 2002].

Chemin de diffusion	Énergie d'activation (eV)
Cuivre massif	2,15
Joints de grains	1,2 ; 0,92 ; 0,85
interfaces	0,8 ; 1 ; 1,06

Tableau 6.1: Énergies d'activation données dans la littérature pour une diffusion dans le cuivre massif [Philibert, 1986], aux joints de grains [Burton et Greenwood, 1970, Gupta, 1995, Surholt et al., 1994], aux interfaces [Arnaud et al., 2003]

6.4.2 Confinement du cuivre

Équation de diffusion

Considérons la diffusion par mécanisme lacunaire sous l'effet du courant électrique dans une ligne d'interconnexion. On admet que la diffusion des atomes de concentration volumique C_a s'effectue grâce aux lacunes de concentration volumique C_v , ce qui permet de relier le coefficient de diffusion des lacunes au coefficient de diffusion du cuivre.

$$C_v D_v = C_a D_a \quad (6.17)$$

On considère que les lacunes sont en équilibre avec le cristal sous contrainte hydrostatique σ_h (compté positivement si le cristal est sous tension) soit, en notant Ω le volume atomique du cuivre et C_{v0} la concentration en lacunes sous contrainte nulle,

$$C_v = C_{v0} e^{\frac{\Omega \sigma_h}{kT}} \quad (6.18)$$

Un déplacement de matière sous l'effet d'un courant électrique entraînera une accumulation ou une déplétion de lacune qui modifiera la contrainte de la ligne. La connaissance de la répartition des lacunes dans la ligne permettra de connaître l'évolution de la contrainte dans la ligne. Pour cela, la loi de Fick donne le flux de lacunes :

$$J_v = -D_v \left(\frac{\partial C_v}{\partial x} - \frac{Z^* q E_x}{kT} C_v \right) \quad (6.19)$$

L'équation de continuité du flux des lacunes s'écrit

$$\frac{\partial C_v}{\partial t} + \frac{\partial J_v}{\partial x} + \gamma = 0 \quad (6.20)$$

γ représente un terme de création ou annihilation de lacunes aux joints de grains, aux dislocations ou en surface par montée des dislocations [Clement et Thompson, 1995]. Cela entraîne une modification de la concentration volumique de cuivre C_a :

$$\gamma = \frac{-\partial C_a}{\partial t} \quad (6.21)$$

Dans un matériau confiné dans un milieu rigide, la variation relative de concentration C_a est reliée à la contrainte hydrostatique par

$$\frac{dC_a}{C_a} = -\frac{d\sigma_h}{B} \quad (6.22)$$

où B est le module élastique approprié qui dépend des propriétés du cristal ainsi que de son environnement [Korhonen *et al.*, 1993]. Nous reviendrons sur le paramètre B dans la partie suivante.

A l'aide des équations 6.19, 6.18 et 6.17, l'équation 6.20 devient

$$\frac{\partial C_v}{\partial t} - \frac{DB\Omega}{kT} \left(\frac{\partial^2 C_v}{\partial x^2} - \frac{z^* q E_x}{kT} \frac{\partial C_v}{\partial x} \right) = 0 \quad (6.23)$$

On remarque que l'équation 6.23 a la même forme que l'équation que l'on obtiendrait si l'on supprimait le terme γ de l'équation 6.20 en remplaçant formellement $\frac{D_a B \Omega}{kT}$ par D_v . En d'autres termes, cela signifie qu'en présence de dislocations, de joints de grains et de surfaces extérieures, il ne peut y avoir sursaturation des lacunes. Les lacunes sont « consommées » par le terme γ qui entraîne une diminution de la diffusion des lacunes et modifie la contrainte de la ligne. Cela a pour conséquence de « dilater » l'échelle du temps et donc de retarder l'établissement d'une contrainte dans la ligne. Dans ce modèle de Korhonen, l'équation 6.17 fournit la dépendance en contrainte du coefficient de diffusion D_a .

$$D_a = D_{a0} e^{\left(\frac{\Omega}{kT} + \frac{1}{B}\right) \sigma_h} \quad (6.24)$$

Simulation du module effectif B

Dans le cas d'une accumulation ou d'une déplétion d'un volume dC_a de matière, on observerait, en situation libre, une variation relative de volume $d\epsilon^T$ de la ligne où,

$$d\epsilon^T = d\epsilon_x^T + d\epsilon_y^T + d\epsilon_z^T = \frac{dC_a}{C_a} \quad (6.25)$$

avec respectivement $d\epsilon_x^T$, $d\epsilon_y^T$ et $d\epsilon_z^T$ le déplacement relatif selon l'axe $(0, \vec{e}_x)$, $(0, \vec{e}_y)$ et $(0, \vec{e}_z)$. Sous l'effet du confinement dû à l'environnement, cette variation relative de volume va engendrer une contrainte hydrostatique $d\sigma_h$ dans la ligne. On montre alors que ce déplacement libre est proportionnel à la contrainte créée $d\sigma_h$ [Korhonen *et al.*, 1993] :

$$d\epsilon^T = \frac{dC_a}{C_a} = -\frac{d\sigma_h}{B} \quad (6.26)$$

Le coefficient B, homogène à un module effectif, traduit la manière dont réagit l'environnement du cuivre à une accumulation ou une déplétion de matière. Dans un scénario où la diffusion de cuivre se réalise à l'interface supérieure [Hau-riège et Thompson, 2000] supposée normale à $(0, \vec{e}_z)$, on obtient

$$d\epsilon^T = +d\epsilon_z^T \quad (6.27)$$

L'estimation de B nécessite l'utilisation des éléments finis. Le logiciel CASTEM a été utilisé dans ce but [Barbé, 2005]. La géométrie utilisée est donnée sur la figure 6.3 et la description des caractéristiques des matériaux utilisés dans le tableau 6.2. Les résultats seront présentés dans le chapitre 8.

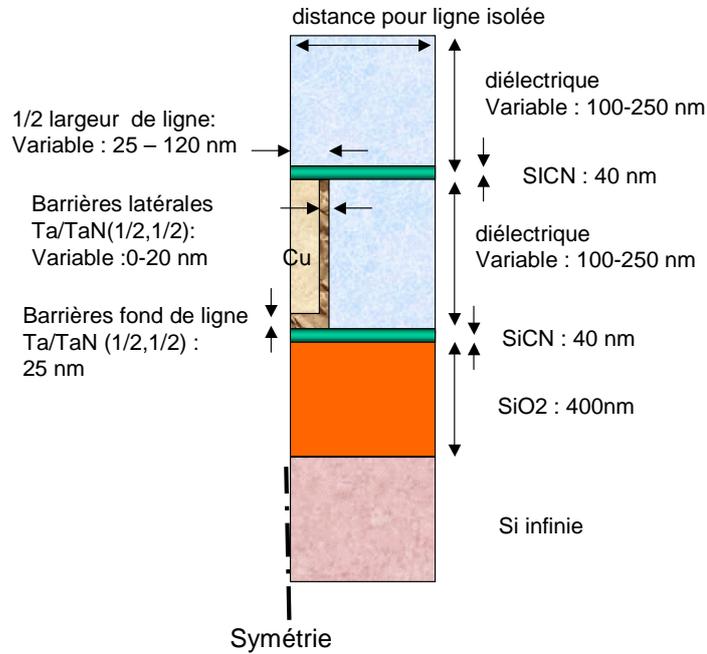


Figure 6.3: Géométrie du modèle utilisée pour la détermination du paramètre B par éléments finis

Matériaux	Module de Young (Gpa)	Coefficient de Poisson
Cu	120	0,33
Ta	100	0,35
TaN	117	0,25
SiCN	82	0,19
SiO2	70	0,17
Diélectrique	Variable 1- 20	0,17

Tableau 6.2: caractéristiques des matériaux [Grégoire et al., 2004] utilisées dans la simulation du module effectif

Solutions analytiques approchées

Il n'existe pas de solutions analytiques connues pour l'équation 6.23. En revanche, en considérant D_a constant, on obtient différentes solutions analytiques. La véritable solution est relativement bien approximée par ces solutions car on remarque qu'en régime permanent, la solution ne dépend pas de D_a et que dans les temps faibles, pour une contrainte proche de 0, l'équation 6.24 donne $D_a \sim D_{a0}$. En d'autres termes, la solution analytique s'éloigne légèrement de la solution réelle dans l'étape de transition [Clement et Thompson, 1995]. Deux solutions analytiques vont nous intéresser plus particulièrement :

- Dans le cas où l'interconnexion possède un flux bloqué aux deux extrémités d'un segment de longueur L^* ($J_v(0, t) = 0$, $J_v(-L^*, t) = 0$), la solution analytique est alors [Clement, 2001]

$$\sigma_h(x, t) = \frac{Z^* q \rho J_e L^*}{\Omega} \left[\frac{1}{2} + \frac{x}{L^*} - 4 \sum_{n=0}^{\infty} m_n^{-2} e^{-m_n^2 \frac{B\Omega}{kT} \frac{D_{a0} t}{(L^*)^2}} \cos \left(m_n \frac{x}{L^*} \right) \right] \quad (6.28)$$

où

$$m_n = (2n + 1)\pi \quad (6.29)$$

Plusieurs situations correspondent à cette solution. Dans le cas de structure double niveaux (voir partie 6.6), la présence d'une barrière en fond de via bloque le flux de cuivre. Dans le cas d'une structure simple niveau, la présence d'un grain bloquant le flux peut aussi provoquer ce scénario.

- La présence d'une cavité dans la ligne⁶ entraîne une contrainte nulle au voisinage de la cavité. Dans ce cas, la solution analytique obtenue pour une ligne de longueur L^* possédant une contrainte nulle en $-L^*$ et un flux bloqué en 0 est

$$\sigma_h(x, t) = \frac{Z^* q \rho J_e L^*}{\Omega} \left[1 + \frac{x}{L^*} - 2 \sum_{n=0}^{\infty} k_n^{-2} e^{-k_n^2 \frac{B\Omega}{kT} \frac{D_{a0} t}{(L^*)^2}} \cos \left(k_n \frac{x}{L^*} \right) \right] \quad (6.30)$$

où

$$k_n = \frac{(2n + 1)}{2} \pi \quad (6.31)$$

La taille ΔL^* de la cavité est obtenue à l'aide d'un bilan de cuivre dans la ligne :

$$C_0 \Delta L^* = \int_{-L^* + \Delta L^*}^0 [C_a(x, t) - C_a(x, 0)] dx \quad (6.32)$$

⁶Dans ce cas, le courant est shunté par la barrière de diffusion métallique

A l'aide de l'équation 6.22 et en supposant que la cavité est petite devant la longueur de la ligne, l'équation 6.32 devient

$$\Delta L^* = \int_{-L^*}^0 \left[e^{-\frac{\sigma_h}{B}} - 1 \right] dx \quad (6.33)$$

La contrainte maximale σ_{max} qui peut être atteinte dans la ligne est $\frac{q^* \rho J_e L^*}{\Omega}$ soit $\sigma_{hmax}/B \ll 1$. On peut développer ainsi le terme dans l'exponentielle et l'équation 6.33 devient

$$\Delta L^* = \int_{-L^*}^0 \frac{\sigma_h}{B} dx \quad (6.34)$$

A l'aide de l'équation 6.30, la taille de la cavité s'écrit alors [Clement, 2001] :

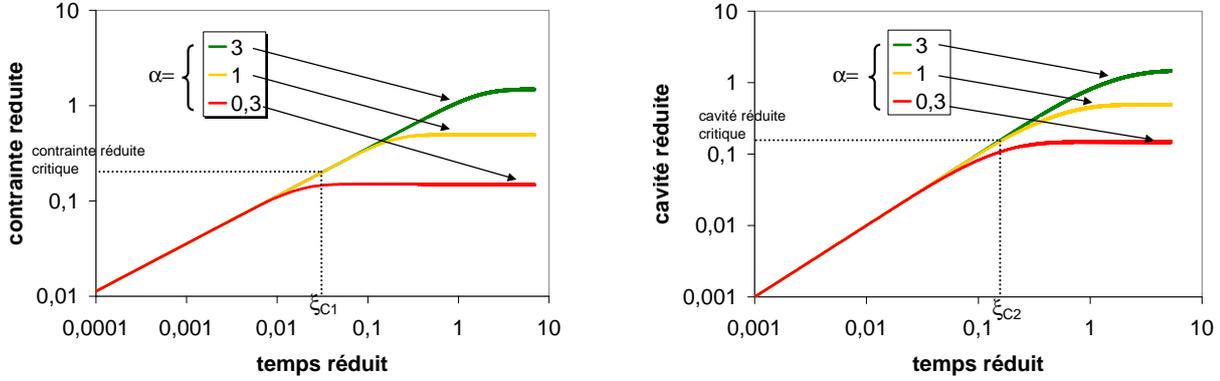
$$\Delta L^* = L^* \frac{Z^* q \rho J_e L^*}{2B\Omega} \left(1 - 4 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n k_n^- 3e^{-k_n^2 \frac{B\Omega}{kT} \frac{D_{a0} t}{(L^*)^2}} \right) \quad (6.35)$$

6.5 Équation de Black

À la fin des années 60, [Black, 1969] propose un modèle reliant la durée de vie médiane à la rupture (*MTTF* - Mean Time To Failure) d'une population d'échantillons soumise à des tests de durée de vie aux conditions de test (température T et densité de courant J_e). L'équation de Black généralisée est la suivante :

$$MTTF = A_b \left(\frac{J_e}{J_e^*} \right)^{n_b} e^{E_a/kT} \quad (6.36)$$

Elle fait intervenir trois paramètres A_b , n_b et E_a . J_e^* est là pour normaliser en dimension le courant J_e . L'équation de Black a été initialement formulée avec $n=2$. Il n'existe pas aujourd'hui de démonstration rigoureuse de l'équation de Black généralisée en supposant qu'elle soit exacte. Mais elle constitue encore aujourd'hui le modèle de référence en électromigration et est utilisée par toutes les équipes travaillant dans le domaine de l'électromigration des interconnexions. L'approche de [Clement, 1997] permet de mieux comprendre d'où provient l'équation généralisée de Black. Sur la figure 6.4a et sur la figure 6.4b sont tracées respectivement la contrainte réduite $\frac{\Omega \sigma_h}{kT}$ et la longueur de cavité réduite $\frac{B\Omega}{kT} \frac{\Delta L^*}{L^*}$ en fonction de respectivement le temps réduit $\xi = t \frac{B\Omega (Z^* q)^2 \rho^2}{(kT)^3} D_{a0} J_e^2$ et $\xi = t \frac{B\Omega Z^* q \rho L^*}{(kT)^2} D_{a0} J_e$ pour différentes valeurs de $\alpha = \frac{q Z^* \rho J_e L^*}{kT}$. Si la durée de vie de l'interconnexion correspond à l'établissement d'une contrainte critique dans la ligne, on s'aperçoit que seul le niveau du régime stationnaire dépend de la densité de courant imposée (à travers le paramètre α); avant ce régime stationnaire, l'évolution de la contrainte



(a) Évolution de la contrainte $\frac{\Omega\sigma_h}{kT}$ en fonction du temps réduit $\xi = t \frac{B\Omega(Z^*q)^2\rho^2}{(kT)^3} DJ_e^2$

(b) Évolution de la taille de cavité réduite $\frac{B\Omega}{kT} \frac{\Delta L^*}{L^*}$ en fonction de du temps réduit $\xi = t \frac{B\Omega Z^* q \rho L}{(kT)^2} DJ_e$

Figure 6.4: approche graphique de l'équation de Black; exemples d'une contrainte critique ou d'une taille critique de cavité

est indépendante de α , ce qui fait que la contrainte critique correspond à un unique temps ξ_{c1} quelle que soit la densité de courant. Dans le cas où la rupture est donnée par une taille de cavité critique, le même raisonnement est possible avec un temps réduit critique ξ_{c2} .

Dans tout les cas, la forme de la durée de vie TTF (Time To Failure) devient en explicitant le coefficient de diffusion en fonction de son énergie d'activation E_a

$$TTF = A_b(T) \frac{1}{J_e^{n_b}} e^{\frac{E_a}{kT}} \quad (6.37)$$

avec $n_b = 1$ ou 2 dans le cas respectivement d'une rupture par contrainte critique ou par taille de cavité critique. On retrouve ainsi la forme de l'équation généralisée de Black. En revanche dans ce modèle, A_b dépend de la température. Mais comme l'a remarqué [Shatzkes et Lloyd, 1986], il est difficile de différencier expérimentalement l'équation de Black d'une des équations avec une dépendance de A_b avec la température en raison des marges d'erreurs et intervalles de confiance obtenus avec les expériences d'électromigration actuelles. Dans la suite de l'étude, on considérait comme valide l'équation 6.36.

La figure 6.4 montre qu'un régime stationnaire sans défaillance critique peut être atteint sous certaines conditions. Il s'agit de l'effet de Blech [Blech, 1976] mis en évidence pour la première fois en 1976. Dans ce régime, la force d'électromigration est compensée par la force créée par le gradient de contrainte. Il s'ensuit une durée de vie quasi infinie pour la ligne considérée. Pour obtenir de telles conditions, il est nécessaire soit de diminuer la densité de courant, soit de diminuer la longueur des interconnexions.

6.6 Structures de test à deux niveaux

Dans ce travail de thèse, les structures étudiées étaient des structures simple niveau. Le cuivre dans une structure double niveaux n'est pas continu. Les procédés de réalisation des interconnexions double niveaux entraînent la présence d'une barrière de diffusion en fond de via (figure 6.5). Celle-ci provoque un site possible de divergence du flux d'atome de cuivre lors d'un passage d'un courant électrique. La géométrie de l'interconnexion n'est plus symétrique par rapport au passage du courant. Un courant circulant du niveau 1 au niveau 2 (figure 6.5a) ne produira pas les mêmes cavités qu'un courant circulant du niveau 2 au niveau 1 (figure 6.5b). Dans le premier cas la cavité apparaîtra sous le via et dans le deuxième cas à l'interface supérieure du deuxième niveau. Cette différence est due au fait que c'est l'interface supérieure cuivre / encapsulation SiCN qui est l'interface critique.

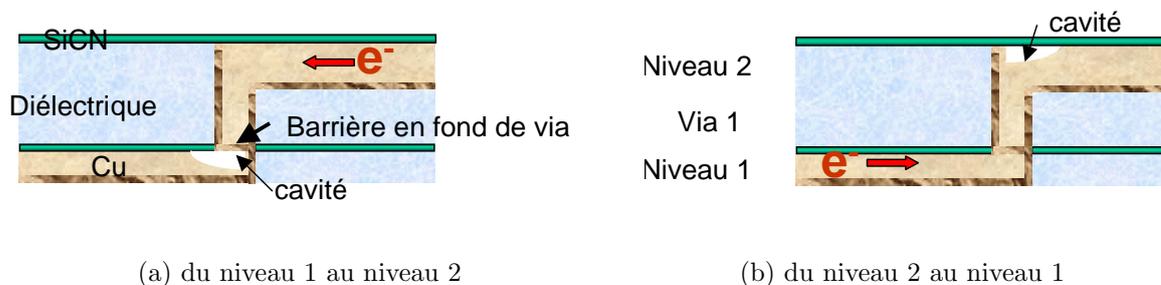


Figure 6.5: Phénomène d'électromigration dans les structures double niveaux. Passage du courant

La nature et l'épaisseur de la barrière en fond de via joue donc un rôle non négligeable dans la fiabilité des interconnexions [Liniger *et al.*, 2003]. Dans le but d'étudier ces structures double niveaux non disponibles sur le masque H10L10, nous avons défini différentes variantes de barrières et de recuit à partir du masque C65L3 de ST Microelectronics (Annexe A). Malheureusement nous n'avons pas eu les échantillons suffisamment tôt pour pouvoir caractériser ces dispositifs.

6.7 Synthèse de la modélisation

Des éléments théoriques de la diffusion de matière par un mécanisme lacunaire sous l'effet d'un champ électrique \vec{E} ont été présentés. Ils permettent d'introduire la loi de Fick et les notions importantes de coefficient d'autodiffusion D , d'énergie d'activation E_a et de charge effective de l'ion cuivre Z^* . Ces éléments sont appliqués ensuite aux interconnexions réelles. Le coefficient de diffusion doit prendre en compte la présence de « chemins de diffusion » favorables qui dans nos structures testées correspondent aux interfaces. Le confinement du cuivre dans des matériaux ayant des propriétés mécaniques différentes est décrit à l'aide du modèle de

Chapitre 6. Modélisation de l'électromigration dans les interconnexions

[Korhonen *et al.*, 1993] et par l'intermédiaire d'un module effectif B que nous avons estimé par éléments finis. Ce modèle permet de comprendre l'origine de l'équation de Black (paramètre E_a, n_b, A_b) largement utilisée dans le domaine de la fiabilité des interconnexions.

Chapitre 7

Méthode expérimentale

Sommaire

7.1 Structures de test	77
7.2 Traitements statistiques	77
7.2.1 Détermination de la durée de vie médiane et de l'écart type	77
7.2.2 Détermination des paramètres de Black	78
7.2.3 Extrapolation aux conditions de fonctionnement	79
7.3 Synthèse	80

Dans ce chapitre, nous présentons les traitements statistiques qui permettent de quantifier les performances en électromigration des interconnexions.

7.1 Structures de test

Les structures de test utilisées sont les structures de test décrites dans la section 3.1. Le banc expérimental utilisé est le banc d'électromigration décrit dans la section 3.2.2.

7.2 Traitements statistiques

7.2.1 Détermination de la durée de vie médiane et de l'écart type

Pour une condition expérimentale donnée (température et densité de courant données) un ensemble de test sur une population de structures identiques est réalisé. Le nombre de structures dans une population donnée doit être le plus grand possible pour affiner la statistique¹. Il est admis que la distribution des durées de vie au cours du temps t suit une loi log-normale dont la

¹Si l'on considère une plaque de 45 puces et si l'on recherche trois conditions expérimentales, cela donne 15 structures par population

densité de probabilité $f_{prob}(t)$ est donnée classiquement en fonction de la durée de vie médiane (MTTF) et de l'écart type σ :

$$f_{prob}(t) = \frac{1}{t\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(t)-\ln(MTTF)}{\sigma}\right)^2} \quad (7.1)$$

L'extraction des paramètres statistiques est réalisée à l'aide de la méthode développée dans la thèse de [Berger, 2001] : L'extraction des $MTTF$ et de l'écart type pour une condition expérimentale donnée s'effectue en traçant le taux cumulé de défaillance en fonction des temps de rupture dans un diagramme gaucco-logarithmique. La droite de régression obtenue a comme coefficient directeur $1/\sigma$ et l'intersection avec l'abscisse fournit le temps médian à la rupture ($MTTF$)(figure 7.1). Un Intervalle de Confiance à 95% (IC95%) est alors déterminé.

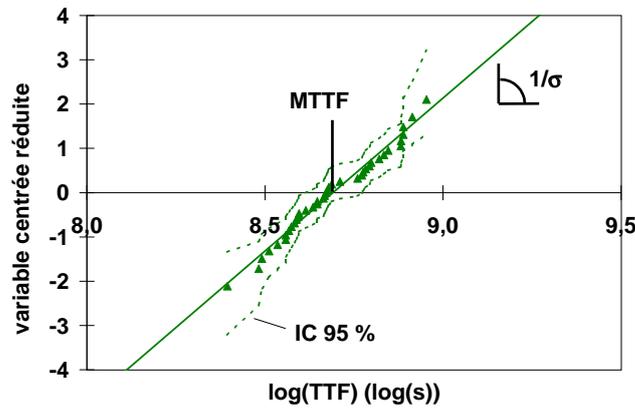


Figure 7.1: Extraction des paramètres ($MTTF$, σ) à l'aide du tracé des durées de vie (TTF) dans une échelle normale centrée réduite en ordonnée et une échelle logarithmique en abscisse

7.2.2 Détermination des paramètres de Black

Pour obtenir les paramètres de Black, il est nécessaire d'avoir au minimum deux conditions expérimentales différentes sur la température et deux conditions expérimentales sur la densité de courant, soit au minimum trois conditions expérimentales différentes. Pour chaque échantillon i de durée de vie TTF_i testé à une densité de courant J_i et une température T_i , l'équation de Black est linéarisée à l'aide du logarithme népérien, $t^* = 1$ s et $J^* = 1 \text{ mA} \cdot \mu\text{m}^{-2}$ étant utilisés pour normaliser les unités :

$$\ln\left(\frac{TTF_i}{t^*}\right) = \ln\left(\frac{A_b}{t^*}\right) - n_b \ln\left(\frac{J_i}{J^*}\right) + \frac{E_a}{kT_i} + \epsilon(0, \sigma) \quad (7.2)$$

On considère que le terme aléatoire $\epsilon(0, \sigma)$ suit une loi log-normale centrée et d'écart type σ . Si N échantillons sont testés au cours de la campagne de test, on obtient un système de N équations qui peut s'écrire sous forme matricielle :

$$Y = X\Phi + E \quad (7.3)$$

avec

$$Y = \begin{pmatrix} \ln\left(\frac{TTF_1}{t^*}\right) \\ \dots \\ \ln\left(\frac{TTF_k}{t^*}\right) \\ \dots \\ \ln\left(\frac{TTF_N}{t^*}\right) \end{pmatrix} \quad (7.4) \quad X = \begin{pmatrix} 1 & -\ln\left(\frac{J_1}{J^*}\right) & \frac{1}{kT_1} \\ \dots & \dots & \dots \\ 1 & -\ln\left(\frac{J_k}{J^*}\right) & \frac{1}{kT_k} \\ \dots & \dots & \dots \\ 1 & -\ln\left(\frac{J_N}{J^*}\right) & \frac{1}{kT_N} \end{pmatrix} \quad (7.5)$$

$$\Phi = \begin{pmatrix} \ln A_b \\ n_b \\ Ea \end{pmatrix} \quad (7.6) \quad E = \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \dots \\ \epsilon_n \end{pmatrix} \quad (7.7)$$

On démontre alors qu'un estimateur de Φ est

$$\hat{\Phi} = ({}^tXX)^{-1} {}^tXY \quad (7.8)$$

et qu'un estimateur de σ est

$$\hat{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{N-3} {}^tEE} = \sqrt{\frac{1}{N-3} {}^t(Y - X\Phi)(Y - X\Phi)} \quad (7.9)$$

La connaissance de ces estimateurs permettra de remonter à l'ensemble des paramètres de Black. Par exemple, le coefficient n_b correspond à la deuxième composante de l'estimateur $\hat{\Phi}$.

7.2.3 Extrapolation aux conditions de fonctionnement

Il est ensuite possible d'extraire une durée de vie à une condition de fonctionnement donnée T_0 et J_0 et à un taux de défaillance u choisi. Pour cela, on recalcule pour chaque échantillon la durée de vie TTF_i aux conditions choisies à l'aide des paramètres de Black obtenus par la régression linéaire précédemment décrite :

$$TTF_i^0 = TTF_i \frac{J_i^n}{J_0^n} e^{\frac{E_a}{kT} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_i} \right)} \quad (7.10)$$

On procède alors de la même façon que dans la partie 7.2.1 pour calculer les paramètres de la distribution lognormale et l'on obtient la durée de vie médiane $MTTF_0$ et la dispersion σ_0 . On peut ensuite extrapoler au taux de défaillance u choisi :

$$TTF_0^u = 10^{\log(MTTF_0) + u\sigma_0} \quad (7.11)$$

7.3 Synthèse

Les traitements statistiques présentés dans ce chapitre permettent d'extraire pour une population de test donnée, en supposant que les temps de rupture suivent une loi log-normale, la durée de vie médiane ($MTTF$) et l'écart type σ . Un traitement multilinéaire permet ensuite d'extraire les paramètres de Black (E_a, n_b, A_b). A partir de là, il est possible d'extrapoler aux conditions de fonctionnement des circuits intégrés les durées de vie des interconnexions pour une intégration donnée.

Chapitre 8

Influence du diélectrique interligne

Sommaire

8.1	Problématique	81
8.2	Résultats électriques d'électromigration	82
8.3	Interprétation des résultats	84
8.4	Extrapolation aux conditions de fonctionnement	86
8.5	Synthèse	86

Dans ce chapitre, nous présentons l'étude réalisée dans le but de déterminer l'impact sur l'électromigration de l'utilisation d'un matériau poreux dont une des propriétés est d'avoir un faible module de Young.

8.1 Problématique

Dans le but de diminuer les temps de propagation des signaux, il est nécessaire de diminuer le coefficient de permittivité de l'isolant inter-ligne pour augmenter les performances électriques des circuits intégrés. Pour la génération actuelle (noeud 90nm), le matériau utilisé est un SiOCH dense. Le SiOCH est déposé par PECVD à l'aide du précurseur triméthylesilane($\text{HSi}(\text{CH}_3)_3$) (3MS) à 400°C. Ce matériau de référence possède la même structure tétraédrique que la silice (SiO_2)(figure 8.1a) autrefois utilisée comme diélectrique interligne. Cette structure est constituée d'un atome de silicium relié à quatre atomes d'oxygène et chaque atome d'oxygène est relié à deux atomes de silicium. Dans le cas du SiOCH dense, un atome d'oxygène est remplacé par un groupe CH_3 (figure 8.1b).

La liaison Si-CH_3 étant moins polarisable que la liaison Si-O , on observe une diminution du coefficient de permittivité ϵ_r ¹ du matériau SiOCH par rapport au SiO_2 . On observe aussi une augmentation du volume libre dans la matrice de SiOCH du fait de la présence volumineuse

¹En microélectronique, le terme k est employé pour ϵ_r , d'où la dénomination « low k »



(a) dans le cas du SiO_2 .

(b) dans le cas du SiOCH .

Figure 8.1: structure élémentaire du diélectrique

du groupe méthyle, ce qui a de nouveau pour conséquence de diminuer la constante ϵ_r . L'étape suivante est l'utilisation d'un matériau poreux pour encore diminuer la densité du matériau². Le matériau poreux qualifié dans cette étude a été réalisé sur la base d'un SiOCH . Un dépôt de SiOCH est réalisé par PECVD à température ambiante à l'aide du précurseur 3MS. Un traitement plasma H_2 à haute température est ensuite réalisé pour briser les liaisons Si-CH_3 et les remplacer par des liaisons Si-H moins volumineuses, ce qui entraîne la création de la porosité [Chapelon *et al.*, 2004]. Les différentes caractéristiques physiques des matériaux comparées lors de nos expériences sont données dans le tableau 8.1. Dans nos structures de test, l'épaisseur visée du diélectrique poreux était de 300 nm et l'épaisseur du diélectrique dense était de 220 nm. Les structures étaient composées d'un seul niveau de métallisation.

Matériaux	ϵ_r	Module de Young (GPa)	Dureté (GPa)	Porosité	Taille des pores (nm)	Composition
SiOCH dense	3	11.9	1.6	dense	dense	24% Si, 15% C, 36% O, 25% H
SiOCH poreux	2.4	3.2	0.95	41%	1.9	14.9% Si, 11.3% C, 23.9% O, 49.8% H

Tableau 8.1: Composition et caractéristiques physiques des diélectriques [Arnal *et al.*, 2004].

8.2 Résultats électriques d'électromigration

Les résultats des tests paramétriques confirment une diminution du produit RC grâce à l'introduction du matériau poreux à faible permittivité (figure 8.2). La réduction maximale théorique attendue était de 25 %.

²On parle alors d'« Ultra Low k - ULK » voir d' « Extreme Low k - ELK »

8.2. Résultats électriques d'électromigration

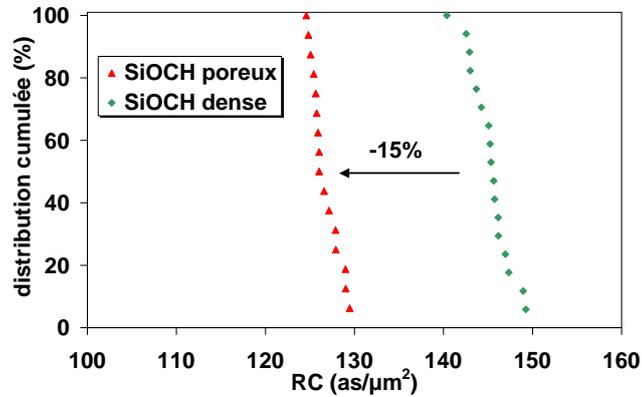


Figure 8.2: évolution du produit RC avec la diminution du coefficient de permittivité du diélectrique (structure peigne-serpentin 70 nm)

La largeur nominale des lignes testées en électromigration était de 120 nm. La densité de courant était de 5 MA.cm^{-2} . Les températures de test étaient 250°C et 300°C . L'évolution des résistances en fonction du temps pour les deux diélectriques est donnée sur la figure 8.3 pour la température 300°C et la densité de courant 5 MA.cm^{-2} . Pour les deux matériaux, l'allure des résistances est identique avec une partie plate où une cavité va se créer et grossir jusqu'à occuper toute la largeur de l'interconnexion. Le courant est alors court-circuité par la barrière de Ta et on observe alors une augmentation de résistance jusqu'à dépassement de la valeur d'arrêt du test (50 % d'augmentation). Dans le cas du matériau dense, on observe quelques fois des guérisons de résistances non expliquées : la résistance croît puis chute brutalement pour rompre plus tard définitivement.

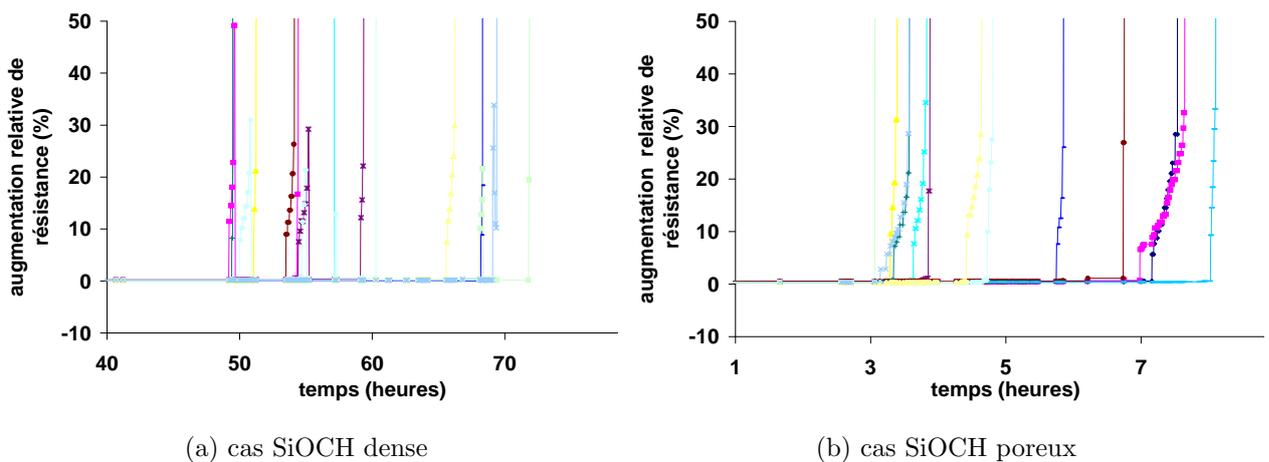


Figure 8.3: évolution des résistances au cours du test d'électromigration ($T = 300^\circ\text{C}$, $J_e = 5 \text{ MA.cm}^{-2}$)

L'exploitation statistique des résultats électriques est donnée dans la figure 8.4. Les deux énergies d'activation sont relativement similaires avec une énergie d'activation pour le SiOCH dense (0,79 eV) légèrement inférieure par rapport au SiOCH poreux. L'énergie d'activation étant représentative du chemin favorable de diffusion dans le cuivre, les deux variantes possèdent des lieux de diffusion identiques. Ce résultat était attendu car l'interface supérieure cuivre / diélectrique d'encapsulation est identique dans les deux cas. En revanche, on observe une diminution de la durée de vie de plus d'une décade dans le cas d'un matériau poreux. Cela signifie que le terme pré-exponentiel dans l'équation de Black est inférieur dans le cas du matériau poreux. Si l'on considère les résultats de la littérature, Paul Ho [Ho *et al.*, 2004] a expérimenté différents diélectriques de modules de Young variables. Il obtient aussi des énergies d'activation très proches (entre 0.81 eV et 0.97 eV). Il conclut à une diffusion à l'interface supérieure. De façon identique à nos résultats, il obtient une énergie d'activation qui augmente légèrement lorsque le module de Young du diélectrique diminue et une augmentation des durées de vies à conditions de test identiques lorsque le module de Young du matériau augmente.

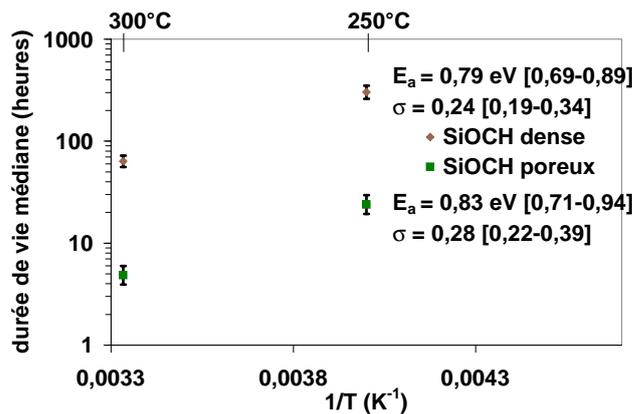


Figure 8.4: Influence du diélectrique sur le comportement en électromigration : énergie d'activation et dispersion. Les valeurs entre crochets sont les intervalles de confiance à 95%.

8.3 Interprétation des résultats

Nous allons analyser qualitativement l'influence du diélectrique à partir de la modélisation décrite dans le chapitre précédent. La principale différence entre les deux diélectriques est un module de Young plus important dans le cas du diélectrique dense par rapport au cas du diélectrique poreux. Cela se traduit par un module effectif B de la ligne plus faible dans le cas du matériau poreux. Sur la figure 8.5 sont tracés les résultats de la simulation du module effectif en fonction du module de Young du diélectrique. On observe bien une décroissance du module effectif B pour un diélectrique de module de Young plus faible. Cette décroissance est d'autant

plus faible que la barrière³ est épaisse. Il faut noter que l'empilement des matériaux utilisés pour la simulation diffère légèrement des empilements réels des échantillons testés. En effet, il s'agit d'échantillons simple niveau, donc le diélectrique supérieur n'est pas une couche de diélectrique poreux mais un bi-couche SiO₂/SiN. Il s'ensuit une dépendance du module effectif moins importante vis à vis du diélectrique interligne dans nos échantillons testés électriquement par rapport à la simulation effectuée. La différence de module effectif entre un diélectrique poreux et un diélectrique dense est estimée par simulation à 4 GPa pour une ligne de 120 nm et une largeur de barrière de diffusion de 9 nm.

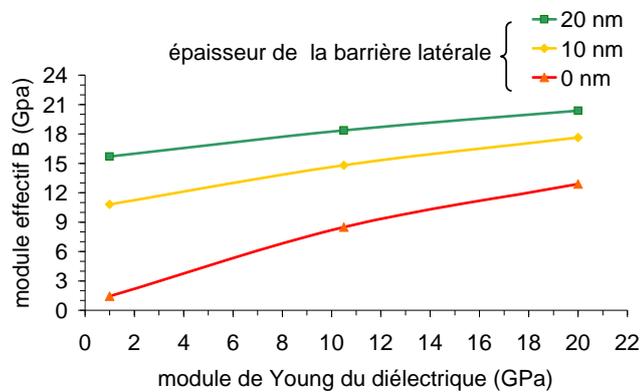


Figure 8.5: Influence du module de Young du diélectrique sur le module effectif B

Les impacts de la réduction du module effectif sur les différentes étapes qui conduisent à une rupture de la ligne peuvent être analysées à l'aide du modèle de Korhonen :

- L'étape de création de contrainte est plus rapide dans le cas du matériau dense (figure 8.6). Cela est dû au fait que pour un déplacement de matière donné, la contrainte générée dans le cuivre est d'autant plus importante que le module effectif est important. Durant cette étape, la présence d'un matériau poreux favorisera les performances en électromigration.
- La barrière de diffusion étant déposée directement sur le diélectrique, la présence de pore pourrait favoriser la germination d'une cavité. On pourrait s'attendre à une diminution de la contrainte critique de nucléation d'une cavité et donc à une diminution de la fiabilité en présence d'un matériau poreux.
- Durant l'étape de croissance de cavité, la vitesse de croissance du défaut sera d'autant plus grande que le matériau est poreux (figure 8.7). Cela est dû au fait que près du régime de saturation, il faudra plus de déplacement de matière pour créer un gradient de contrainte qui s'oppose au flux créé par le courant. Cela provoque donc une taille de cavité plus importante dans le cas du matériau poreux. Durant cette étape, la présence d'un matériau poreux défavorisera les performances en électromigration.

³dont le module de Young est beaucoup plus élevé que celui du diélectrique

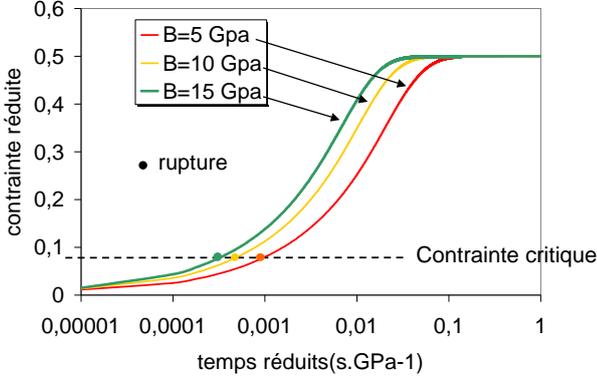


Figure 8.6: Analyse de l'influence du paramètre B sur l'établissement d'une contrainte $\sigma_h \frac{\Omega}{z^* q \rho J_e L^*}$ au court du temps $t \frac{\Omega D_a}{kT(L^*)^2}$ dans la ligne d'interconnexion (équation 6.28)

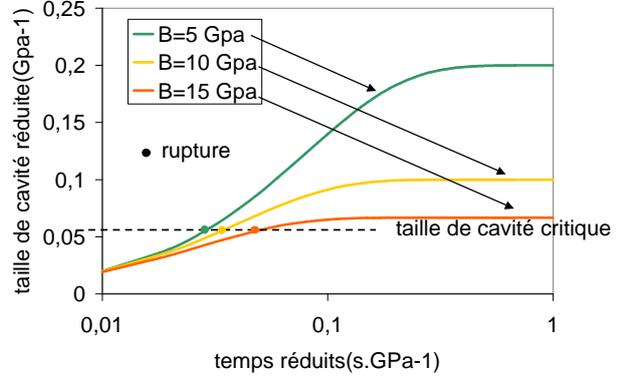


Figure 8.7: Analyse de l'influence du paramètre B sur la croissance d'une cavité $\Delta L^* \frac{2\Omega}{z^* q \rho J_e (L^*)^2}$ au court du temps $t \frac{\Omega D_a}{kT(L^*)^2}$ dans la ligne d'interconnexion (équation 6.35)

Nos résultats expérimentaux montrent une décroissance de la durée de vie ce qui tendrait à montrer que c'est l'étape de croissance de cavité qui est prépondérante. La contrainte critique de nucléation doit donc être très faible ce qui est confirmé dans la littérature, [Hau-Riege *et al.*, 2004] obtenant une valeur proche de 60 MPa.

8.4 Extrapolation aux conditions de fonctionnement

Si l'on considère l'extrapolation aux conditions de fonctionnement ($J_e = 1,5 \text{ MA.cm}^{-2}$ (noeud 65 nm), $T = 105 \text{ }^\circ\text{C}$ et 0,1% de ruptures), la variante SiOCH dépasse les seuils de 10 ans avec une durée de vie extrapolée de 46,8 années. Concernant la variante avec un diélectrique poreux, on obtient une valeur de 5,53 années et donc une valeur en dessous des spécifications requises (figure 8.8).

8.5 Synthèse

Un diélectrique SiOCH dense et un diélectrique SiOCH poreux ont été analysés. D'un point de vue électrique, la principale différence entre ces deux matériaux est le coefficient de permittivité ϵ_r valant respectivement 3 et 2,4. D'un point de vue mécanique, une des différences est la réduction du module de Young avec la présence de pores : respectivement 11,9 et 3,2 GPa. La simulation par éléments finis indique alors une réduction du module effectif B . En considérant que l'étape de croissance de cavité est l'étape limitant le phénomène d'électromigration, le modèle de [Korhonen *et al.*, 1993] prévoit une réduction de la durée de vie avec la présence d'un

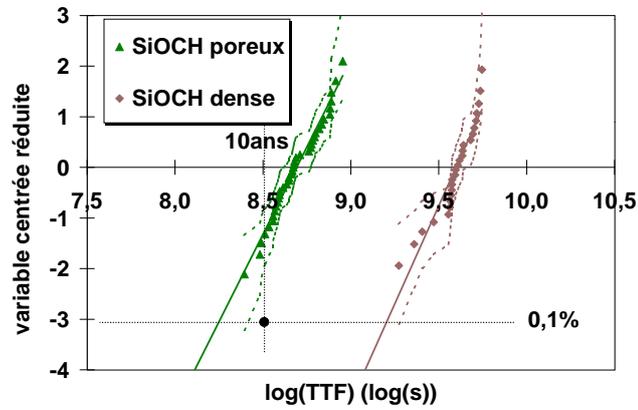


Figure 8.8: extrapolation aux conditions de fonctionnement ($J_e = 1,5 \text{ MA.cm}^{-2}$, $T=105 \text{ }^\circ\text{C}$ et 0,1% de ruptures) pour les deux diélectriques étudiés

matériau poreux. L'étude expérimentale confirme ce résultat avec une réduction d'une décade des durées de vie. L'extrapolation des durées de vie aux conditions de fonctionnement pour le noeud 65 nm, dans le cas du matériau poreux, est alors en dessous des spécifications exigées.

Chapitre 9

Influence de la barrière de diffusion

Sommaire

9.1	Présentation	89
9.2	Résultats et discussions	91
9.2.1	La barrière PVD TaN/Ta	91
9.2.2	La barrière CVD TiN	93
9.2.3	La barrière ALD	95
9.2.4	Autres caractérisations	96
9.3	Synthèse	100

Dans ce chapitre, nous présentons l'influence de la barrière de diffusion latérale à travers des expériences d'électromigration classiques ainsi que de nouvelles caractérisations réalisées (EBSD et MEB in situ).

9.1 Présentation

Les barrières de diffusion du cuivre sont nécessaires pour empêcher la diffusion du cuivre dans les composants actifs des circuits intégrés. En revanche pour diminuer la résistivité effective de la ligne d'interconnexion, il est essentiel que cette barrière soit la plus fine possible. Actuellement, le procédé technologique industriel utilisé pour déposer la barrière est un procédé PVD SIP. Celui-ci est anisotrope et ne permet donc pas un dépôt conforme. Ainsi l'épaisseur de la barrière sur les flancs des lignes est inférieure à l'épaisseur de la barrière en fond de ligne. Pour résoudre ce problème, de nouveaux procédés de dépôt sont en cours de développement et en particulier le dépôt par ALD (Atomic Layer Deposition). Le procédé ALD consiste en 4 phases qui se reproduisent cycliquement : un pulse du premier précurseur est réalisé. Celui-ci réagit avec des liaisons actives du substrat comme des liaisons -OH ou -NH₂. Quand toutes les liaisons sont saturées, la réaction s'arrête automatiquement. On procède alors à une purge de la chambre de dépôt avec un gaz inerte. Le second précurseur est alors introduit et réagit avec

Chapitre 9. Influence de la barrière de diffusion

la surface du substrat jusqu'à saturation des sites possibles. Puis la chambre est de nouveau purgée. Au bout du cycle, une couche atomique est théoriquement déposée sur la plaque. De par son procédé de réalisation, ce dépôt permet donc un dépôt conforme et d'épaisseur contrôlée.

Nous avons ainsi testé cinq barrières différentes pour déterminer l'influence de la nature et de l'épaisseur de ces barrières sur l'électromigration. Le diélectrique utilisé au cours de cette étude est le diélectrique poreux décrit dans le chapitre précédent. Les différentes barrières testées sont :

- une barrière standard PVD SIP TaN/Ta. L'épaisseur nominale standard visée était 10 nm de TaN et 15 nm de Ta. L'épaisseur réelle obtenue, mesurée à l'aide d'une image TEM, était de 9 nm sur les flancs et de 20 nm en fond de ligne pour l'ensemble des deux couches superposées.
- une barrière standard identique à la barrière décrite précédemment mais avec un traitement plasma H₂ du diélectrique avant dépôt de la barrière. Contrairement au plasma de forte intensité utilisé pour créer la porosité du diélectrique, ce plasma a été réalisé à faible puissance. L'objectif de ce plasma était de passiver les liaisons pendantes du diélectrique en vue d'optimiser le dépôt de la barrière.
- une barrière standard MOCVD TiN. Il s'agit de la barrière développée par le CEA-LETI. Le précurseur utilisé est un précurseur organo-métallique (MO). Cette barrière est déposée par CVD. L'épaisseur visée est 10 nm. On obtient finalement un dépôt conforme de 12 nm mesuré par photo TEM. Contrairement aux autres variantes décrites dans ce chapitre, la métallisation a été entièrement réalisée au LETI : la couche d'accroche de cuivre déposée à la suite de la barrière est un dépôt CVD de cuivre. L'ECD a été réalisé au LETI ainsi que le recuit final. Contrairement au recuit Crolles, ce recuit à 400 °C a été réalisé avec des montées et des descentes en température beaucoup plus douces que dans le cas du recuit Crolles.
- une barrière fine PVD TaN/Ta. Il s'agit de la barrière standard avec des temps de dépôt divisés par deux. L'épaisseur mesurée était de 7 nm sur les parois et 15 nm en fond de ligne.
- une barrière ALD TaN [Besling *et al.*, 2004]. Les précurseurs utilisés étaient du pentakis diméthyl amido tantale (Ta(N(CH₃)₂)₅) et de l'ammoniac NH₃. Les purges étaient effectuées avec de l'argon. La température de dépôt était 275 °C. L'épaisseur de la barrière est constante dans la tranchée et estimée à 3,5 nm.

L'ensemble de ces variantes est résumé dans le tableau 9.1.

Il est important de noter que l'ensemble des barrières ne proviennent pas du même lot. Les principales différences entre les deux lots sont une recette de gravure du diélectrique légèrement différente et un temps d'attente plus important pour le lot J321 avant dépôt du cuivre ECD.

Variante	Lot	Barrière (épaisseur nominale)	Couche d'accroche (épaisseur nominale)	Métal	Recuit
1	J340	PVD TaN / Ta (10 / 15 nm)	PVD Cu (120 nm)	ECD Cu	Recuit 400 ° C avec descente abrupte
2	J340	Plasma H ₂ + PVD TaN / Ta (10 / 15 nm)	PVD Cu (120 nm)	ECD Cu	Recuit 400 ° C avec descente abrupte
3	J340	CVD TiN (10 nm)	CVD Cu (60 nm)	ECD Cu	Recuit 400 ° C avec descente douce
4	J321	PVD TaN / Ta (5 / 7,5 nm)	PVD Cu (80 nm)	ECD Cu	Recuit 400 ° C avec descente abrupte
5	J321	ALD TaN (40 cycles)	PVD Cu (120 nm)	ECD Cu	Recuit 400 ° C avec descente abrupte

Tableau 9.1: Description des différentes barrières testées durant cette étude

9.2 Résultats et discussions

Nous avons étudié des lignes de largeur nominale 120 nm. Les températures de test étaient 250 °C et 300 °C. La densité de courant utilisée étaient 1,5 MA.cm⁻² pour le lot J321 et 5 ou 3 MA.cm⁻² pour le lot J340. En supposant une diffusion à l'interface supérieure, on s'attend à une faible dépendance de l'électromigration vis à vis de la barrière de diffusion latérale. On ne devrait observer de différences que dans le cas où l'interface cuivre / barrière de diffusion présente une diffusion plus rapide du cuivre (c'est à dire une augmentation du coefficient de diffusion du cuivre) ou dans le cas d'une présence de sites de nucléation plus favorable (c'est à dire un abaissement de la contrainte critique de nucléation). Les principaux résultats d'électromigration obtenus sont résumés dans le tableau 9.2. Les résultats majeurs sont :

- une variation de l'énergie d'activation selon l'utilisation d'une barrière PVD TaN/Ta, ALD TaN et CVD TiN.
- une variation significative des dispersions entre le groupe barrière PVD et le groupe barrière ALD et CVD.
- une durée de vie aux conditions de test pour la barrière TiN d'une décade supérieure.

9.2.1 La barrière PVD TaN/Ta

Pour les trois variantes avec barrière TaN/Ta (variante 1 - 2 - 4), on observe une énergie d'activation similaire autour de 0,8 eV. Quelque soit la barrière, l'interface cuivre / Ta est

Variante	Barrière (épaisseur nominale)	Énergie d'activation E_a (eV) [IC95%]	Sigma [IC95%]	Dépendance en courant n_b [IC95%]	Durée de vie en heures à 250 ° C [IC95%] (densité de courant)
1	PVD TaN / Ta (10 / 15 nm)	0,82 [0,70 – 0,95]	0,31 [0,25 - 0,40]	1,37 [0,89 – 1,84]	23,89 [19,3 - 29,5] ($J_e = 5 \text{ MA.cm}^2$)
2	Plasma H_2 + PVD TaN / Ta (10 / 15 nm)	0,82 [0,72 – 0,92]	0,23 [0,19 - 0,30]	1,37 [1,01 – 1,73]	23,90 [20,4 - 27,9] ($J_e = 5 \text{ MA.cm}^2$)
3	CVD TiN (10 nm)	0,62 [0,14 - 1,10]	1,12 [0,90 - 1,48]	2,09 [0,23 – 3,94]	197,5 [99 - 399] ($J_e = 5 \text{ MA.cm}^2$)
4	PVD TaN / Ta (5 / 7,5 nm)	0,83 [0,58 - 1,08]	0,63 [0,50 - 0,86]	Non déterminée	81,1 [43,7 - 148,6] ($J_e = 1,5 \text{ MA.cm}^2$)
5	ALD TaN (3,5 nm)	0,98 [0,61 - 1,36]	1,01 [0,81 - 1,35]	Non déterminée	51,2 [41,1 - 63,8] ($J_e = 1,5 \text{ MA.cm}^2$)

Tableau 9.2: principaux résultats des expériences d'électromigration sur les différentes barrières testées.

présente. Cette interface est suffisamment efficace pour ne pas créer de chemin de diffusion favorable [Hu *et al.*, 2005]. En revanche on note une modification des valeurs de dispersions. On obtient une amélioration avec l'utilisation du plasma H_2 et une dégradation de la dispersion dans le cas de la barrière fine. Cette dispersion pourrait donc refléter la qualité de la barrière et en particulier la qualité de la continuité de cette barrière. La barrière fine déposée sur un matériau poreux pourrait présenter des discontinuités plus importantes qu'avec la barrière épaisse. Une autre explication pourrait être le temps d'attente plus important pour le lot J321 (variante 4) entre le dépôt de la couche d'accroche et le dépôt ECD. Une oxydation du cuivre de la couche d'accroche pourrait avoir entraîné un mauvais dépôt du cuivre électrolytique et donc des discontinuités cette fois ci entre le cuivre et la barrière, ce qui constitue autant de sites de nucléation de cavités fatales supplémentaires. Concernant le plasma doux d'hydrogène, les caractéristiques d'électromigration sont identiques à la barrière standard Ta/TaN excepté la dispersion qui est largement améliorée. On retrouve bien le fait que la barrière pourrait être un lieu de nucléation favorable pour une cavité.

9.2.2 La barrière CVD TiN

On rappelle que la métallisation cuivre qui a suivi la barrière de TiN est différente par rapport à la métallisation TaN/Ta standard. Une étude de texture par EBSD a été réalisée pour déterminer si la microstructure du cuivre était significativement différente. Vanasupa [Vanasupa *et al.*, 1999] montre que le cuivre déposé sur une barrière PVD Ta est fortement texturé (111) tandis que le cuivre déposé sur une barrière CVD TiN est faiblement texturé. Contrairement à ces résultats, pour nos deux variantes, les figures de pôles montrent une texture du cuivre peu marquée. Les tailles de grains sont similaires et le cuivre est fortement

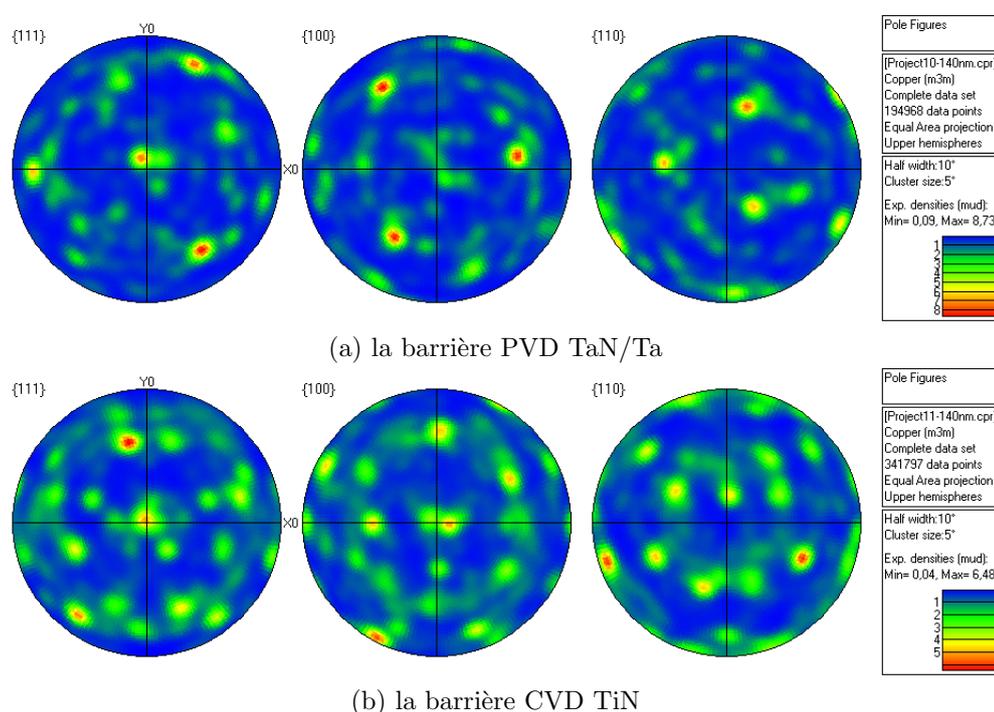


Figure 9.1: figure de pôles obtenues par EBSD pour la variante 1 et 3

maclé dans les deux cas (figure 9.2). Ces résultats ne montrent pas de véritables différences de microstructure entre les deux cuivres. En revanche, on ne peut rien conclure sur la qualité des interfaces cuivre / barrière de diffusion. [Lane *et al.*, 2003] a montré la directe corrélation entre les propriétés d'une interface vis à vis de l'électromigration et l'adhérence entre les couches qui constituent cette interface. L'adhérence du cuivre sur la barrière CVD TiN est critique et inférieure à l'adhérence du cuivre sur la barrière PVD TaN/Ta [Mourier, 2000]. Dans le cas d'une adhérence inférieure à l'encapsulation SiCN / cuivre, on devrait avoir un transfert du chemin de diffusion de l'interface supérieure du cuivre à l'interface cuivre / CVD TiN. Nos résultats électriques montre une diminution de l'énergie d'activation pour la barrière TiN. Cela indiquerait donc une faiblesse de cette interface. Des résultats antérieurs [Guillaumond, 2002] obtenus pour un diélectrique dense, une encapsulation SiC et une métallisation identique aux

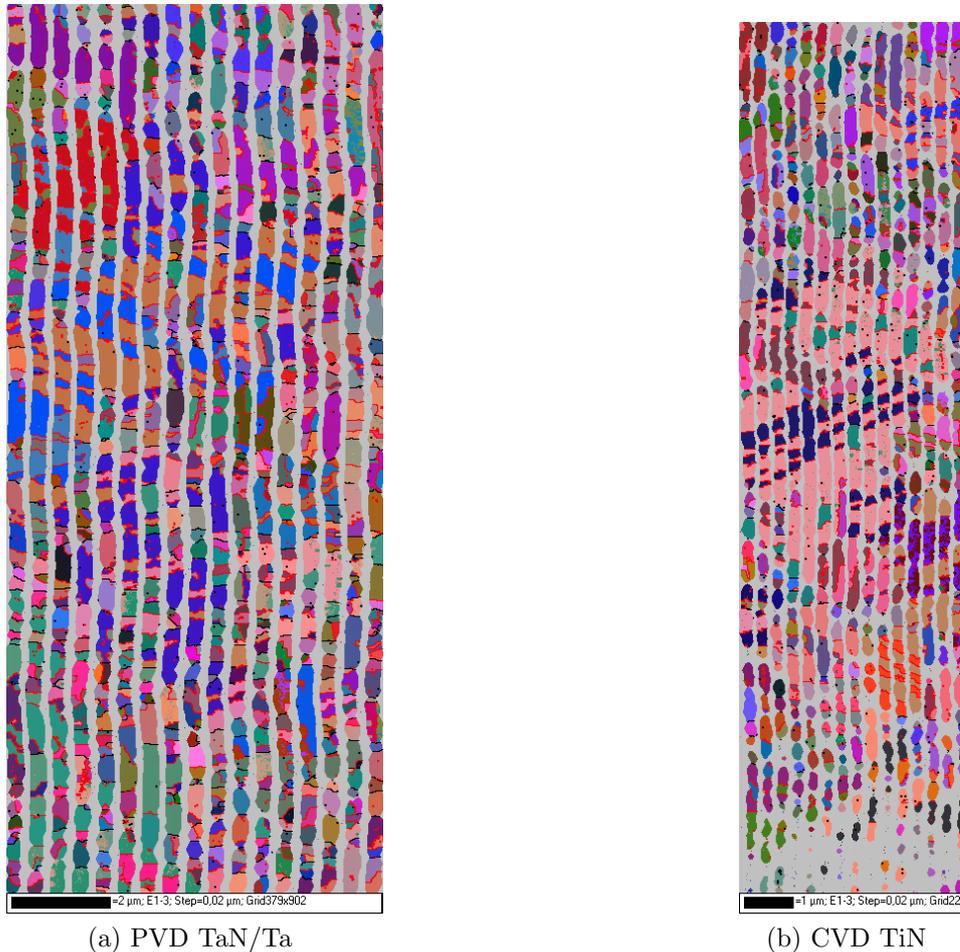


Figure 9.2: images EBSD d'un réseau de ligne de 150 nm dans le cas d'une barrière TaN/Ta et TiN. Les frontières noires correspondent à des joints de grains, les frontières rouges correspondent à des joints de macles

échantillons CVD TiN de notre étude indiquaient une énergie d'activation supérieure à 0.8 eV pour des largeurs supérieures à $0,4 \mu\text{m}$ et une chute de l'énergie d'activation pour des lignes de $0,28 \mu\text{m}$ (0,24 eV). Les valeurs quasi constantes d'énergie d'activation pour les lignes larges et proche des valeurs obtenues pour notre variante PVD TaN/Ta indiquent une diffusion à l'interface supérieure. Si l'interface barrière CVD TiN / cuivre était l'interface critique, on aurait dû obtenir une énergie d'activation faible quelle que soit la largeur de la ligne. Il semblerait donc que la chute de l'énergie d'activation soit le fait d'un procédé de remplissage des lignes pas suffisamment mature pour les lignes étroites. Il se pourrait que ce même phénomène provoque une chute anormale de l'énergie d'activation et donc non représentative de l'adhérence cuivre / barrière CVD TiN. Le chemin de diffusion favorable pour nos échantillons CVD TiN est donc l'interface cuivre / barrière CVD. En revanche il est étonnant d'obtenir des durées de vie si-

gnificativement plus importantes aux températures de test avec cette barrière. Ce phénomène pourrait s'expliquer par plusieurs raisons :

- une contrainte critique de nucléation de cavité plus élevée. Si l'on considère la dépendance en courant, on observe une valeur proche de $n_b=1$ pour la barrière standard PVD TaN/Ta, ce qui signifierait une durée de vie limitée en majorité par l'étape de croissance de cavité et une valeur proche de $n_b=2$ pour la barrière CVD TiN qui signifierait une durée de vie limitée en majorité par l'étape de nucléation. Cela irait dans le sens d'une contrainte critique de nucléation plus grande pour le cas TiN, qui pourrait être expliqué par une meilleur conformité de la barrière sur le diélectrique et donc moins de germes possibles de défauts. En revanche il est difficile d'expliquer alors la dispersion des données nettement plus élevée dans le cas de la barrière CVD TiN.
- Du fait d'une barrière plus épaisse et d'un module de Young relativement élevé pour le TiN (245 GPa [MontesDeOca-Valero, 2002]), le module effectif de la ligne est plus important pour la barrière TiN. En suivant l'idée développée dans le chapitre précédent, on obtiendrait un temps de croissance des cavités plus élevé. En revanche, cela diminuerait le temps de nucléation de cavité à contrainte critique de nucléation identique.

9.2.3 La barrière ALD

Le TaN est connu pour avoir une mauvaise adhérence sur le cuivre [Higashi *et al.*, 2004]. C'est en partie pour cela que l'on dépose un bi-couche TaN/Ta dans les structures classiques. Il est étonnant alors d'obtenir une énergie d'activation avec la barrière ALD TaN aussi élevée (figure 9.3) étant donné le fait que l'interface supérieure du cuivre est identique aux autres variantes. Si l'on considère les points de rupture dans le tracé gaussio-logarithmique, on s'aperçoit que la barrière ALD possède un comportement multimodale : Les points ne forment pas une droite. Cela signifie que plusieurs mécanismes participent à la rupture de la ligne. En toute

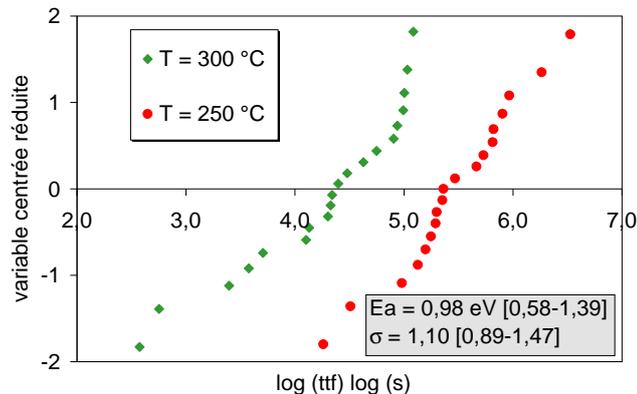


Figure 9.3: Résultats d'électromigration pour la variante ALD : durées de vie expérimentales, énergie d'activation et dispersion

rigueur, il n'est pas alors possible d'extraire une seule énergie d'activation qui serait associée à un seul mécanisme de défaillance, et cela semble être le cas pour la barrière ALD. On note aussi une dispersion élevée semblable à la dispersion obtenue pour la barrière TiN. Les observations MEB post mortem montrent la présence de nombreuses cavités dans la ligne (figure 9.4).

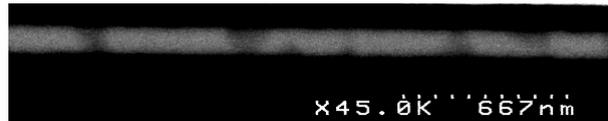


Figure 9.4: Observation post-mortem des défauts dans le cas d'une barrière ALD

9.2.4 Autres caractérisations

La réduction de la largeur des lignes pourrait favoriser des effets de bords. Le coin supérieur de la ligne, constitué d'une ligne interfaciale triple (cuivre, diélectrique supérieur et barrière de diffusion) pourrait jouer un rôle de plus en plus important dans les mécanismes d'électromigration. Bien que la diffusion se déroule à l'interface supérieure, la barrière latérale pourrait ainsi jouer un rôle dans les mécanismes d'électromigration. Sur la figure 9.5, on observe que la surface supérieure du cuivre n'est pas plane et on note la présence d'une faiblesse de la couche SiCN dans les angles supérieurs. Ce phénomène est observé pour la barrière TaN/Ta ainsi que pour la barrière TiN. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ce phénomène : ce défaut pourrait être du à un surpolissage du cuivre lors de l'étape de CMP aux coins supérieurs. Un mauvais dépôt de la barrière SiCN dans les coins supérieurs de la ligne pourrait aussi

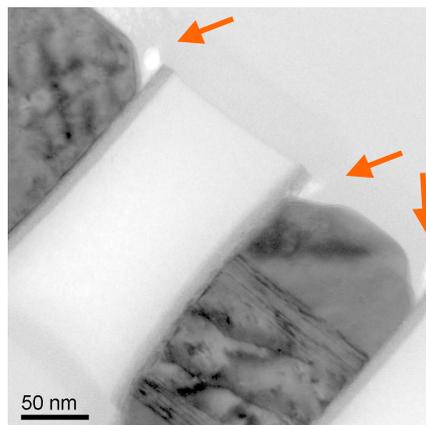


Figure 9.5: coupe TEM d'une interconnexion : cas de la barrière TiN. Les flèches représentent les défauts avant les tests d'électromigration

être une explication ou alors une recristallisation du cuivre avec une réduction de volume pourrait entraîner aussi un tel phénomène. Dans tous les cas, il semblerait que le coin supérieur pourrait être un lieu favorable pour la nucléation d'une cavité. Des observations MEB in situ [Claret, 2005] de croissance de cavité ont été menées sur la barrière TaN/Ta standard. La largeur nominale de la ligne était 120 nm. La ligne de cuivre a été sollicitée en courant à l'intérieur d'un MEB. Pour permettre l'observation de la création et de l'évolution d'un défaut, la ligne a été dépassivée par une attaque plasma puis une attaque chimique HF comme décrit dans la partie 3.3.2. L'observation a été ainsi effectuée à travers la couche de 40 nm de SiCN. La ligne de test faisant 800 μm de longueur, il a été décidé de visualiser la partie de la ligne du côté de la cathode, c'est à dire dans le sens d'arrivée des électrons, là où la probabilité de défaut était la plus importante (figure 9.6). La température de la ligne sans passage du courant était la

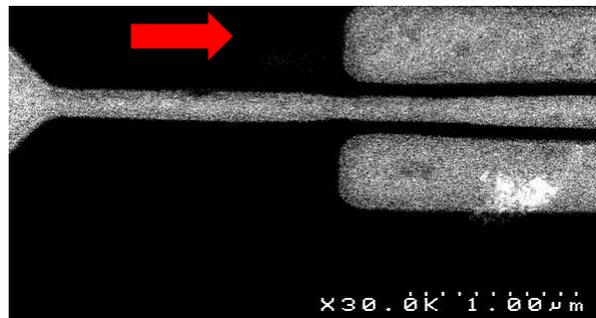


Figure 9.6: fenêtre d'observation durant l'expérience d'électromigration in situ sous MEB. La flèche correspond au sens de passage des électrons

température ambiante. Pour permettre de travailler dans des conditions de temps acceptables, nous avons dû travailler à forte intensité (18 mA). L'effet Joule créé permet d'obtenir une température de la ligne durant le test d'environ 180 °C. Bien que ces tests aient été menés à de forts courants, nous avons pu clairement identifier différentes étapes du processus de défaillance. Les principales étapes sont représentées sur la figure 9.7. Tout d'abord, la nucléation se produit sur le bord de la ligne (figure 9.7 : 1). Il est impossible de déterminer avec ces données si la nucléation de la cavité a eu lieu en profondeur ou dans le coin supérieur de la ligne. Des études similaires de MEB in situ réalisées sur des échantillons dont les empilements étaient semblables et cette fois avec une observation sur les cotés de la ligne ont permis de mettre en évidence que la cavité se crée à l'interface supérieure [Vairagar *et al.*, 2004]. De ces deux études, il semble que l'on puisse conclure que la nucléation de la cavité se produit au coin supérieur de la ligne. La cavité grossit ensuite latéralement pour finalement occuper toute la largeur de la ligne (figure 9.7 : 1 à 5). Il est possible qu'un joint de grains soit présent à cet endroit et que la croissance de la cavité se fasse préférentiellement le long de ce joint de grains. L'observation post mortem d'échantillons issus d'expérience d'électromigration classique pourrait confirmer cette hypothèse (figure 9.9). La croissance s'effectue ensuite dans le sens de la ligne (figure 9.7 : 6 à 10). Durant cette étape, on observe une croissance favorisée sur les bords de la ligne (figure

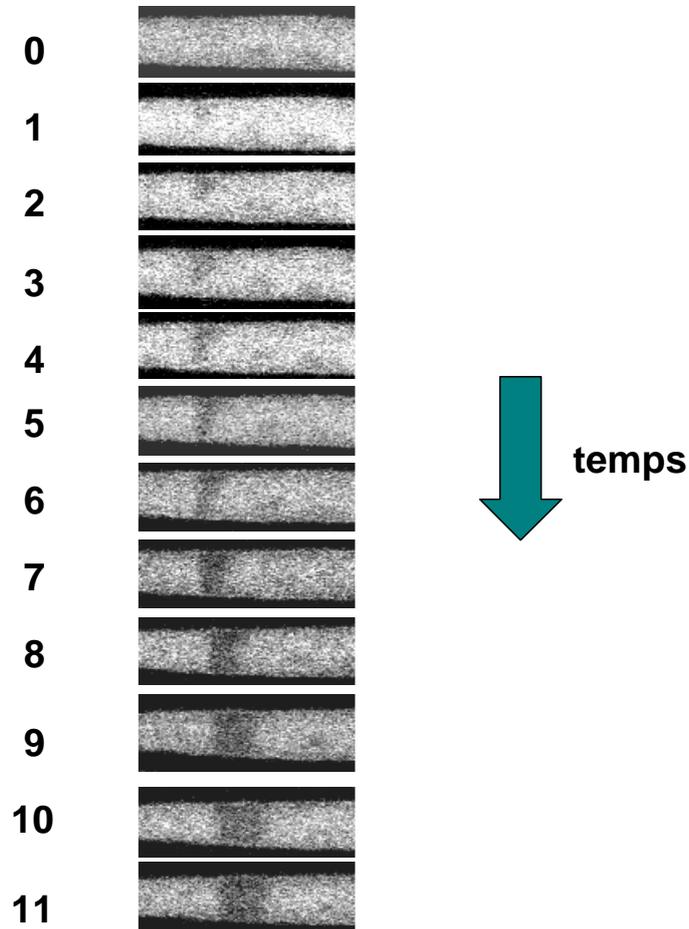


Figure 9.7: expérience de MEB *in situ*. Évolution d'une cavité créée par électromigration

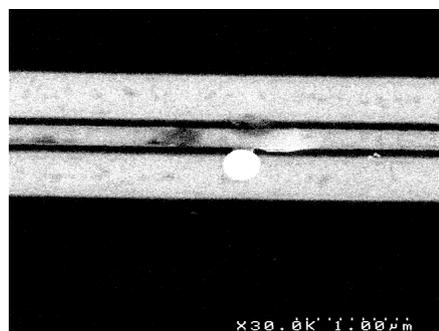


Figure 9.8: observation du défaut fatal provoquant l'arrêt de l'expérience d'électromigration *in situ*

9.7 : 8). Cette forme de cavité a été observée de nouveau sur des échantillons après des tests d'électromigration classiques (figure 9.10 et 9.11). L'expérience d'électromigration in situ se termine enfin lorsqu'une coupure de circuit ¹ entraîne l'impossibilité de faire passer le courant. Cette rupture fatale a eu lieu à un autre endroit dans la ligne d'électromigration (figure 9.8).

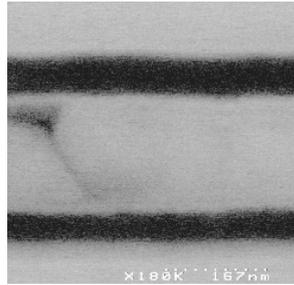


Figure 9.9: observation d'un défaut après une expérience classique d'électromigration (barrière TaN/Ta)

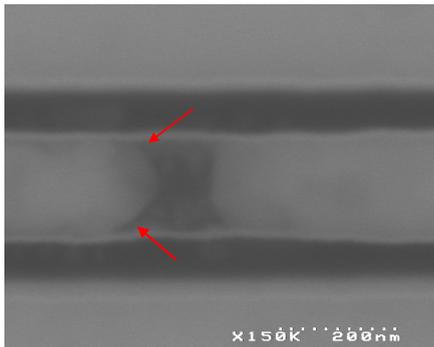


Figure 9.10: observation MEB d'un défaut post mortem (barrières TaN/Ta). La diffusion semble favorisée sur les bords de la ligne (flèches).

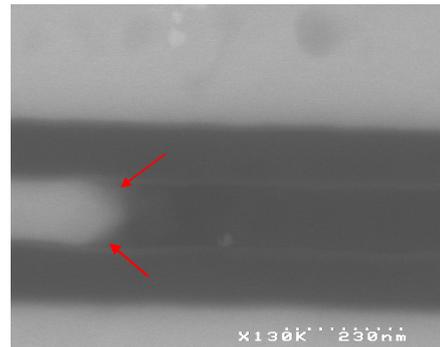


Figure 9.11: observation MEB d'un défaut post mortem (barrières TiN). La diffusion semble de nouveau favorisée sur les bords de la ligne (flèches).

Une étude complémentaire [Cayron et Guillaumond, 2005] à été réalisée par EBSD dans le but de chercher à déterminer l'origine de la création d'une cavité. Pour qu'une cavité apparaisse, il faut nécessairement une divergence du flux d'atome de cuivre et la présence d'un site de nucléation favorable. Le chemin de diffusion du cuivre étant l'interface supérieure cuivre / encapsulation, il est envisageable de penser que l'orientation cristalline puisse jouer un rôle sur la vitesse de diffusion du cuivre à l'interface supérieure, une divergence du flux apparaissant à la

¹cavité de cuivre + rupture de la barrière de diffusion

frontière entre deux grains d'orientations différentes et dont une orientation pourrait favoriser la diffusion tandis que l'autre bloquerait la diffusion. L'EBSD est l'outil idéal pour déterminer localement l'orientation cristalline du cuivre. Pour vérifier la faisabilité de l'expérience, nous avons vieilli des lignes de $3\ \mu\text{m}$ de largeur. Nous avons ensuite dépassivé ces lignes selon la méthode explicitée dans la section 3.3.2 et observé par EBSD les orientations localement. Nous avons ainsi établi que les sites de nucléation favorables pouvaient être l'intersection d'un joint de grains avec la barrière (figure 9.12). Nous n'avons pas pu conclure en revanche sur la présence d'une orientation bloquant la diffusion ou favorisant la diffusion. En effet, les lignes de $3\ \mu\text{m}$ sont constituées de plusieurs grains maclés sur la largeur de la ligne et la présence d'une cavité n'est pas associée à une orientation unique de part et d'autre de la cavité. Une étude comparable sur des lignes plus étroites avec un seul grain dans la largeur de la ligne serait plus appropriée pour conclure clairement.

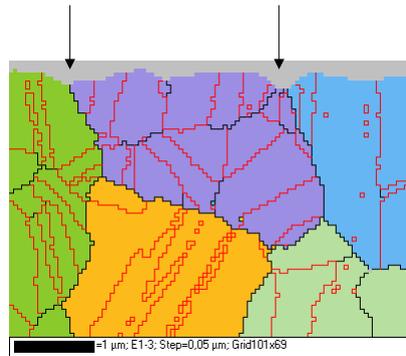


Figure 9.12: cliché EBSD d'une ligne de $3\ \mu\text{m}$ après électromigration montrant des amorces de cavités latérales au débouché des joints de grains

9.3 Synthèse

Trois différentes familles de barrières de diffusion ont été évaluées : une famille TaN/Ta, une barrière TiN et une barrière ALD. Toutes les variantes TaN/Ta possède une énergie d'activation similaire ($\sim 0,8\ \text{eV}$), qui confirme une diffusion du cuivre à l'interface supérieure. La principale différence provient de la répartition des ruptures avec une diminution de l'écart type en utilisant un prétraitement plasma H_2 et une augmentation de l'écart type en diminuant l'épaisseur de la barrière. Concernant la variante TiN, on note une chute de l'énergie d'activation et une augmentation de l'écart type. Ces caractéristiques pourraient provenir d'un dépôt du cuivre non optimisé. La barrière ALD possède un comportement non mono-modal et il semble difficile d'extraire alors une énergie d'activation révélatrice d'un mécanisme unique de dégradation de la ligne. Des études complémentaires réalisées par MEB in situ et analyse EBSD confirment le rôle de la barrière dans l'étape de nucléation de la cavité.

Chapitre 10

Influence de la dimension des lignes de cuivre

Sommaire

10.1 Présentation	101
10.2 Résultats et discussions	102
10.2.1 La barrière PVD	102
10.2.2 La barrière ALD	103
10.3 Synthèse	103

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus en électromigration sur des interconnexions dont les dimensions sont déca-nanométriques.

10.1 Présentation

Des mesures d'électromigration ont été réalisées sur des lignes obtenues grâce aux procédés décrits dans la partie 5.1.1. L'espaceur numéro i utilisé pour réduire la dimension des lignes seront noté s_i dans la suite. La surface de la ligne mesurée électriquement pour une puce au centre de la plaque est rappelée dans le tableau 10.1. Deux barrières différentes ont été testées correspondant aux variantes 4 et 5 du chapitre précédent (tableau 9.1) : une barrière TaN/Ta déposée par PVD de largeur nominale (7,5 nm / 12,5 nm) et une barrière TaN déposée par ALD.

Variante lithographique	Variante technologique:			
	PVD		ALD	
	Largeur estimée (nm)	Épaisseur estimée (nm)	Largeur estimée (nm)	Épaisseur estimée (nm)
s0	116	230	107	172
s1	92	230	90	230
s2	84	230	82	230
s3	59	230	52	230

Tableau 10.1: Caractéristiques dimensionnelles des différentes lignes de cuivre testées en électromigration

10.2 Résultats et discussions

10.2.1 La barrière PVD

Les différentes distributions obtenues ainsi que les durées et dispersions pour la variante PVD sont données dans la figure 10.1. On observe une faible variation de la durée de vie en fonction de la largeur. La durée de vie augmente légèrement entre la variante s0 sans espaceur et celle avec l'espaceur numéro 1. On observe ensuite une légère diminution de la durée de vie. En revanche, concernant la dispersion des durées de vie, on observe un net changement de régime en diminuant la largeur des lignes. La dispersion augmente significativement pour les

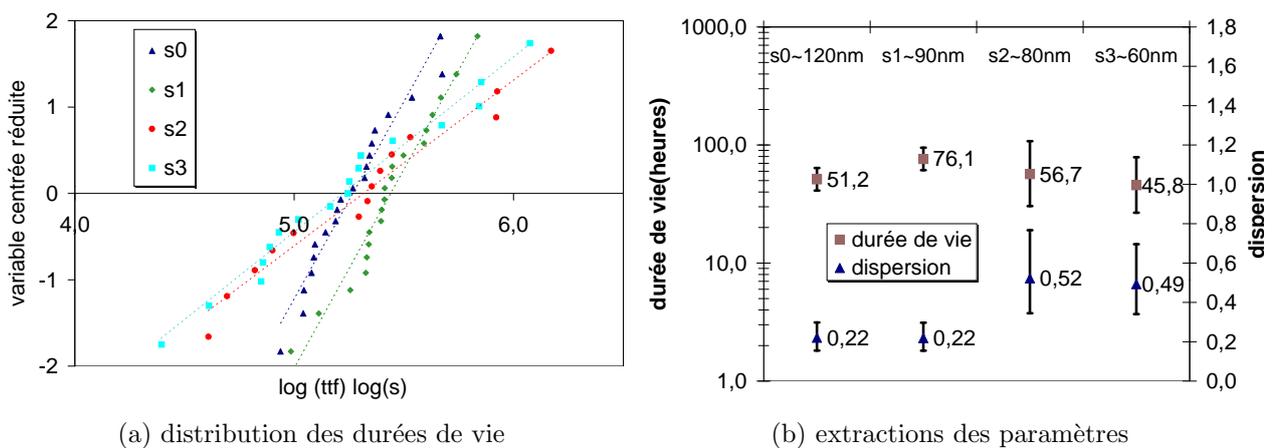


Figure 10.1: Résultats d'électromigration obtenus pour la variante PVD TaN/Ta ($T = 250^{\circ}\text{C}$, $J_e = 1,5\text{MAcm}^{-2}$)

lignes étroites. On sait d'autre part qu'il devient extrêmement difficile de procéder au dépôt de la barrière et au remplissage en cuivre des lignes étroites car le procédé de dépôt par PVD n'est pas conforme. L'augmentation de la dispersion des durées de vie pourrait donc provenir d'un mauvais remplissage de ces lignes étroites.

10.2.2 La barrière ALD

Les différentes distributions obtenues ainsi que les durées et dispersions pour la variante ALD sont données dans la figure 10.2. Cette fois ci il n'y a pas de tendance générale évidente concernant la durée de vie en fonction de la largeur. On note une durée de vie plus élevée pour la variante S0. Cette variante possède une épaisseur plus fine du fait d'un surpolissage plus important lors de l'étape de CMP. Globalement les durées de vie sont du même ordre de grandeur que pour la variante PVD. La dispersion, bien que plus élevée que pour la variante PVD, est elle aussi relativement constante. Le procédé ALD beaucoup plus conforme permet de remplir correctement des lignes avec des rapports d'aspect plus élevés, ce qui pourrait expliquer une dispersion indépendante de la largeur des lignes.

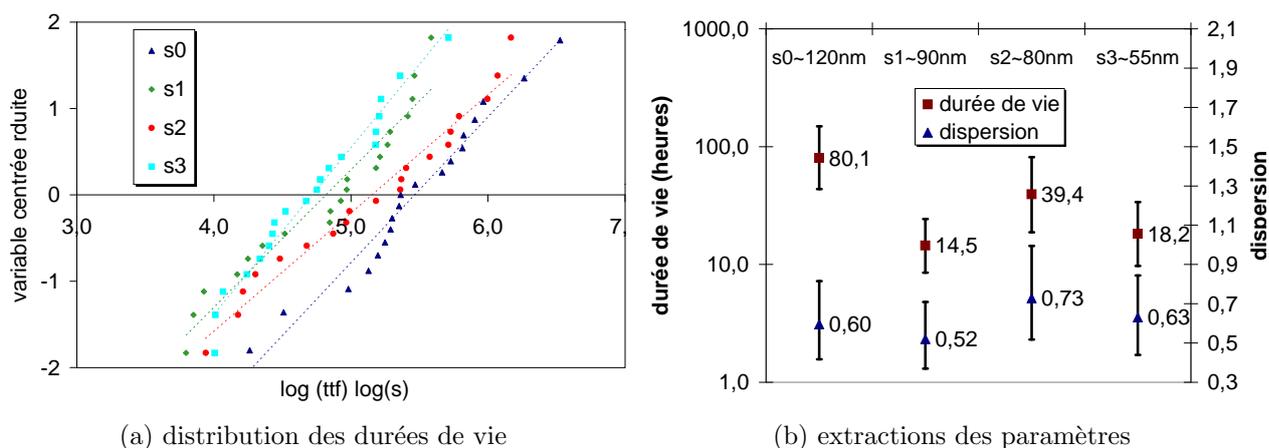


Figure 10.2: Résultats d'électromigration obtenus pour la variante ALD TaN ($T = 250^{\circ}\text{C}$, $J_e = 1,5\text{MAcm}^{-2}$)

10.3 Synthèse

L'influence de la diminution de la largeur des lignes sur l'électromigration a été étudiée. La gamme de largeurs disponible étaient 120 nm - 60 nm et deux barrières de diffusion différentes (PVD TaN/Ta et ALD TaN) ont été utilisées. La durée de vie ne semble pas affectée par la diminution de la largeur, ce qui est en accord avec une diffusion à l'interface supérieure du cuivre, identique pour chaque largeur. En revanche, on observe une augmentation de la dispersion des

Chapitre 10. Influence de la dimension des lignes de cuivre

durées de vie dans le cas d'une barrière PVD en diminuant la largeur des lignes. Ce phénomène pourrait être dû à un remplissage non optimal des lignes dans les interconnexions étroites.

Chapitre 11

Influence de la contamination du cuivre

Sommaire

11.1 Présentation	105
11.2 Résistivité des lignes de cuivre dopées aluminium	106
11.3 Résultats d'électromigration	107
11.3.1 Énergie d'activation	107
11.3.2 Extrapolation aux conditions de fonctionnement	108
11.4 Synthèse	109

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats électriques obtenus avec l'utilisation d'un alliage cuivre - aluminium.

11.1 Présentation

Avant l'introduction du cuivre comme métal dans les interconnexions, l'aluminium était utilisé comme conducteur. Le principal chemin de diffusion dans l'aluminium était les joints de grains. L'introduction d'aluminium dopé au cuivre permit de largement augmenter les durées de vie des interconnexions. Les impuretés de cuivre ségrégeaient aux joints de grains et ralentissaient alors la diffusion de l'aluminium. Le processus continuait tant que le cuivre lui même soumis aux processus d'électromigration était présent dans les joints de grains de l'aluminium. On observait ainsi une période d'incubation où la résistance restait stable, le cuivre diffusant dans la ligne, et une période où la résistance augmentait, tout le cuivre ayant diffusé et l'électromigration de l'aluminium commençant. Dans le cas du cuivre où les interfaces constituent le chemin de diffusion le plus favorable, l'utilisation d'un alliage de cuivre pourrait permettre aussi de bloquer ce chemin de diffusion. Ce dopage doit être le moins résistif possible, c'est à dire que l'impureté introduite doit posséder la résistivité spécifique la plus faible possible. Le tableau 4.1 fournit des candidats possibles : l'utilisation de l'étain, du titane, a déjà connu

un succès pour augmenter les performances d'électromigration [Tonegawa *et al.*, 2003], mais à chaque fois on note une augmentation de résistivité du cuivre de 10 à 27%.

Dans cette partie, nous avons cherché à estimer l'impact sur l'électromigration d'un alliage de cuivre dopé aluminium et l'impact sur la résistivité de cet alliage. Le diélectrique des lignes testées était le diélectrique poreux décrit dans le chapitre 8, la barrière était la barrière ALD décrite dans le chapitre précédent. Nous avons testé deux variantes : une constituée d'une couche d'accroche PVD dont la cible était un alliage Cu-Al (rapport atomique de l'aluminium sur le cuivre : 1%) et une variante dont la couche d'accroche était du cuivre PVD traditionnel. Les étapes suivantes d'intégration ont été identiques. Nous disposons de différentes largeurs minimales grâce au procédé d'espaceur décrit dans la partie 5.1.1. Comme dans le chapitre précédent, les espaceurs utilisés pour réduire les dimensions des lignes seront notés s suivi du numéro de l'espaceur (tableau 10.1). Si l'on considère la forme du dépôt de la couche d'accroche par PVD (figure 11.1), l'alliage de cuivre devrait se situer principalement aux interfaces cuivre / barrière de diffusion. L'aluminium pouvant diffuser, on s'attend aussi à une présence d'impureté d'aluminium à l'interface supérieure, ce qui permettrait de ralentir la diffusion du cuivre à cette interface.

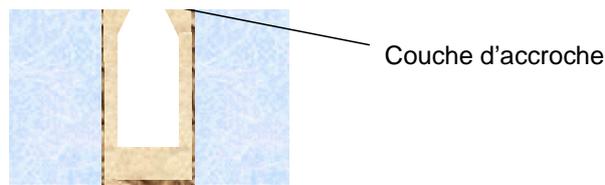


Figure 11.1: dessin schématique de la forme d'une couche d'accroche déposée par PVD

11.2 Résistivité des lignes de cuivre dopées aluminium

A l'aide de la technique décrite dans le chapitre 5.1.2, nous avons mesuré la résistivité de l'alliage de cuivre et comparé avec le cas du cuivre seul (figure 11.2). Nous obtenons effectivement une résistivité supérieure dans le cas du cuivre dopé aluminium. L'augmentation est au minimum de 12%. Si l'on considère les résistances seules mesurées pour déterminer les résistivités (figure 11.3), on s'aperçoit que l'augmentation est nettement supérieure. On peut alors s'interroger dans ce cas sur la validité de la méthode utilisée dans ces travaux lorsque la ligne est constituée de plusieurs couches de cuivre de contaminations différentes, ce qui est le cas pour cette intégration avec un cuivre dopé aluminium. D'après la figure 11.3, la variation d'augmentation de résistivité est d'autant plus importante que la dimension des lignes est étroite, ce qui semble plus correct étant donnée que la quantité de couche d'accroche est identique quelle que soit la largeur des lignes, donc plus on diminue la largeur des lignes, plus la résistivité effective du cuivre devrait être importante. En considérant la dimension obtenue par la méthode TCR

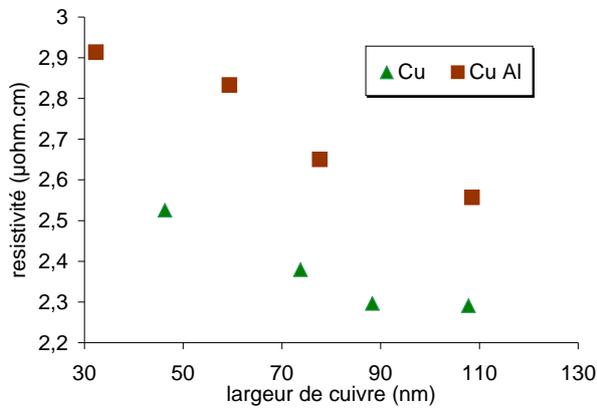


Figure 11.2: résistivité de l'alliage cuivre aluminium déterminée grâce à la méthode TCR

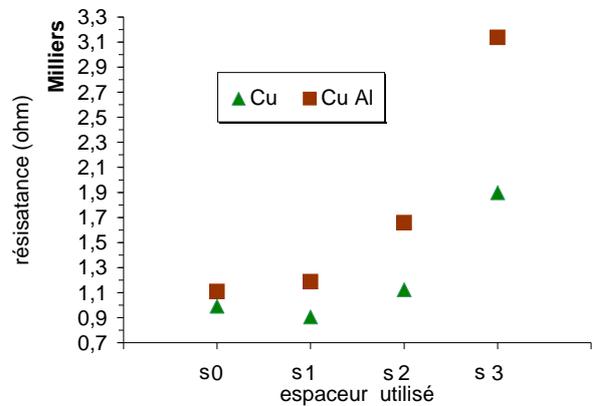


Figure 11.3: résistance de cuivre déterminée à 30 °C pour les différents espaceurs

dans le cas d'une couche d'accroche PVD cuivre, on obtient une résistivité de 4,2 $\mu\text{ohm.cm}$ pour une largeur de ligne obtenue grâce à l'espaceur 3 (50 nm environ de largeur de ligne). Il suffirait de diminuer l'épaisseur de la couche d'accroche PVD alliage cuivre - aluminium pour diminuer cette résistivité dans les limites acceptables.

11.3 Résultats d'électromigration

11.3.1 Énergie d'activation

Considérons maintenant les résultats d'électromigration. La largeur nominale des lignes testées était 120 nm. Les résultats sont données sur la figure 11.4 et la figure 11.5. On observe une nette amélioration de l'énergie d'activation avec une valeur de 1,39 eV. Cette valeur est proche de celle obtenue dans le cas d'un alliage cuivre - titane (1,3 eV [Hu *et al.*, 2005]). Cette valeur se situe encore en dessous de la valeur obtenue pour une diffusion dans un cristal massif monocristallin de dimension infinie (2,15 eV). La diffusion s'effectue toujours à l'interface supérieure mais ce chemin est nettement moins favorable du fait de la présence d'impuretés d'aluminium. Ces impuretés sont majoritairement présentes près des interfaces car elle proviennent du dépôt de la couche d'accroche. La quantité d'impuretés aux interfaces est en équilibre avec la quantité d'impureté dans la matrice de cuivre, donc nécessairement l'utilisation de dopant dans le cuivre pour bloquer les chemins de diffusions aux interfaces provoquera une augmentation de la résistivité globale du cuivre dans la ligne.

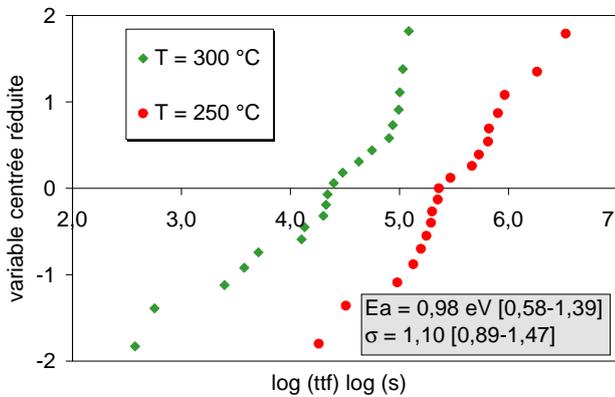


Figure 11.4: résultats d'électromigration pour la variante ALD (densité de courant $J_e = 1,5 \text{ MA.cm}^{-2}$)

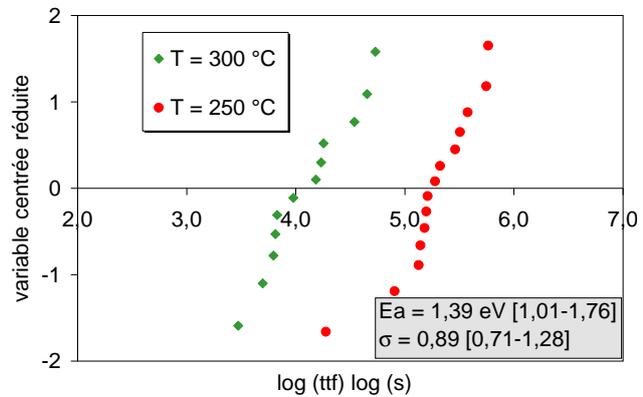


Figure 11.5: résultats d'électromigration pour la variante cuivre dopé aluminium (densité de courant $J_e = 1,5 \text{ MA.cm}^{-2}$)

11.3.2 Extrapolation aux conditions de fonctionnement

Si l'on considère maintenant l'extrapolation aux conditions nominales de fonctionnement pour le node 65 nm (une température égale à 105 °C, une densité de courant de $1,5 \text{ MA.cm}^{-2}$ et un pourcentage de rupture de 0,1%), on obtient une durée de vie supérieure à 10 ans et égale à 44 années (figure 11.6). L'utilisation d'un alliage cuivre dopé aluminium permet donc l'utilisation d'un matériau diélectrique poreux, d'une barrière ALD tout en gardant une fiabilité supérieure aux exigences du noeud 65 nm.

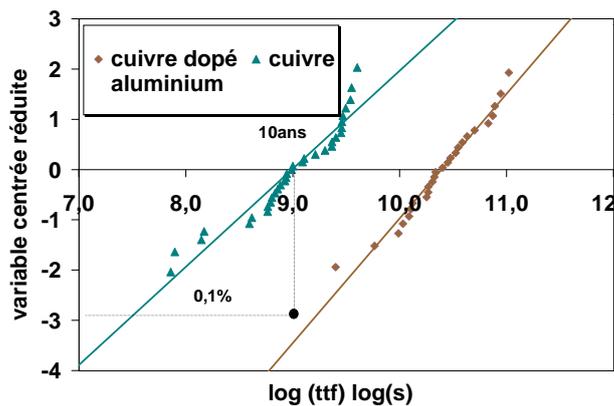


Figure 11.6: extrapolations aux conditions nominales de fonctionnement pour la variante cuivre dopé aluminium et pour la variante cuivre

11.4 Synthèse

Un alliage cuivre - aluminium utilisé comme couche d'accroche du cuivre ECD a été étudié. Le diélectrique interligne est un diélectrique poreux. On observe une augmentation de la résistivité du cuivre due à la présence de contaminant aluminium d'autant plus importante que la largeur de la ligne est étroite. Du point de vue électromigration, une nette augmentation de l'énergie d'activation est observée (1,39 eV) grâce à une possible ségrégation d'impuretés à l'interface supérieure du cuivre. Les durées de vie extrapolées sont alors supérieures aux spécifications requises pour le noeud 65 nm.

Chapitre 12

Influence de l'encapsulation supérieure

Sommaire

12.1 Présentation	111
12.2 Résultats électriques	113
12.2.1 Résistivité	113
12.2.2 Électromigration	114
12.3 Synthèse	118

Dans ce chapitre, nous décrivons une nouvelle intégration qui consiste à faire croître directement une barrière de diffusion sur le cuivre. Nous évaluons ensuite les performances en électromigration de ces nouvelles barrières.

12.1 Présentation

L'encapsulation supérieure en SiCN est nécessaire dans l'intégration des interconnexions pour plusieurs raisons : elle sert de barrière de diffusion supérieure au cuivre ainsi que de couche d'arrêt de gravure pour des intégrations multiniveaux. Mais, cette couche présente de nombreux inconvénients. La présence d'un diélectrique à forte permittivité ($k=4.7$) augmente la capacité interligne. L'interface Cu / SiCN est un chemin de diffusion du cuivre favorable et dégrade ainsi les performances en électromigration des lignes de cuivre. Pour pallier ce problème, il est nécessaire d'utiliser de nouveaux schémas d'intégration. Pour cela, de nouveaux procédés « electroless » sont en développement. Ils consistent à faire croître une barrière métallique auto-sélective seulement sur l'interface supérieure du cuivre. Ainsi le couplage interligne est réduit. Des résultats de simulation montrent une réduction jusqu'à 12% de la capacité interligne [Gosset *et al.*, 2004]. D'autre part l'électromigration du cuivre est fortement réduit grâce à l'absence de l'interface cuivre / diélectrique supérieur SiCN et la présence de la liaison métallique cuivre / barrière métallique supérieure [Hu *et al.*, 2002]. On observe même une suppression du chemin de diffusion à l'interface supérieure, provoquant des énergies d'activation proche de

Chapitre 12. Influence de l'encapsulation supérieure

celle obtenue pour un cuivre massif [Hu *et al.*, 2004] et rendant quasi-inexistante l'électromigration aux températures de fonctionnement des circuits intégrés. Il existe différentes barrières autositionnées actuellement en développement. On peut citer :

- Cobalt, tungstène, phosphore (CoWP)
- Cobalt, tungstène, bore (CoWB)
- Nickel, molybdène, phosphore (NiMoP)

Les procédés de dépôt de ces barrières métalliques sont les suivantes : après le CMP, la surface du cuivre est nettoyée et la couche d'oxyde en surface est supprimée. On procède alors au dépôt d'une couche de palladium (Pd) en plongeant la plaque dans un bain contenant des ions Pd⁺⁺. Le cuivre est alors oxydé et remplacé par le palladium. Le palladium sert de catalyseur pour l'étape suivante où la plaque est plongée dans le bain électroless. La température de dépôt se situe entre 50 et 85°C. Des cristaux métalliques nucléent alors à partir des îlots de palladium et grossissent en s'auto-catalysant pour recouvrir l'ensemble de la surface du cuivre. Bien que comportant de nombreux avantages, il faut noter que ces barrières engendrent souvent une augmentation de la résistivité du cuivre. Les éléments de la barrière peuvent venir diffuser dans le cuivre [Hu *et al.*, 2004] et contaminer la matrice en impuretés provoquant une augmentation de la résistivité.

L'objectif de l'étude est de confirmer les performances en électromigration de ces barrières tout en vérifiant que la résistivité du cuivre garde des valeurs acceptables. Les différentes barrières testées sont répertoriées dans le tableau 12.1. Le diélectrique utilisé était le SiOCH dense décrit dans le chapitre 8. La composition des barrières [Gosset *et al.*, 2005, Joulaud *et al.*, 2004] se situe autour des valeurs suivantes :

- variante 1 : Co 93% W 0,8 à 1.6% P 5 à 6%
- variantes 2 et 3 : Co 88% W 4% P 8%
- variante 4 : Ni 88% W 3.3% P 8.7%

variante	Lot	Barrière de diffusion (épaisseur nominale)	Couche d'accroche du cuivre	Remplissage des lignes	Recuit +CMP	Barrières supérieures
1	J411	PVD TaN/Ta (10/15 nm)	PVD	ECD (Crolles)	Crolles	CoWP A
2	J409	CVD TiN (15 nm)	CVD	ECD (LETI)	LETI	CoWP B1
3	J409					CoWP B2
4	J409					NiMoP
5	J411					SiC (LETI)

Tableau 12.1: caractéristiques des échantillons testés dans cette étude

Il faut noter que chaque variante possède des nettoyages du cuivre post-CMP différents. Les variantes 2 et 3 diffèrent au niveau de l'étape de dépôt palladium.

12.2 Résultats électriques

12.2.1 Résistivité

Les structures étudiées sont des lignes de largeur $0,24 \mu\text{m}$. La résistivité des lignes a été mesurée à l'aide de la méthode TCR comme décrit dans la première partie et est résumé sur la figure 12.1. On note une résistivité du cuivre très proche de la référence dans le cas de la variante CoWP A. Les variantes CoWP B1 et B2 sont relativement similaires avec une augmentation de résistivité de 11,5 %. La variante NiMoP possède la résistivité la plus élevée avec une augmentation de 27,5%. L'origine de cette augmentation de résistivité ne peut être clairement identifiée sans une analyse chimique du cuivre mais il semblerait que ce soit une diffusion de la barrière dans la matrice de cuivre qui provoque cette augmentation. Si l'on compare les valeurs de résistance de carré de $50 \mu\text{m}$ de côté (figure 12.2), on observe une augmentation de la résistance suite à la croissance de la barrière puis une nouvelle augmentation de résistance suite au dépôt de la couche de passivation. Ce dépôt est réalisé à 400°C et favorise donc les phénomènes de diffusion. Ceci confirmerait bien la contamination du cuivre par la barrière de diffusion.

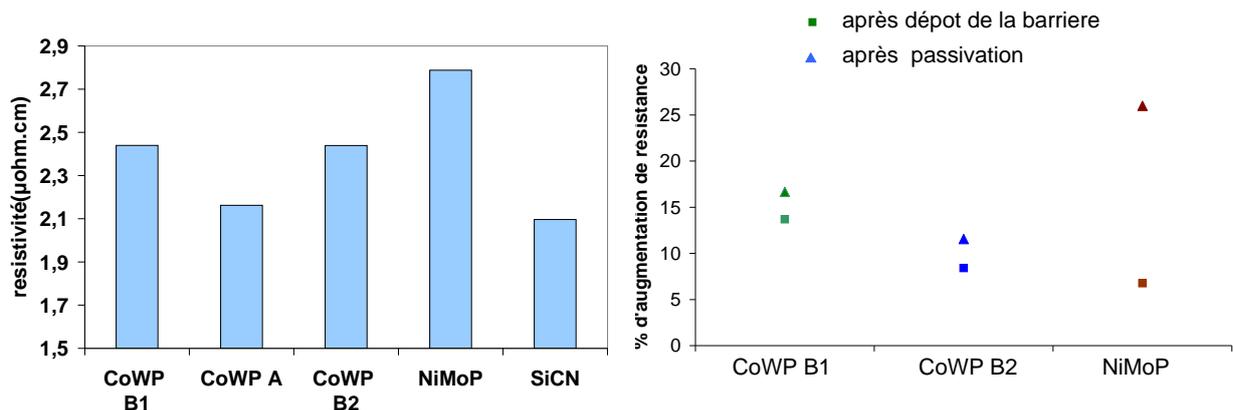


Figure 12.1: résistivité du cuivre pour les différentes barrières mesurées

Figure 12.2: augmentation des résistances d'un carré de cuivre de $50 \mu\text{m} * 50 \mu\text{m}$ après croissance de la barrière auto-positionnée

12.2.2 Électromigration

Problèmes rencontrés

Il s'agissait de la première étude d'électromigration sur cette technologie et nous nous sommes heurtés à différents problèmes. Nous ne disposions que d'une seule plaque par variante. Bien que la mise en boîtier ait été réalisée de façon identique à celle utilisée dans les expériences décrites dans les chapitres précédents, le nombre de défaillances lors de cette étape fut beaucoup plus important. Le problème venait d'un arrachement de l'empilement cuivre-barrière métallique - aluminium lors de la soudure des fils de contact sur les plots aluminium des puces. La répartition des défaillances selon les barrières est la suivante :

- COWP A : 0%
- COWP B1 : 10%
- COWP B2 : 33%
- NiMoP : 1%
- SiC (référence) : 0%

Ce problème a réduit les statistiques et les intervalles de confiance seront d'autant plus importants que la population testée est réduite. Ce fut le cas pour la variante CoWP B2. De plus les conditions expérimentales pour obtenir des durées de vie dans la gamme 1 h - 1000 h nous était inconnues. Ainsi nous n'avons pas réussi à obtenir un test complet pour la variante CoWP B1. Nous avons cherché néanmoins à obtenir une interprétation des résultats déjà obtenus à l'aide d'hypothèses supplémentaires sur les ruptures futures des lignes non rompues. Enfin pour la variante CoWP A, nous n'avons pas obtenu de distribution réellement mono-modale à cause de la présence de ruptures précoces. Nous avons ainsi extrait différentes énergies d'activation avec et sans la prise en compte de ces ruptures précoces.

Résultats pour la référence SiC

Les structures testées en électromigration sont des lignes de largeur $0,24 \mu\text{m}$. Les températures de test sont pour cette variante 350°C et 300°C . La densité de courant était $5 \text{ MA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Les résultats sont présentés sur la figure 12.3. On retrouve de nouveau une distribution très dispersée caractéristique de la barrière CVD TiN ($\sigma = 1.5$). L'énergie d'activation obtenue est de $0,82 \text{ eV}$, caractéristique d'une diffusion à l'interface supérieure du cuivre.

Résultats pour la variante CoWP A

Dans la suite pour toutes les barrières métalliques, les structures testées en électromigration sont les lignes de largeur $0,24 \mu\text{m}$. Les températures de test étaient 350°C et 330°C . La densité de courant était $5 \text{ MA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Les résultats sont donnés sur la figure 12.4a. On observe bien la présence de défauts précoces qui provoque une distribution non monomodale. L'énergie d'activation obtenue est alors $1,39 \text{ eV}$. Il n'est pas rigoureux d'extraire une énergie d'activation reflétant un mécanisme particulier si plusieurs mécanismes sont présents. Nous avons ainsi cher-

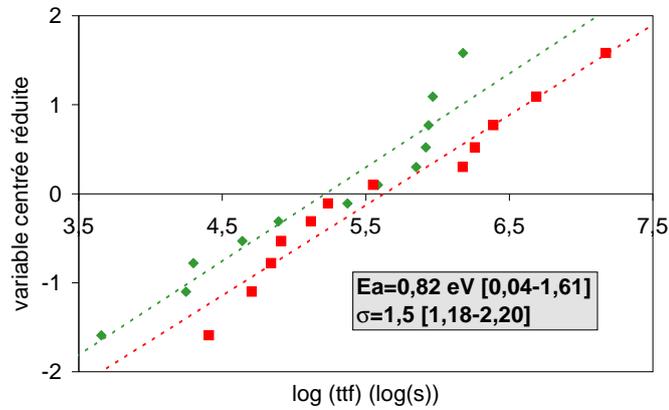
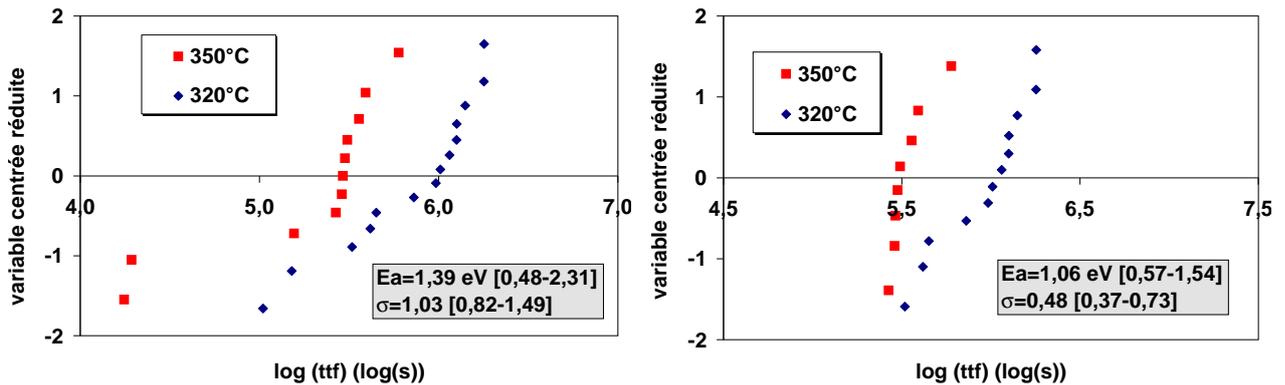


Figure 12.3: résultats d'électromigration pour la référence SiC pour des lignes de largeurs $0,24 \mu\text{m}$

ché l'énergie d'activation pour le mécanisme principal des ruptures de la ligne en supprimant des statistiques les défauts précoces (figure 12.4b). Nous obtenons une nouvelle énergie d'activation de 1,06 eV. On peut considérer à partir des deux valeurs que la diffusion à l'interface supérieure est toujours présente mais avec une légère amélioration des qualités de cette interface. La dispersion des valeurs est nettement inférieure à la référence. On peut expliquer ce résultat par la présence dans cette variante de la barrière TaN/Ta. On ne retrouve pas malgré tout les dispersions obtenues pour les lignes d'électromigration testées avec une largeur de $0,12 \mu\text{m}$ et une barrière TaN/Ta ($\sigma=0,22$, chapitre 8).



(a) scénario 1 : toutes les durées de vie sont prises en compte

(b) scénario 2 : Les ruptures précoces sont éliminées de la statistique

Figure 12.4: Résultats d'électromigration obtenus pour la variante CoWP A

Résultats pour la variante CoWP B1

Les résultats bruts sont donnés sur la figure 12.5. Nous n'avons pas pu aboutir à la fin du test pour la condition la moins agressive. Pour estimer une énergie d'activation malgré tout, nous avons utilisé deux scénarios différents. Dans le premier, on suppose que les échantillons non rompus vont suivre la même statistique que les premiers échantillons rompus soumis à la même condition de test (figure 12.6a). Dans ce cas, on obtient une énergie d'activation de 2,69eV et une dispersion de 1,4 équivalente à la dispersion de notre référence. La valeur de l'énergie d'activation ne semble pas réaliste. Elle est supérieure à la valeur théorique maximale de diffusion par saut de lacune dans du cuivre massif mono-cristallin. Dans un deuxième scénario plus pessimiste, on considère que les échantillons non rompus vont suivre une distribution dont la dispersion est identique à la dispersion de la distribution de la condition de test à 350 °C. Dans ce cas la pente des deux distributions est identique (figure 12.6b) et l'on obtient cette fois ci une énergie d'activation de 2,14 eV et une dispersion de 1. La dispersion est meilleure que la référence. Concernant l'énergie d'activation, on obtient une énergie d'activation très proche de celle de la valeur théorique pour le cuivre pour une diffusion dans le cristal du métal. Dans ce cas il semblerait que l'interface cuivre - barrière supérieure ne constitue plus un chemin de diffusion favorable. La barrière de diffusion inférieure et latérale étant du TiN, la même conclusion peut être tirée pour cette interface.

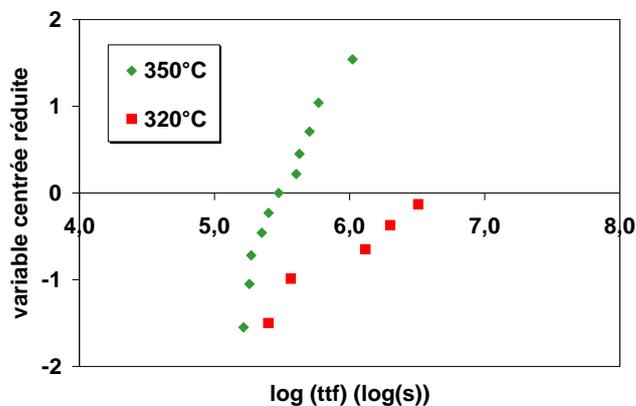
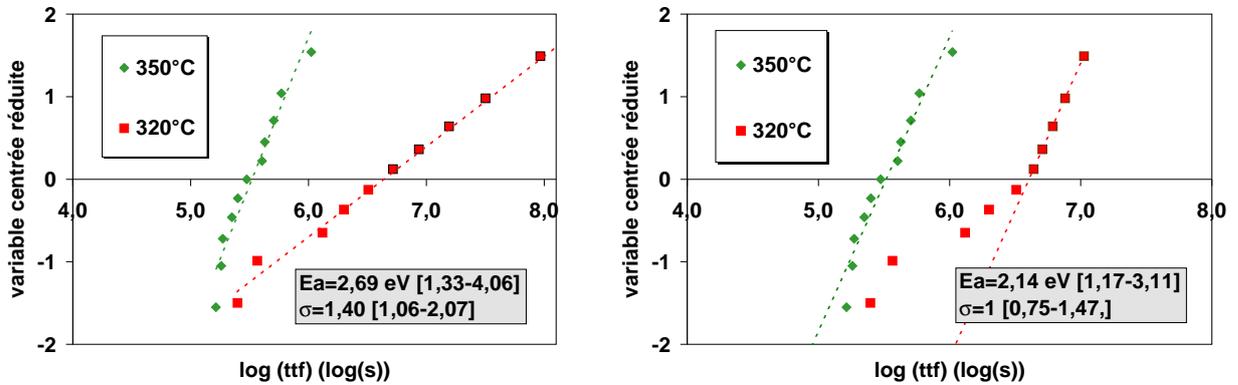


Figure 12.5: données brutes obtenues sur la barrière CoWP B1

Résultats pour la variante CoWP B2

Les résultats sont représentés sur la figure 12.7. Le nombre d'échantillons testés est faible du fait des problèmes de mise en boîtiers déjà mentionnés. Nous obtenons une énergie d'activation de 2,1 eV très proche de la valeur déterminée pour la variante CoWP B1. En fait ces deux barrières sont très proches, seules les étapes de dépôt palladium diffèrent. Cette valeur confirme donc une suppression de la diffusion à l'interface supérieure.



(a) scénario 1 : les données sont extrapolées en suivant la statistique des premiers points obtenus

(b) scénario 2 : les données sont extrapolées en suivant la statistique des données à 350 °C

Figure 12.6: Résultats d'électromigration extrapolés pour la variante CoWP B1

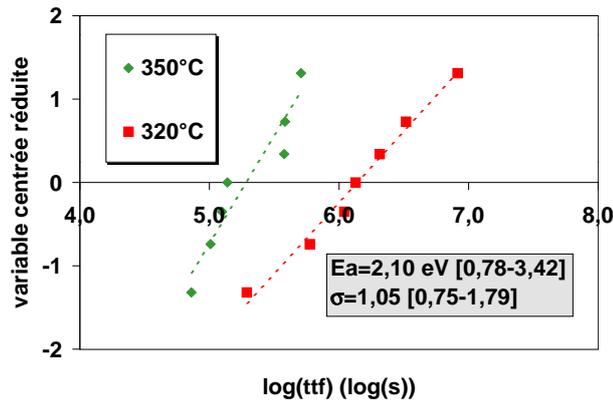


Figure 12.7: Résultats d'électromigration obtenus avec la barrière CoWP B2

Résultats pour la variante NiMoP

Les résultats sont donnés sur la figure 12.8. On obtient une énergie d'activation de 0,97 eV. Cette valeur est supérieure à la valeur de référence mais néanmoins reste dans la gamme de valeurs signifiant une diffusion à l'interface supérieure. En revanche on note que, malgré la présence d'une barrière TiN, les distributions sont extrêmement peu dispersées avec un sigma de 0,29 très proche des meilleurs résultats obtenus avec une intégration mature (barrières TaN/Ta+encapsulation SiCN) qui était de 0,24.

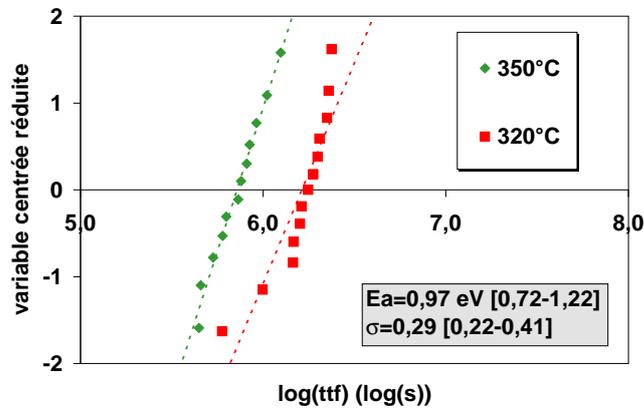


Figure 12.8: Résultats d'électromigration obtenues avec la barrière NiMoP

12.3 Synthèse

Du point de vue de l'électromigration, ces premiers résultats semblent montrer une réelle amélioration. L'énergie d'activation pour la meilleure variante est proche de celle du cuivre massif. Comme le mentionne [Hu *et al.*, 2005], la suppression du chemin de conduction à l'interface cuivre - encapsulation métallique n'est pas totalement comprise. On peut penser à une meilleure énergie de liaison (liaison métallique) dans le cas d'une interface cuivre / barrière auto-positionnée. Dans ce cas, les durées de vie extrapolées aux conditions de fonctionnement sont quasi-infinies à l'échelle humaine, les conditions de fiabilité requises pour le noeud 32 nm sont alors largement remplies. En revanche, la présence d'une barrière métallique ne constitue pas systématiquement une condition suffisante pour bloquer la diffusion à l'interface supérieure comme le montre la variante CoWP A ou la variante NiMoP. On observe de plus une augmentation de la résistivité du cuivre qui annihile le bénéfice de la diminution de la capacité interligne dans le délai RC.

Conclusions

Conclusions

Un des défis majeurs des prochaines générations de circuits intégrés concerne les interconnexions. Les lignes de cuivre reliant les composants actifs vont délimiter les performances et la fiabilité des futurs microprocesseurs. Les performances des interconnexions dépendent de la résistivité effective de la ligne métallique et du coefficient diélectrique de l'isolant interligne. Pour accroître les performances, de nouveaux isolants à faible permittivité et des barrières de diffusion d'épaisseur réduite sont introduits. De plus la réduction des dimensions entraîne une modification de la résistivité du cuivre et une augmentation de la densité de courant. L'objectif de cette thèse était d'analyser cette augmentation de résistivité et d'approfondir les connaissances d'électromigration dans les lignes d'interconnexions dans lesquelles sont intégrées ces nouveaux matériaux.

D'une part, une étude très détaillée de l'augmentation de la résistivité dans le cuivre lorsque les dimensions minimales des lignes deviennent du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen de l'électron a été menée. Un modèle basé sur les travaux de [Mayadas et Shatzkes, 1970] a été proposé. L'augmentation de résistivité est expliquée d'une part par une diffusion des électrons aux joints de grains du cuivre, un premier paramètre ($1-R_m$) est introduit correspondant à la probabilité de passage de l'électron aux joints de grains et d'autre part par une diffusion des électrons sur les parois de lignes. Un deuxième paramètre p correspondant à la probabilité de réflexion élastique de l'électron sur les parois rend compte de ce phénomène. La caractérisation électrique des lignes de largeur inférieure à 50 nm a été réalisée à l'aide d'une méthode d'extraction électrique de la résistivité et de la surface du cuivre. L'incertitude sur les valeurs obtenues a été estimée. Nous avons effectivement observé une augmentation de résistivité. Le modèle de Mayadas permet de modéliser correctement les données expérimentales. En revanche, nous avons montré que les deux mécanismes de dispersion des électrons possédaient la même dépendance en fonction de la largeur et nous avons mentionné la difficulté de différencier les deux mécanismes. Des études complémentaires devront être menées pour caractériser plus finement les deux phénomènes : mesure de taille de grain, variation de l'épaisseur des lignes avec des CMP plus ou moins longs, mesure de rugosité des flancs par AFM ...

D'autre part, une étude globale de l'électromigration dans les interconnexions des prochaines générations d'interconnexion a été réalisée. L'interprétation des résultats a été accomplie à l'aide de la modélisation de [Korhonen *et al.*, 1993]. Celle-ci prend en compte le confinement du cuivre dans le phénomène de diffusion du métal sous l'effet d'un « vent » d'électrons par l'intermédiaire d'un module effectif B . Ce module a été déterminé pour nos géométries de ligne et pour nos

Conclusions

paramètres matériaux grâce au logiciel d'éléments finis CASTEM. Des études classiques d'électromigration (solicitation en température et en courant, observation MEB post mortem) nous ont permis d'extraire le comportement en électromigration des nouveaux matériaux utilisés pour accroître les performances électriques des lignes d'interconnexions. Nous avons observé tout d'abord une diminution des performances en électromigration avec l'utilisation d'un diélectrique poreux. Les propriétés de ce matériau sont une faible permittivité électrique dans le but de diminuer le couplage interligne et un module de Young faible dû à la présence de porosité dans le diélectrique. La simulation du B montre une réduction du module effectif avec l'utilisation de ce matériau. Les solutions analytiques du modèle de Korhonen indiquent alors une augmentation de durée de vie pour une durée de vie limitée par la nucléation d'une cavité et une diminution de la durée de vie dans le cas d'une durée de vie limitée par la croissance d'une cavité. Nos résultats expérimentaux indiquent une énergie d'activation identique à celle obtenue avec un isolant dense indiquant un lieu de diffusion identique dans les deux cas mais une durée de vie une décade inférieure dans le cas du matériau poreux. La durée de vie semble donc limitée par la croissance d'une cavité. Les interpolations aux conditions de fonctionnement indiquent que le matériau poreux ne répond pas aux exigences du noeud 65 nm en terme de fiabilité. L'impact de la barrière de diffusion (PVD TaN/Ta, ALD TaN, CVD TiN) a été déterminé. On observe une énergie d'activation quasi similaire pour chaque variante possédant une barrière PVD TaN/Ta (environ 0.8 eV). En revanche on obtient une augmentation de la dispersion des résultats en diminuant l'épaisseur de la ligne et une diminution de la dispersion en procédant à un plasma H₂ avant dépôt de la barrière. L'énergie d'activation obtenue pour la barrière TiN est plus faible (0.62 eV) et la dispersion des résultats plus importantes que dans le cas d'une barrière TaN/Ta. Il est difficile d'interpréter cette énergie d'activation et nous pensons que cette réduction d'énergie peut être liée à un dépôt cuivre (CVD) non optimisé. En revanche on observe une durée de vie aux conditions de test largement supérieure à la barrière PVD TaN/Ta. Ce résultat pourrait être lié à l'épaisseur de la barrière CVD TiN plus importante et donc un confinement du cuivre plus élevé. La barrière ALD possède la largeur de barrière la plus fine (3,5 nm) et donc la résistivité effective la plus faible. Du point de vue électromigration, on observe un comportement multimodal des ruptures qui nous empêche d'extraire de façon correcte une énergie d'activation. En procédant aux extrapolations aux conditions de fonctionnement, on montre qu'aucune de ces trois barrières ne permet d'obtenir les performances souhaitées avec un diélectrique poreux pour le noeud 65 nm. Nous avons ensuite montré l'impact du coin supérieur des lignes de cuivre sur l'électromigration à l'aide de nouvelles caractérisations morphologiques : MEB in situ et EBSD. La première permet de suivre l'évolution en temps réel de la croissance d'une cavité tandis que la seconde permet de corrélérer la présence d'une cavité avec les orientations cristallines de part et d'autre de la cavité. Nous avons ainsi montré que la nucléation de cavité est favorisée à l'intersection d'un joint de grains et de la barrière de diffusion. Nous n'avons pu conclure sur la présence d'une orientation cristalline favorisant l'électromigration. La réduction des dimensions des lignes n'entraîne pas une chute marquée des durées de vie mais l'on observe une augmentation de la dispersion des ruptures. De nouveaux procédés ont été évalués dans le but d'améliorer le comportement en électromigration des interconnexions.

L'utilisation d'alliage de cuivre a permis d'obtenir une énergie d'activation plus élevée (1,3 eV), mais en contrepartie une résistivité supérieure du cuivre à été mesurée. Différents procédés de dépôt de barrière métallique auto-positionnée permettant de réduire la capacité interligne à été évalués. Ces barrières supérieures métalliques ont permis d'améliorer très nettement les performances en électromigration. Une énergie d'activation proche de la valeur théorique du cuivre massif à été obtenue signifiant un blocage complet des chemins de diffusion aux interfaces. Le phénomène d'électromigration aux conditions de fonctionnement des circuits intégrés est alors quasi nul. En revanche, la présence d'une barrière métallique n'est pas une condition suffisante pour obtenir de telle performance. On note aussi une augmentation possible de la résistivité du cuivre par diffusion des éléments de la barrière dans la matrice de cuivre. Ces études ont été menées sur des structures simples niveaux. Pour la compléter, il est nécessaire de qualifier des structures doubles niveaux dont une des particularités est la présence d'une barrière de diffusion en fond de via. La caractérisation par MEB in situ pourra être couplée avec une analyse EBSD et menée sur des largeurs de ligne plus étroites. Les barrières métalliques semblent très prometteuses et des études complémentaires devront être menées avec notamment plus de statistiques et des caractérisations des défauts post mortem.

Annexe

Annexe A

Étude des structures à deux niveaux

Nous présentons dans cette annexe les empilements définis pour la caractérisation des structures à deux niveaux. Le masque est un masque de ST microelectronics pour l'étude du noeud 65 nm : C65L3 . Le diélectrique utilisé est le matériau SiOCH dense décrit dans le chapitre 8. Le cuivre a été déposé par PVD SIP puis par ECD. L'encapsulation est un diélectriques SiCN. Les échantillons ont été réalisés jusqu'au niveau 3. Les différentes variantes concernent la barrière de diffusion (utilisation d'une barrière PVD, PVD « punch through¹ » et ALD) et le recuit pré-CMP (400 °C ou 250 °C) et sont décrite dans le tableau A.1.

Barrière de diffusion	Température de recuit
PVD Ta/TaN (350 nm)	400 °C
PVD Ta/TaN (250 nm)	400 °C
PVD Ta/TaN (250 nm)	250 °C
PVD Ta/TaN (250 nm)+ « punch through »	400 °C
ALD TaN (20 cycles) +PVD Ta (10 nm)	400 °C
PVD Ta (5 nm) + ALD TaN (20 cycles)	400 °C

Tableau A.1: description des différentes variantes du lot d'études des structures double niveaux

Les objectifs de cette étude étaient les suivants :

- Étudier l'impact de l'épaisseur de la barrière sur la fiabilité (structures de test de longueur 250 μm).

¹Cette technique consiste à repulvériser la barrière en fond de via pour diminuer son épaisseur.

Chapitre A. Étude des structures à deux niveaux

- Étudier l'impact de l'épaisseur de la barrière sur l'effet de Blech avec des structures de test de longueurs variables : 5 μm , 10 μm , 25 μm , 50 μm , 150 μm et 250 μm .
- Étudier l'influence de la texture sur l'électromigration. Pour cela des mesures de texture par diffraction X (XRD -X Ray Diffraction) ont été réalisées par la société HyperNex Inc [Gittleman et Kozaczek, 2005]. Cette caractérisation permet d'obtenir une cartographie des orientations sur la plaque entière.

Bibliographies

Bibliographie

- [Adda *et al.*, 1987a] ADDA, Y., DUPOUY, J. M. et PHILIBERT, J. (1987a). *Eléments de métallurgie physique*, volume 2 physique du métal, page 412. INSTN - CEN Saclay.
- [Adda *et al.*, 1987b] ADDA, Y., DUPOUY, J. M. et PHILIBERT, J. (1987b). *Eléments de métallurgie physique*, volume 2 physique du métal, page 415. INSTN - CEN Saclay.
- [Adda *et al.*, 1987c] ADDA, Y., DUPOUY, J. M. et PHILIBERT, J. (1987c). *Eléments de métallurgie physique*, volume 4 diffusion-transformation. INSTN - CEN Saclay.
- [Arnal *et al.*, 2004] ARNAL, V., HOOFMAN, R. J. O. M., ASSOUS, M., BANCKEN, P. H. L., BROKAART, M., BRUN, P., CASANOVA, N., CHAPELON, L. L., CHEVOLLEAU, T., COWACHE, C., DAAMEN, R., FARCY, A., FAYOLLE, M., FELDIS, H., FURUKAWA, Y., GOLDBERG, C., GOSSET, L. G., GUEDJ, C., HAXAIRE, K., HINSINGER, O., JOSSE, E., JULLIAN, S., LOUVEAU, O., MICHELON, J., POSSEME, N., RIVOIRE, M., ROMAN, A., VANDEWEYER, T., VERHEIJDEN, J. A. M. et TORRES, J. (2004). Process optimisation and dual damascene integration of porous cvd sioc dielectric at 2.4 and 2.2 k-values for 45 nm cmos technology. *Interconnect Technology Conference, 2004. Proceedings of the IEEE 2004 International*, pages 202–204.
- [Arnaud *et al.*, 2003] ARNAUD, L., BERGER, T. et REIMBOLD, G. (2003). Evidence of grain-boundary versus interface diffusion in electromigration experiments in copper damascene interconnects. *Journal of Applied Physics*, 93(1):192–204.
- [Barbé, 2005] BARBÉ, J. C. (2005). Résultats internes. CEA LETI.
- [Berger, 2001] BERGER, T. (2001). *Analyse du comportement d'interconnexions damascènes en cuivre testées en électromigration*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Spécialité génie des matériaux.
- [Besling *et al.*, 2004] BESLING, W. F. A., IGNACIMOUTTOU, M.-L., HUMBERT, A., MELLIER, M. et TORRES, J. (2004). Continuity and morphology of tan barriers deposited by atomic layer deposition and comparison with physical vapor deposition. *Microelectronic Engineering*, 76(1-4):60–69.
- [Black, 1969] BLACK, J. R. (1969). Electromigration failure modes in aluminum metallization for semiconductor devices. *Proceedings of the IEEE*, 57(9):1587–1594.
- [Blatt, 1968] BLATT, F. J. (1968). *Physics of Electronic Conduction in Solids*. McGraw-Hill Book Compagny.

Bibliographie

- [Blech, 1976] BLECH, I. A. (1976). Electromigration in thin aluminum films on titanium nitride. *Journal of Applied Physics*, 47(4):1203–1208.
- [Burton et Greenwood, 1970] BURTON, B. et GREENWOOD, G. W. (1970). *Metal Sci. J.*, 4:215.
- [Cayron et Guillaumond, 2005] CAYRON, C. et GUILLAUMOND, J. F. (2005). Étude par ebsd de la microstructure des lignes d'interconnexions en cu pour la compréhension des mécanismes d'électromigration : faisabilité. Rapport technique, CEA.
- [Chambers, 1950] CHAMBERS, R. (1950). The conductivity of thin wires in a magnetic field. *Proc. Roy. Soc. A*, 202:378.
- [Chang *et al.*, 2002] CHANG, C.-C., JENG, J. S. et CHEN, J. S. (2002). Microstructural and electrical characteristics of reactively sputtered ta-n thin films. *Thin Solid Films*, 413(1-2):46–51.
- [Chapelon *et al.*, 2004] CHAPELON, L. L., ARNAL, V., BROEKAART, M., GOSSET, L. G., VITIELLO, J. et TORRES, J. (2004). Characterization and integration of a cvd porous sioch ($k < 2.5$) with enhanced mechanical properties for 65 nm cmos interconnects and below. *Microelectronic Engineering*, 76(1-4):1–7.
- [Claret, 2005] CLARET, N. (2005). Résultats internes. CEA LETI.
- [Clement, 1997] CLEMENT, J. J. (1997). Reliability analysis for encapsulated interconnect lines under dc and pulsed dc current using a continuum electromigration transport model. *Journal of Applied Physics*, 82(12):5991–6000.
- [Clement, 2001] CLEMENT, J. J. (2001). Electromigration modeling for integrated circuit interconnect reliability analysis. *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on*, 1(1):33–42.
- [Clement et Thompson, 1995] CLEMENT, J. J. et THOMPSON, C. V. (1995). Modeling electromigration-induced stress evolution in confined metal lines. *Journal of Applied Physics*, 78(2):900–904.
- [Drude, 1904] DRUDE (1904). *Annalen der Physik*, 14:936.
- [Fuchs, 1938] FUCHS, K. (1938). The conductivity of thin mettalic films according to the electron theory of metals. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 34:100.
- [Gittleman et Kozaczek, 2005] GITTLEMAN, B. et KOZACZEK, K. (2005). Report on 90 nm structures - 6 pattern for electromigration studies. Rapport technique, Alliance Crolles 2.
- [Gosset *et al.*, 2005] GOSSET, L., CHHUN, S., FARCY, A., FLAKE, J., MICHAELSON, L., ACOSTA, E., COLLARD, H., MATHEW, V., GARCIA, S., GALL, M., HAUSCHILDT, M., GARNETT, T., CHATTERJEE, R., JIANG, J., KIM, K., BAGCHI, S., GUENTHER, T., DAAMEN, R., ROULE, A. et HAUMESSER, P. (2005). quaterly report of the electroless self-aligned barrier working group-q1 2005. Rapport technique, CEA LETI - Alliance Crolles 2.
- [Gosset *et al.*, 2004] GOSSET, L. G., CHHUN, S., FARCY, A., CASANOVA, N., ARNAL, V., BESLING, W. F. A. et TORRES, J. (2004). Integration and performances of an alternative ap-

- proach using copper silicide as a self-aligned barrier for 45 nm technology node cu interconnects. *Interconnect Technology Conference, 2004. Proceedings of the IEEE 2004 International*, pages 15–17.
- [Grégoire *et al.*, 2004] GRÉGOIRE, M., GERGAUD, P., THOMAS, O., KORDIC, S. et IGNAT, M. (2004). Comportement thermomécanique de couches minces de cuivre encapsulées. *seminaire stressnet : Rôle des contraintes mécaniques dans les Micro et Nano-technologies*.
- [Guillaumond, 2002] GUILLAUMOND, J. F. (2002). Etude des interconnexions ultra minces : Electromigration et résistivité électrique. Mémoire de D.E.A., Université Joseph Fourier - École Nationale Supérieure de physique de Grenoble, Spécialité micro-électronique.
- [Guillaumond *et al.*, 2002] GUILLAUMOND, J. F., ARNAUD, L., MOURIER, T., FAYOLLE, M., PESCI, O. et REIMBOLD, G. (2002). Analysis of resistivity in nano-interconnect : full range (4.2-300 k) temperature characterization. *Interconnect Technology Conference, 2004. Proceedings of the IEEE 2002 International*.
- [Gupta, 1995] GUPTA, D. (1995). Diffusion in several materials relevant to cu interconnection technology. *Materials Chemistry and Physics*, 41(3):199–205.
- [Guyader, 2004] GUYADER, P. (2004). Characterisation of porous low k dielectric (orion) hcmos10. Rapport technique 04-1594, Alliance Crolles 2.
- [Hau-Riege *et al.*, 2004] HAU-RIEGE, C. S., HAU-RIEGE, S. P. et MARATHE, A. P. (2004). The effect of interlevel dielectric on the critical tensile stress to void nucleation for the reliability of cu interconnects. *Journal of Applied Physics*, 96(10):5792–5796.
- [Hau-riege et Thompson, 2000] HAU-RIEGE, S. P. et THOMPSON, C. V. (2000). The effects of the mechanical properties of the confinement material on electromigration in metallic interconnects. *journal of materials science*, 15(8):1797–1802.
- [Higashi *et al.*, 2004] HIGASHI, K., YAMAGUCHI, H., OMOTO, S., SAKATA, A., KATATA, T., MATSUNAGA, N. et SHIBATA, H. (2004). Highly reliable pvd/ald/pvd stacked barrier metal structure for 45-nm node copper dual-damascene interconnects. *Interconnect Technology Conference, 2004. Proceedings of the IEEE 2004 International*, pages 6–8.
- [Ho *et al.*, 2004] HO, P. S., LEE, K. D., YOON, S., LU, X. et OGAWA, E. T. (2004). Effect of low k dielectrics on electromigration reliability for cu interconnects. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 7(3):157–163.
- [Hu *et al.*, 2005] HU, C. K., GIGNAC, L. et ROSENBERG, R. (2005). Electromigration of cu/low dielectric constant interconnects. *Microelectronics and Reliability*. En cours de correction.
- [Hu *et al.*, 2002] HU, C. K., GIGNAC, L., ROSENBERG, R., LINIGER, E., RUBINO, J., SAMBUCCETTI, C., DOMENICUCCI, A., CHEN, X. et STAMPER, A. K. (2002). Reduced electromigration of cu wires by surface coating. *Applied Physics Letters*, 81(10):1782–1784.
- [Hu *et al.*, 2004] HU, C. K., GIGNAC, L. M., ROSENBERG, R., HERBST, B., SMITH, S., RUBINO, J., CANAPERI, D., CHEN, S. T., SEO, S. C. et RESTAINO, D. (2004). Atom motion of cu and co in cu damascene lines with a cowp cap. *Applied Physics Letters*, 84(24):4986–4988.

Bibliographie

- [Hu *et al.*, 1999] HU, C. K., ROSENBERG, R. et LEE, K. Y. (1999). Electromigration path in cu thin-film lines. *Applied Physics Letters*, 74(20):2945–2947.
- [Huntington et Grone, 1961] HUNTINGTON, H. B. et GRONE, A. R. (1961). Current-induced marker motion in gold wires. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 920(1-2):76–87.
- [ITRSRoadMap, 2003] ITRSROADMAP (2003). Semiconductor industry association.
- [Joulaud *et al.*, 2004] JOULAUD, M., HAUMESSER, P. H., JAMMER, W., HAHN, M., WIRTH, A., MAYER, D., WÜRL, R., DOPPELT, P. et PASSEMARD, G. (2004). Electroless nimo-p films as capping layers for copper interconnects. *Advanced Metallization Conference*.
- [Korhonen *et al.*, 1993] KORHONEN, M. A., BORGESSEN, P., TU, K. N. et LI, C. Y. (1993). Stress evolution due to electromigration in confined metal lines. *Journal of Applied Physics*, 73(8):3790–3799.
- [Kuan *et al.*, 2000] KUAN, T. S., INOKI, C. K., OEHRLEIN, G. S., ROSE, K., ZHAO, Y. P., WANG, G. C., ROSSNAGEL, S. M. et CABRAL, C. (2000). Fabrication and performance limits of sub-0.1 microm cu interconnects. *Mta. Res. Soc. symp. Proc.*, D7.1.1:612.
- [Lane *et al.*, 2003] LANE, M. W., LINIGER, E. G. et LLOYD, J. R. (2003). Relationship between interfacial adhesion and electromigration in cu metallization. *Journal of Applied Physics*, 93(3):1417–1421.
- [Lide, 1995] LIDE, D. R. (1995). *Handbook of chemistry and physics*. CRC Press, 1995-1996 édition.
- [Liniger *et al.*, 2003] LINIGER, E. G., HU, C. K., GIGNAC, L. M. et SIMON, A. (2003). Effect of liner thickness on electromigration lifetime. *Journal of Applied Physics*, 93(12):9576–9582.
- [Lloyd *et al.*, 2002] LLOYD, J. R., LANE, M. W. et LINIGER, E. G. (2002). Relationship between interfacial adhesion and electromigration in cu metallization. *Integrated Reliability Workshop Final Report*, pages 32–35.
- [Lustig *et al.*, 2005] LUSTIG, N., STANDAERT, T., HOINKIS, M., MATUSIEWITZ, G., KO, T., SIMON, A., PONOY, S., WERKING, J., SMITH, J., DEHAVEN, P., FLAITSZ, P., FRYE, A., MIYATA, K., GRECO, S., EDELSTEIN, D., SANKARA, S. et IVERS, T. (2005). Damascene copper line resistance analysis. *Sematech Resistivity Workshop*.
- [Mayadas et Shatzkes, 1970] MAYADAS, A. F. et SHATZKES, M. (1970). The conductivity of thin wires in a magnetic field. *Physical review B*, 1(4):1382.
- [MontesDeOca-Valero, 2002] MONTESDEOCA-VALERO, J. A. (2002). *Élaboration du carbure et du nitrure de titane par des procédés chimiques et physiques en phase vapeur : caractérisation de la microstructure*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, Spécialité physicochimie de la matière condensée.
- [Mourier, 2000] MOURIER, T. (2000). Le dépôt de cuivre par voie électrolytique appliqué à la réalisation d’interconnexions avancées en microélectronique. Mémoire d’ingénieur CNAM en métallurgie. C.U.E.F.A. Grenoble.

-
- [Philibert, 1986] PHILIBERT, J. (1986). *Diffusion et transport de matière dans les solides*. Les Editions de Physiques.
- [Shatzkes et Lloyd, 1986] SHATZKES, M. et LLOYD, J. R. (1986). A model for conductor failure considering diffusion concurrently with electromigration resulting in a current exponent of 2. *Journal of Applied Physics*, 59(11):3890–3893.
- [Solomentsev et al., 2005] SOLOMENTSEV, Y., LEAVY, M., RUSSELL, N. et LUTTMER, J. (2005). Effects of process variability on line resistance for copper interconnects. *Sematech Resistivity Workshop*.
- [Sondheimer, 1952] SONDHEIMER, E. H. (1952). The mean free path of electrons in metals. *Advances in Physics*, 1.
- [Steinhog] et al., 2002] STEINHOGL, W., SCHINDLER, G., STEINLESBERGER, G. et ENGELHARDT, M. (2002). Size-dependent resistivity of metallic wires in the mesoscopic range. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 66(7):075414.
- [Steinhog] et al., 2005] STEINHOGL, W., SCHINDLER, G., STEINLESBERGER, G., TRAVING, M. et ENGELHARDT, M. (2005). Comprehensive study of the resistivity of copper wires with lateral dimensions of 100 nm and smaller. *Journal of Applied Physics*, 97(2):023706.
- [Steinlesberger et al., 2002] STEINLESBERGER, G., ENGELHARDT, M., SCHINDLER, G., STEINHÖGL, W., von GLASOW, A., MOSIG, K. et BERTAGNOLLI, E. (2002). Electrical assessment of copper damascene interconnects down to sub-50 nm feature sizes. *Microelectronic Engineering*, 64(1-4):409–416.
- [Surholt et al., 1994] SURHOLT, T., MISHIN, Y. M. et C.HERZIG (1994). Grain-boundary diffusion and segregation of gold in copper : investigation in the type-b and type-c kinetic regimes. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 50(6):3577–3587.
- [Thomson, 1901] THOMSON, J. J. (1901). *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 11:120.
- [Tonegawa et al., 2003] TONEGAWA, T., HIROI, M., MOTOYAMA, K., FUJII, K. et MIYAMOTO, H. (2003). Suppression of bimodal stress-induced voiding using high-diffusive dopant from cu-alloy seed layer. *Interconnect Technology Conference, 2003. Proceedings of the IEEE 2003 International*, pages 216–218.
- [Tu, 2003] TU, K. N. (2003). Recent advances on electromigration in very-large-scale-integration of interconnects. *Journal of Applied Physics*, 94(9):5451–5473.
- [Vairagar et al., 2004] VAIRAGAR, A. V., MHAISALKAR, S. G., KRISHNAMOORTHY, A., TU, K. N., GUSAK, A. M., MEYER, M. A. et ZSCHECH, E. (2004). In situ observation of electromigration-induced void migration in dual-damascene cu interconnect structures. *Applied Physics Letters*, 85(13):2502–2504.
- [Vanasupa et al., 1999] VANASUPA, L., JOO, Y.-C., BESSER, P. R. et PRAMANICK, S. (1999). Texture analysis of damascene-fabricated cu lines by x-ray diffraction and electron backscatter diffraction and its impact on electromigration performance. *Journal of Applied Physics*, 85(5):2583–2590.

Bibliographie

- [Wang *et al.*, 2004] WANG, C. M., HSIEH, J. H., FU, Y. Q., LI, C., CHEN, T. P. et LAM, U. T. (2004). Electrical properties of tan-cu nanocomposite thin films. *Ceramics International*, 30(7):1879–1883.
- [Wu *et al.*, 2004] WU, W., BRONGERSMA, S. H., HOVE, M. V. et MAEX, K. (2004). Influence of surface and grain-boundary scattering on the resistivity of copper in reduced dimensions. *Applied Physics Letters*, 84(15):2838–2840.

Bibliographie personnelle

1. *Influence of diffusion barrier on reliability. Identification of diffusion paths in cu / porous low k interconnect*,
J.F. Guillaumont, L. Arnaud, C. Guedj, V. Arnal, W.F.A. Besling, G. Reibold, M. Dupeux et J.Torres,
International reliability Physics Symposium(IRPS), 2005
2. *Analysis of electromigration mechanisms in ULK/copper advanced interconnect. Influence of the Cu/diffusion barrier interface*,
J.F. Guillaumont, C. Guedj, L. Arnaud, V. Arnal, C. Cayron, M. Dupeux, N. Claret, A. Toffoli, A. Roule, S. Maitrejean, G. Reibold, G.Passemard, J. Torres et F.Boulangier,
Accepté à 12th International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits (IPFA), 2005 (non publié)
3. *Analysis of resistivity in nano-interconnect : full range (4.2-300 K) temperature characterization*,
J.F. Guillaumont, L. Arnaud, T. Mourier , M. Fayolle, O. Pesci et G. Reibold,
International Interconnect Technology Conference (IITC), 2-4 June 2003 Page(s) :132 - 134
4. *Analysis of Electromigration voiding phenomena in Cu interconnects*,
L. Arnaud, **J.F. Guillaumont**, N. Claret, C. Cayron, C. Guedj, V. Arnal, G. Reibold, G. Passemard, J. Torrès,
International reliability Physics Symposium(IRPS), 2006
5. *Reliability challenges accompanied with interconnect downscaling and ultra low-k dielectrics*,
R.J.O.M. Hoofman, J. Michelon, P.H.L. Bancken, R. Daamen, G.J.A.M. Verheijden, V. Arnal, O. Hinsinger, L.G. Gosset, A. Humbert, W.F.A. Besling, C. Goldberg, R. Fox, L. Michaelson, C. Guedj, **J.F. Guillaumont**, V. Jousseau, L. Arnaud, D.J. Gravesteijn, J. Torres et G. Passemard,
International Interconnect Technology Conference (IITC), June 2005
6. *Cu Resistivity in Narrow Lines : Effect of Metallization Scheme*,
S. Maitrejean, A. Roule, **J.F Guillaumont**, M. Fayolle, A. Roman, T. Morel, D. Bouchu, P.H. Haumesser, L. Arnaud et G. Passemard,
Materials Research Society Spring Meeting 2005

7. *Influence of the diffusion barriers on the dielectric reliability of ULK/Cu advanced interconnects*,
C. Guedj, V. Arnal , **J.F. Guillaumond**, L. Arnaud, J.P. Barnes, A. Toffoli, V. Jousseume, A. Roule, S. Maitrejean, L.L. Chapelon, G. Reimbold, J. Torres et G. Passemard, International Interconnect Technology Conference (IITC), June 2005
8. *Challenges for Interconnect of Future CMOS Generations : Implementation of Emerging Processes and Alternative Architectures* ,
V. Arnal, L. Gosset, W. Besling, A. Farcy, L. Chapelon, A. Fuchsmann, J. Vitiello, S. Chhun, M. Aimadeddine, C. Guedj, **J.F. Guillaumond** et J. Torres ,
207th Meeting of The Electrochemical Society 2005
9. *Bias-stress-induced evolution of the dielectric properties of porous-ULK/ copper advanced interconnects*, C. Guedj, X. Portier, F. Mondon, V. Arnal, **J.F. Guillaumond**, L. Arnaud, J.P. Barnes, V. Jousseume, A. Roule, S. Maitrejean, L.L. Chapelon, G. Reimbold, J. Torres et G. Passemard,
The 14th biennial Conference on Insulating Films on Semiconductors, INFOS 2005
10. *Electro-optical reliability characterization of advanced Cu/Low-K interconnects*,
C. Guedj, **J.F. Guillaumond**, F. Mondon, L. Arnaud, V. Arnal, G. Reimbold et J.Torres, IEEE International Reliability Physics Symposium IRPS 2005
11. *Influence of the sidewall diffusion barrier on the transport properties of advanced Cu/Low-K interconnects*,
C. Guedj, **J.F. Guillaumond**, L. Arnaud, V. Arnal, M. Aimadeddine, G. Reimbold et J.Torres,
Materials for Advanced Metallization MAM 2005
12. *Integration of ALD TaN barriers in porous low-k interconnect for the 45 nm node and beyond; solution to relax electron scattering effect*,
W.F.A. Besling, V. Arnal, **J.F. Guillaumond**, C. Guedj, M. Broekaart, L.L. Chapelon, A. Farcy, L. Arnaud, J Torres,
J Electron Devices Meeting, 2004. IEDM Technical Digest. IEEE International 13-15 Dec. 2004 Page(s) :325 - 328
13. *Dielectric properties of stabilized porous ULK/Cu interconnects*, C. Guedj, L. Arnaud , M. Fayolle, V. Jousseume, **J.F. Guillaumond**, J. Cluzel, A.Toffoli , G. Reimbold et D. Bouchu,
Nanoelectronics Materials Conference March 2-4, 2004 - Grenoble (France)
14. *Influence of SiH₄ process step on physical and electrical properties of advanced copper interconnects*,
S. Chhun, L.G. Gosset, N. Casanova, **J.F. Guillaumond**, P. Dumont-Girard, X. Feder-spiel, R. Pantel, V. Arnal, L. Arnaud et J. Torres,
Microelectronic Engineering, Volume 76, Issues 1-4, October 2004, Pages 106-112
15. *Effect of pore sealing on the reliability of ULK/Cu interconnects*,
C. Guedj, L. Arnaud, M. Fayolle, V. Jousseume, **J.F. Guillaumond**, J. Cluzel, A.

- Toffoli, G. Reibold et D. Bouchu,
Interconnect Technology Conference, 2004. Proceedings of the IEEE 2004 International
7-9 June 2004 Page(s) :148 - 150
16. *Integration and characterization of a self-aligned barrier to Cu diffusion based on copper silicide*,
L. G. Gosset, V. Arnal, S. Chhun, N. Casanova, M. Mellier, J.P. Reynard, X. Federspiel,
J.F. Guillaumont, L. Arnaud et J. Torres,
Advanced Metallization Conference (AMC) 2003
17. *Influence of dielectric layers on electromigration results in Cu interconnects*
L. Arnaud, **J.F. Guillaumont**, O. Pesci, M. Fayolle et G. Reibold,
Interconnect Technology Conference, 2003. Proceedings of the IEEE 2003 International
2-4 June 2003 Page(s) :30 - 32