



Etude de la thermomigration de l'aluminium dans le silicium pour la réalisation industrielle de murs d'isolation dans les composants de puissance bidirectionnels

Benjamin Morillon

► To cite this version:

Benjamin Morillon. Etude de la thermomigration de l'aluminium dans le silicium pour la réalisation industrielle de murs d'isolation dans les composants de puissance bidirectionnels. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. INSA de Toulouse, 2002. Français. NNT: . tel-00010945

HAL Id: tel-00010945

<https://theses.hal.science/tel-00010945>

Submitted on 10 Nov 2005

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

préparée au

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

En vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse

Spécialité : Conception des Circuits Microélectroniques et Microsystèmes

par

Benjamin MORILLON

Ingénieur INSA de Rennes

ETUDE DE LA THERMOMIGRATION DE L'ALUMINIUM DANS LE SILICIUM POUR LA REALISATION INDUSTRIELLE DE MURS D'ISOLATION DANS LES COMPOSANTS DE PUISSANCE BIDIRECTIONNELS

Soutenue le 18 juillet 2002, devant la commission d'examen :

MM.	J-M. DORKEL	Président
	O. BONNAUD	Examineur
	J-M. DILHAC	Directeur de thèse
	D. MATHIOT	Rapporteur
	B. PICHAUD	Rapporteur
	J-B. QUOIRIN	Examineur

"Qu'on laisse un roi tout seul sans aucune satisfaction des sens, sans aucun soin dans l'esprit, sans compagnies et sans divertissements, penser à lui tout à loisir, et l'on verra qu'un roi sans divertissement est un homme plein de misères."

Blaise PASCAL

A Juliette,

*A mes parents,
A mes sœurs.*

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été réalisée dans le cadre d'une convention CIFRE associant le Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS-CNRS) de Toulouse et la société STMicroelectronics de Tours.

Tout d'abord, je tiens à remercier Messieurs Jean-Claude LAPRIE, directeur du LAAS-CNRS et Michel DUMONT, directeur du site STMicroelectronics de Tours pour m'avoir accueilli au sein de leur établissement respectif.

Je remercie tout particulièrement Monsieur Jean-Baptiste QUOIRIN, directeur du service Recherche & Développement de STMicroelectronics Tours, pour son constant soutien pendant cette thèse et pour la confiance qu'il m'a témoignée en me proposant un poste en R&D.

J'ai aussi une pensée pour Monsieur Georges CHARITAT, directeur de recherches au LAAS-CNRS et responsable du groupe CIP (Composants et Intégration de Puissance), décédé brutalement cette année. Merci à lui pour m'avoir accueilli dans son groupe de recherche.

Je tiens particulièrement à exprimer toute ma gratitude envers mon directeur de thèse Monsieur Jean-Marie DILHAC, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, pour m'avoir permis d'effectuer ces travaux. Je le remercie également pour toute l'aide qu'il a pu m'apporter pendant mon séjour à Toulouse. Que ces quelques mots l'assurent de ma profonde reconnaissance.

Je remercie aussi Madame Christine ANCEAU, responsable de l'équipe "Nouvelles Technologies" au sein du service R&D de STMicroelectronics, pour avoir encadré mes travaux à Tours et pour la grande autonomie dont j'ai pu bénéficié à cette occasion.

Je tiens à rendre hommage à François POULIN, maintenant Ingénieur chez Altis Semiconducteur, pour avoir été mon relais industriel pendant mon séjour à Toulouse. Merci à lui pour m'avoir fait découvrir le site de Tours, pour ses conseils, son intérêt toujours constant pour mon travail, le tout avec une chaleur humaine inégalable.

Je remercie aussi Monsieur Philippe LETURCQ, ancien professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, pour avoir été à l'initiative de l'étude de la thermomigration au LAAS-CNRS.

Je remercie également les membres du jury :

- Monsieur Jean-Marie DORKEL, Professeur à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

- Monsieur Olivier BONNAUD, Professeur à l'Université de Rennes I, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

- Monsieur Daniel MATHIOT, Professeur à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, pour avoir accepté de juger ce travail en qualité de rapporteur.

- Monsieur Bernard PICHAUD, Professeur à la Faculté Technique de Saint Jérôme de Marseille, pour son rôle de rapporteur et ses remarques pertinentes, notamment sur la partie "défauts cristallins" de mon travail.

Je tiens à remercier toutes les personnes du LAAS-CNRS qui m'ont aidé au niveau technique et/ou qui ont fait de mon séjour à Toulouse un moment agréable :

- Monsieur Christian GANIBAL, Ingénieur de Recherche au CNRS, pour son aide et ses compétences précieuses sur le four RTP.

- les doctorants du groupe CIP (qui sont maintenant docteurs pour la plupart !) : Ouassim BERRAIES, Guillaume BONNET, Thierry BORDIGNON, Olivier CAUSSE, Nathalie CEZAC, Daniela DRAGOMIRESCU, Adeline FEYBESSE, Olivier GONNARD, Eric IMBERNON, Marc MARMOUGET, Ghislain TROUSSIER, Moaniss ZITOUNI et parmi eux mes collègues de bureau : Géraldine BERTRAND, Christelle DELAGE, Sylvie ROUX et David TREMOUILLES.

- Dominique DAURAT et Isabelle NOLHIER, pour leur aide précieuse dans les démarches administratives et pour leur bonne humeur.

- les membres permanents du groupe CIP et notamment, Marise BAFLEUR, Frédéric MORANCHO, Nicolas NOLHIER (merci pour le film !) et Jean-Louis SANCHEZ.

- le personnel technique du service TEAM, Monique BENOIT, Véronique CONEDERA, Monique DILHAN, Thierry DO CONTO, Lionel FURGAL, Françoise ROSSEL et Bernard ROUSSET. Merci à eux pour leurs conseils et leur aide parfois providentielle !

- et puis, pour finir, Elena BEDEL-PEREIRA, Henri CAMON, Daniel DAURAT et Nicolas MAURAN. La liste n'est sûrement pas complète, que les personnes oubliées veuillent bien me pardonner !

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à un très grand nombre de personnes de STMicroelectronics Tours qui ont permis mon intégration dans l'entreprise, tant d'un point de vue humain que professionnel. Merci à vous encore :

- toutes les personnes du service R&D et notamment Saïd AACHBOUN pour son support pour l'installation du nouveau four, Gérard AURIEL pour son aide précieuse sur le thyristor sur épitaxie, Claude BERTHELOT, Laurent BELLIERES, Laurent CORNIBERT qui m'a initié au monde étrange de la thermomigration, Dominique DENEUCHATEL pour les innombrables fois où je l'ai dérangée, Christiane LARBI, André LHORTE qui a accepté de m'accueillir dans son équipe suite à cette thèse, Fabien PIERRE, Patrick ROBIN (dit Papy) pour ses multiples conseils avisés, Mathieu ROY, Jean-Michel SIMONNET pour, entre autres, sa relecture du manuscrit (merci chef !) et bien sûr le box du fond, à savoir, Aurore FAVRE (alias Tryphon), Pascal GARDES ("Gazza inside"), Patrick POVEDA (C'est où Tours ?) et Fabrice ROQUETA.

- les membres du Laboratoire de Microélectronique de Puissance (LMP) implanté sur le site de STMicroelectronics Tours : Daniel ALQUIER (la fille du mmm), Brahim BELGACEM (alias Donald Duck), Frédéric CAYREL, Romain FERRAGUT, Stéphane FORSTER, Ludovic GOUX, Christophe MAURIAC et Laurent VENTURA. Le LMP est devenu comme un deuxième labo pour moi, merci à vous.

Parmi eux, je tiens spécialement à remercier Philippe LEDUC pour son amitié fidèle, nos longues discussions nocturnes et bien sûr pour la relecture acharnée de mon manuscrit. J'espère pouvoir en faire autant avec le sien !!

- les membres du service Process Engineering : David ARCHAMBAULT, Franck ALPHONSE, Olivier BEYAERT (Forever Together !), Nicole BRIGANT, Marc DEBRIS (alias Jean Rochefort), Yvonnick DURAND (AD pour les intimes), Chantal GAHIDE, Georges SALVADO-GRILLO (dit le Petit Prince) et Arnaud YVON (Argh la ddv !).

- les personnes du laboratoires d'analyses technologies (LAT) qui m'ont initié aux joies de la micro-section et de l'observation MEB : Franck BALLIN, Yann LEGOFF et Serge MESKO, entre autres.

- et puis pour finir : Claudette BIARD, Bénédicte BOISGARD, Nathalie BOULANGER, Francis DELCROIX, Isabelle DELOMBRE, Stéphanie FAJTL, Arnaud FLORENCE, Franck GALTIE, Armelle GERMANOTTI, Sophie GIMONET, Laurent GONTHIER, Fabrice GUITTON, Véronique HOUDBERT, Wojtek KACZMAREK, Choukri KAROUI, Christine LEJUS, Robert LELONG, Joseph LOWCZYK, Pascale MELLIER, Céline MICHAUX, Jean-Paul MONTAUT, Aline NOIRE, Eric PENOT, Danielle ROBASSE, Carole RONCIN, Gwenael ROUALT, ... et la liste n'est sûrement pas complète.

Je n'oublie pas les personnes de la société AET Technologies travaillant sur le four de thermomigration : Jacques ARDISSONE, Laurent BONIS, Patrick HOSTEIN, Eric GIROT, Jean-François LORENTE et Patrick SCHWALLER. Un grand merci à eux pour cette collaboration exemplaire qui, je l'espère, sera couronnée de succès. Je tiens également à remercier M. Heinz KUMSCHIER de la société SSEC et Mme Simone CASSETTE du LCR d'Orsay pour m'avoir permis de faire des essais sur le scrubber haute pression.

J'ai aussi une pensée pour tous mes amis et proches, Jean-Yves et Madeleine, Yolande, Jean-François, Marina et Laurent, Jordy, Jean-Christophe, Didier et Fannia, Hamadoun, Raoul, sans oublier Mamie et le petit Alexandre.

Et enfin, je tiens à remercier ma famille, mon père, ma mère et mes sœurs, pour m'avoir soutenu non seulement pendant cette thèse mais aussi depuis maintenant près de 27 ans. Que ces quelques mots leur témoignent toute mon affection.

Et puis, bien sûr, je remercie ma compagne Juliette pour avoir supporté l'éloignement géographique et mon humeur très variable pendant la rédaction du manuscrit. Je lui doit aussi beaucoup, ses encouragements constants pendant la thèse, sa relecture assidue du manuscrit... Pour tout cela et pour bien d'autres choses encore... MERCI !!

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I :	
ETAT DE L'ART DE LA TENUE EN TENSION INVERSE	
DANS LES COMPOSANTS DE PUISSANCE <i>PLANAR</i>.....	5
I Introduction	7
II Les composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle	8
II.1 Notion d'interrupteur idéal et interrupteur réel à base de semiconducteurs	8
II.2 La tenue en tension : rappels sur la jonction P-N polarisée en inverse	10
II.2.1 Généralités sur la jonction plane et abrupte	10
II.2.2 Polarisation en inverse : extension de zone de charge d'espace et	
champ électrique.....	12
II.2.3 Phénomène d'avalanche	13
II.2.4 Ecarts à la jonction plane et abrupte : la jonction diffusée.....	15
II.3 Revue des composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle	17
III Les terminaisons périphériques actuelles permettant la tenue en tension inverse	21
III.1 Technologies Mesa	22
III.1.1 Technique du biseau.....	22
III.1.2 Double sillon rempli de verre (technologie Mesa Glass).....	23
III.1.3 Sillon simple face avec caisson traversant (technologie Top Glass).....	24
III.2 Technologie Planar avec caisson bore	25
III.2.1 Avantages de la technologie Planar et nécessité d'un caisson périphérique	25
III.2.2 Le caisson bore : réalisation pratique et caractéristiques	26
IV Alternatives à la diffusion bore pour la réalisation de caissons périphériques.....	32
IV.1 Diffusion à l'état solide de l'aluminium	32
IV.2 Diffusion dans le silicium poreux.....	33
IV.3 Réalisation de tranchées remplies par polysilicium dopé	35
IV.4 Thermomigration de l'aluminium dans le silicium.....	36
V Conclusion.....	37
Références Bibliographiques du Chapitre I	39
CHAPITRE II :	
LA THERMOMIGRATION DE L'ALUMINIUM	
EN PHASE LIQUIDE DANS LE SILICIUM	41
I Introduction	43
II Historique et applications de la thermomigration.....	44

II.1 Découverte du phénomène et premiers essais de construction d'une théorie de la thermomigration	44
II.2 La thermomigration chez General Electric : approfondissement du procédé et application aux composants de puissance	45
II.3 De 1980 à nos jours : autres applications	47
III Théorie de la thermomigration.....	51
III.1 Description phénoménologique du procédé	52
III.1.1 Variation de la concentration de solvant avec la température.....	52
III.1.2 Principe de la migration.....	53
III.1.3 Conditions de migration.....	54
III.2 Expression simplifiée de la vitesse de migration.....	55
III.3 Ecart au modèle simple.....	60
III.3.1 Cinétiques d'interface.....	60
III.3.2 Gradient de température dans le liquide.....	63
IV Application au système aluminium / silicium.....	64
IV.1 Choix du système binaire	65
IV.2 Calcul de la vitesse de migration d'un alliage Al/Si	68
IV.3 Stabilité et forme de l'alliage en migration	70
IV.3.1 Contraintes dimensionnelles.....	70
IV.3.2 Contraintes cristallographiques.....	72
IV.4 Autres caractéristiques de la thermomigration d'aluminium dans le silicium.....	76
IV.4.1 Nature et dopage du chemin recristallisé.....	76
IV.4.2 Epaisseur minimale du dépôt d'aluminium.....	78
IV.4.3 Volume de l'alliage en migration	79
IV.4.4 Etalement de l'alliage à la fin de la thermomigration.....	80
IV.4.5 Défauts créés par la thermomigration	81
V Conclusion.....	85
Références Bibliographiques du Chapitre II.....	86
 CHAPITRE III :	
LE FOUR DE RECUI RAPIDE A GRADIENT	
DE TEMPERATURE VERTICAL	91
I Introduction	93
II Généralités sur les fours à recuits rapides (RTP).....	94
II.1 Intérêt et principe de la technologie RTP	94
II.1.1 Evolution de la technologie des fours de recuits en microélectronique.....	94
II.1.2 Applications de la technologie RTP	95
II.1.3 Principe des fours RTP à lampes.....	96
II.1.4 Lois du transfert thermique par rayonnement	97
II.1.5 Mesure de la température	100

II.2 Uniformité du transfert thermique et contraintes induites.....	105
II.2.1 <i>Evaluation qualitative du champ de température en régime transitoire de montée en température</i>	105
II.2.2 <i>Expression du champ de température en régime stationnaire</i>	106
II.2.3 <i>Défauts engendrés par la non-uniformité thermique</i>	108
III Application à un four de thermomigration	111
III.1 Justification du choix d'un four RTP et réalisation de la fonction "gradient vertical"	111
III.2 Expression du gradient thermique vertical.....	112
IV Conclusion	115
Références Bibliographiques du Chapitre III	117
 CHAPITRE IV :	
CONTRIBUTION A LA MISE AU POINT D'UN PROCEDE INDUSTRIEL DE THERMOMIGRATION D'ALUMINIUM	119
I Introduction	121
II Problématiques du procédé technologique	122
II.1 Introduction : paramètres de l'étude et méthodes expérimentales	122
II.1.1 <i>Paramètres expérimentaux</i>	122
II.1.2 <i>Méthodes d'analyse</i>	125
II.2 Caractéristiques générales de la thermomigration	126
II.2.1 <i>Morphologie des caissons thermomigrés</i>	126
II.2.2 <i>Niveau de dopage – Comparaison SIMS / SRP</i>	130
II.2.3 <i>Défauts cristallins induits par la thermomigration</i>	132
II.3 Nécessité de la présence d'oxygène lors du recuit de thermomigration.....	134
II.3.1 <i>Mise en évidence de la pollution de type SiO_x</i>	135
II.3.2 <i>Explication du phénomène de gravure thermique et suppression de la pollution</i>	136
II.4 Conformité du chemin dopé avec le dépôt initial d'aluminium	140
II.4.1 <i>Etalement de l'alliage en début de migration</i>	141
II.4.2 <i>Discontinuités et écarts à la morphologie linéaire du chemin dopé</i>	144
II.4.3 <i>Formation de billes en face d'entrée</i>	152
II.4.4 <i>Stabilité de la goutte dans le volume</i>	155
II.5 Intégrité de la surface après thermomigration	156
II.5.1 <i>Formation de couches minces sur le caisson par réaction de l'alliage liquide</i>	157
II.5.2 <i>Rugosité de la surface de la zone dopée</i>	163
II.5.3 <i>Contamination de la plaquette par évaporation d'aluminium</i>	164
II.6 Largeur du chemin dopé	166
II.7 Déviation de la goutte d'alliage en migration	171
II.8 Conclusion : utilisation d'une double grille continue	171

III Problématiques du four RTP dédié thermomigration.....	176
III.1 Influence de la structure absorbante et des hautes températures sur la conception du four.....	177
III.1.1 Conception d'un corps absorbant (partie basse du four).....	178
III.1.2 Influence de la présence du corps absorbant sur le rendement thermique.....	178
III.1.3 Refroidissement des lampes et conception de la partie supérieure.....	180
III.1.4 Contamination métallique de la chambre de recuit.....	181
III.2 Uniformité thermique (déviations, déformations).....	182
III.2.1 Conséquences de la non-uniformité thermique.....	182
III.2.2 Méthodes d'amélioration de l'uniformité thermique.....	183
III.2.3 Mesure de la déformation macroscopique.....	185
III.2.4 Recuit sous vide primaire.....	187
III.2.5 Uniformité d'émergence et déviations des caissons.....	188
III.2.6 Résultats préliminaires sur le prototype industriel.....	189
III.3 Reproductibilité et contrôle de la fin du procédé.....	190
III.3.1 Boucle ouverte.....	191
III.3.2 Boucle fermée.....	193
III.3.3 Détections de fin de procédé.....	194
IV Application à la réalisation d'un composant de puissance à tenue en tension bidirectionnelle.....	198
IV.1 Insertion de la thermomigration dans une filière de type thyristor.....	198
IV.1.1 Description du processus de fabrication.....	198
IV.1.2 Place de l'étape de thermomigration.....	199
IV.1.3 Conditions de la compatibilité de la thermomigration avec la filière étudiée.....	201
IV.2 Réalisation d'un thyristor sur substrat épitaxié avec caisson thermomigration.....	203
IV.2.1 Choix du "véhicule test".....	203
IV.2.2 Structure du composant et simulation de la tenue en tension.....	205
IV.2.3 Faisabilité spécifique de la thermomigration sur plaquettes épitaxiées.....	207
IV.2.4 Caractérisation physique et électrique.....	211
V Conclusion.....	213
Références Bibliographiques du Chapitre IV.....	215
CONCLUSION GENERALE.....	219

INTRODUCTION GENERALE

L'électronique de puissance est la branche de l'électronique qui traite de la conversion et de la transformation de l'énergie électrique le long d'une chaîne de distribution, de la source d'énergie à l'utilisateur final. Cette conversion se fait grâce à des systèmes électroniques incluant des composants de puissance à base de semiconducteurs qui fonctionnent en interrupteurs, commutant sans cesse de l'état bloqué (tension élevée, courant faible) à l'état passant (tension faible, courant fort) de manière spontanée ou commandée.

La recherche de composants bidirectionnels, i.e. pouvant supporter une tension et faire passer un courant dans les deux sens de polarisation, est l'une des préoccupations majeures des microélectroniciens de puissance pour les systèmes de conversion alternatifs, notamment ceux utilisant comme source la tension domestique du "secteur". Notre étude s'inscrit dans une démarche d'amélioration continue de la fabrication et des caractéristiques électriques de ce type de composants.

Les problématiques posées pour la réalisation technologique des composants semiconducteurs de puissance sont souvent très différentes de celles rencontrées dans la microélectronique classique des circuits intégrés. Ainsi, l'exigence de conduction verticale dans les dispositifs moyenne ou forte puissance impose une faible épaisseur (typiquement 250 μm) et un traitement double face de la plaquette de silicium.

Cette nécessité de conduction verticale conditionne notamment la tenue en tension inverse dans les composants de puissance bidirectionnels *Planar*. En effet, celle-ci nécessite la réalisation d'une zone périphérique fortement dopée allant d'une face à l'autre de la plaquette, région appelée mur ou caisson d'isolation. Son but est d'isoler le composant du bord de la puce pour éviter un claquage prématuré en inverse à cet endroit.

La technique actuelle de réalisation de ces murs d'isolation est l'implantation de bore double face suivie d'un recuit de diffusion de quelques centaines d'heures à très haute température (supérieure à 1250 °C). L'inconvénient majeur de ce procédé est son bilan thermique très important qui entraîne un certain nombre de conséquences néfastes pour le composant.

Nous proposons donc l'utilisation de la thermomigration de l'aluminium en phase liquide dans le silicium comme procédé alternatif à cette diffusion bore. Ce procédé consiste en la migration d'une goutte d'alliage liquide Al/Si sous l'effet d'un gradient de température vertical avec recristallisation dans son sillage d'une solution solide de silicium dopé aluminium à la solubilité limite (environ 10^{19} at/cm³). La vitesse de migration élevée de la goutte permet théoriquement la réalisation du mur d'isolation en quelques minutes seulement à des températures comprises entre 1200 et 1350 °C. L'avantage premier de la thermomigration est donc la réduction du bilan thermique et du temps de cycle de l'opération.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une collaboration entre le LAAS-CNRS, dont les travaux préliminaires ont montré l'intérêt de la thermomigration, et STMicroelectronics Tours, fabricant de composants bidirectionnels (thyristors, triacs) de moyenne puissance. Le but de notre travail est l'évaluation de la thermomigration d'aluminium en tant que solution industrielle de remplacement de la diffusion bore pour la réalisation des murs d'isolation sur des plaquettes fines (épaisseur typique 200 – 250 μm) et de diamètre important (125 mm).

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à la description de l'état de l'art de la tenue en tension inverse dans les composants de puissance bidirectionnels. Après quelques rappels sur la notion d'interrupteur idéal et sur la jonction P-N polarisée en inverse, nous déterminerons les conditions structurelles de la bidirectionnalité en tension en passant en revue les principaux composants de puissance. Ensuite, nous verrons quelles sont les terminaisons périphériques permettant la tenue en tension inverse pour les technologies de type *Mesa* et de type *Planar*.

Pour les composants *Planar* à assemblage sur embase plane, nous montrerons alors la nécessité d'une zone périphérique traversante fortement dopée qui constitue le caisson d'isolation. Après avoir dégagé les principaux inconvénients de la technique actuellement utilisée (diffusion bore), plusieurs alternatives à plus faible bilan thermique seront proposées (diffusion de l'aluminium, diffusion dans le silicium poreux, tranchées remplies de polysilicium dopé, thermomigration de l'aluminium). Nous justifierons le choix de ce dernier procédé comme solution potentielle de remplacement de la diffusion bore.

Dans le deuxième chapitre, nous étudierons en détail le phénomène de thermomigration de l'aluminium dans le silicium, étude qui permettra de justifier, *a posteriori*, les avantages énoncés dans le chapitre I. Une première partie mettra l'accent sur l'originalité du procédé, tant du point de vue de l'évolution de sa recherche que de la diversité de ses applications. La théorie générale du phénomène sera ensuite exposée en donnant, notamment, les conditions que doit remplir un système binaire pour être "thermomigrable" et une expression simplifiée de la vitesse de migration. Cette théorie sera ensuite appliquée à la migration de gouttes d'alliage liquide Al/Si dont nous donnerons quelques caractéristiques (vitesse, stabilité et forme des gouttes, dopage, défauts créés, etc.).

La thermomigration nécessite l'établissement d'un gradient de température vertical, i.e. entre les deux faces de la plaquette de silicium. Le chapitre III montrera quelle technologie de four peut être utilisée dans ce but. Ainsi, la propriété de non-équilibre thermique nécessaire à ce gradient ne peut être obtenue qu'avec un four de recuit rapide. Après une présentation des caractéristiques de la technologie de recuit rapide à lampes halogènes, nous verrons comment l'adapter pour la réalisation du gradient vertical.

Enfin, le chapitre IV constitue notre contribution expérimentale à la détermination d'un procédé de thermomigration répondant à certaines contraintes industrielles que nous définirons. Ces problématiques peuvent être principalement divisées en deux types : celles liées au procédé en lui-même et celles associées à l'équipement de recuit rapide à gradient vertical. L'étude et la tentative de résolution de ces problématiques nous permettront, à la fin de ce chapitre, de réaliser un composant "véhicule test" démontrant la faisabilité de l'insertion de la thermomigration dans un processus de fabrication et la fonctionnalité du caisson réalisé pour la tenue en tension inverse.

CHAPITRE I

ETAT DE L'ART DE LA TENUE EN TENSION INVERSE DANS LES COMPOSANTS DE PUISSANCE *PLANAR*

I Introduction

Une des applications essentielles des composants de puissance à base de semiconducteur est le contrôle des appareils électriques domestiques ou industriels alimentés à partir de la tension dite de "secteur", tension alternative de valeur efficace 240 V (monophasé) ou 400 V (triphasé) et de fréquence 50 Hz. Le fait que la tension soit alternative implique que les composants ou systèmes utilisés pour cette conversion finale (du réseau secteur vers l'appareil) puissent tenir la tension dans les deux sens de polarisation du secteur.

Il est donc nécessaire que l'électronicien de puissance dispose de systèmes électroniques pouvant tenir l'état bloqué dans les deux sens de polarisation sans basculer dans l'état passant. Deux solutions sont alors possibles : soit le composant est unidirectionnel en tenue en tension et une diode est alors ajoutée en série pour tenir la tension inverse, soit on utilise un dispositif qui tient la tension dans les deux sens. Ces dispositifs sont appelés composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle. La deuxième solution est bien sûr à privilégier quand c'est possible, et ceci pour une raison de coût et de dissipation de puissance supplémentaire engendrée par la diode à l'état passant.

Dans ce premier chapitre, nous allons présenter de manière générale ce qu'est un composant de puissance à base de semiconducteurs en partant du concept d'interrupteur idéal. Ce concept nous permettra de présenter par comparaison les caractéristiques d'un interrupteur réel. L'une de ces propriétés est la tension que le composant de puissance peut supporter à ses bornes dans l'état bloqué tout en maintenant un courant très faible. Après avoir donné le principe physique de la tenue en tension qui est obtenue dans une jonction P-N polarisée en inverse, nous donnerons les conditions structurelles pour que cette tenue en tension soit bidirectionnelle dans les composants de puissance de moyenne ou forte puissance nécessitant une conduction verticale.

Ensuite, nous verrons les moyens technologiques actuels sur silicium permettant d'assurer la fonction de tenue en tension inverse. Nous insisterons plus particulièrement sur la technologie *Planar* à assemblage sur embase plane où l'exigence de tenue en tension inverse impose la réalisation de caissons d'isolation, i.e. des zones dopées très profondes traversant la plaquette. Le procédé actuel est la diffusion de bore double face qui nécessite un recuit à très fort bilan thermique (typiquement quelques centaines d'heures à des températures supérieures à 1250 ° C).

Les nombreux inconvénients liés à ce bilan thermique rendent souhaitable la recherche d'une alternative. Une liste de procédés candidats sera donc examinée : utilisation de l'aluminium à la place du bore, diffusion dans du silicium poreux, réalisation de tranchées remplies par silicium polycristallin dopé et thermomigration d'aluminium dans le silicium. En conclusion de ce chapitre, nous verrons que seule la thermomigration remplit un maximum d'exigences quant à la réalisation des ces zones dopées profondes.

II Les composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle

Dans une première approche, l'électronique de puissance peut être considérée comme étant l'électronique des forts signaux électriques. Son domaine d'application commence pour des tensions de l'ordre de la dizaine de volts et des intensités de l'ordre de l'ampère [1]. On voit immédiatement une problématique se poser en termes de dissipation de puissance. En effet, la tension et l'intensité ne peuvent coexister à de fortes valeurs en régime stationnaire sous peine de devoir évacuer des dizaines voire de centaines de watts en permanence. Ceci impose donc que les composants de puissance fonctionnent comme des interrupteurs où la tension et l'intensité ne peuvent simultanément prendre des valeurs élevées sauf en régime transitoire. L'électronique de puissance est donc nécessairement une électronique de commutation [2]. En cela, elle rejoint paradoxalement l'électronique des circuits intégrés numériques.

II.1 Notion d'interrupteur idéal et interrupteur réel à base de semiconducteurs

Pour décrire le comportement d'un interrupteur réel à base de semiconducteurs, il est d'abord nécessaire de donner les caractéristiques d'un interrupteur idéal. Celui-ci possède deux états : l'état bloqué (ouvert) et l'état passant (fermé), voir figure 1. A l'état bloqué, l'interrupteur est parcouru par un courant nul et peut supporter à ses bornes une tension quelconque, positive (on parle alors d'état bloqué direct) ou négative (état bloqué inverse). A l'état passant, la chute de tension aux bornes de l'interrupteur est nulle, le courant est quelconque et peut passer dans les deux sens de conduction. La transition entre les deux états se fait de manière instantanée.

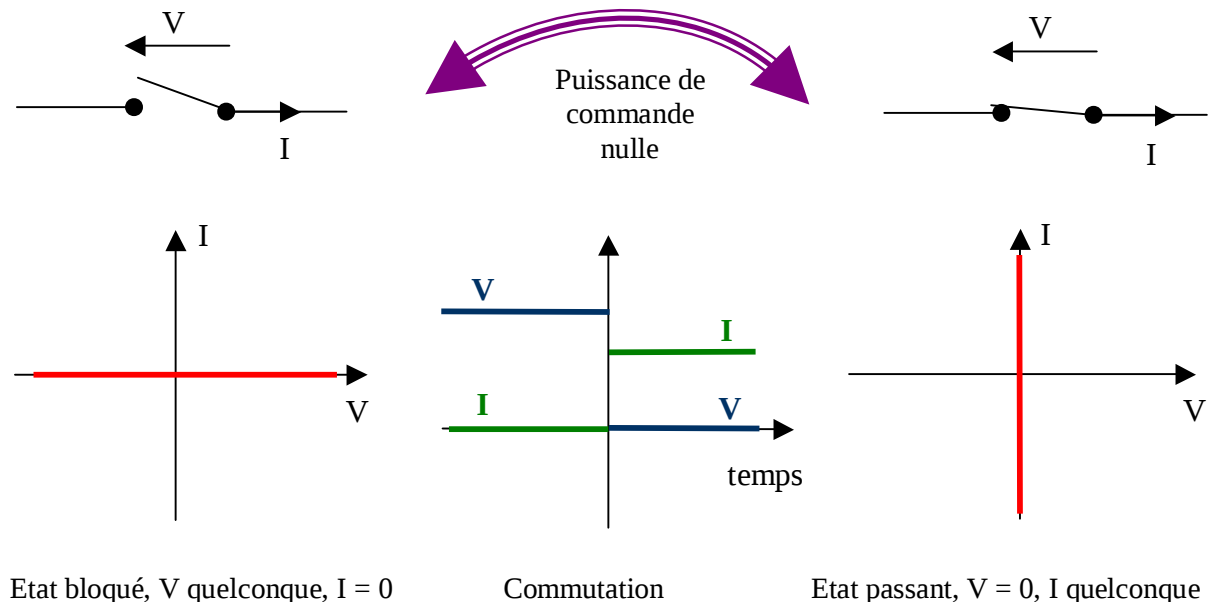


Figure 1 : Interrupteur de puissance, caractéristiques idéales en régime statique et dynamique

Ces caractéristiques assurent qu'une au moins des deux grandeurs I ou V , et donc la dissipation de puissance, est nulle à tout instant, que ce soit en régime permanent (pertes statiques à l'état bloqué ou passant) ou en régime transitoire (pertes dynamiques à la commutation bloqué/passant ou passant/bloqué). D'autre part, cet interrupteur doit être

commandable à l'ouverture (transition bloqué/passant dans les deux sens) et à la fermeture (transition passant/bloqué dans les deux sens) par une puissance nulle. Le signal de commande peut alors être soit une tension donnée avec un courant nul, soit un courant donné avec une tension nulle, de façon à ce que la puissance dissipée soit, elle aussi, toujours nulle.

Les composants à base de semiconducteurs (silicium en général) diffèrent du concept d'interrupteur idéal pour plusieurs raisons. Tout d'abord, l'état bloqué de l'interrupteur est réalisé grâce à la polarisation en inverse d'une jonction P-N ou d'une jonction métal-semiconducteur. Cette jonction ne peut supporter à ses bornes une tension infinie en inverse. La tension maximale acceptable est la tension d'avalanche au-delà de laquelle le courant augmente très fortement sans augmentation significative de la tension. Par ailleurs, avant l'avalanche, le courant passant dans le composant est relié au courant de fuite de la jonction polarisée en inverse, ce courant n'est donc pas strictement nul.

Dans les composants moyenne ou forte puissance, les tensions de blocage sont de l'ordre de plusieurs centaines de volts. Nous verrons plus tard que la tension d'avalanche augmente si le dopage d'une des zones P ou N diminue. Généralement, c'est la zone N qui est faiblement dopée, elle constitue souvent le substrat silicium utilisé pour la fabrication des composants de puissance. L'exigence de tenue en tension impose donc que le substrat soit peu dopé. La présence de cette zone peu dopée et généralement d'extension importante (jusqu'à plusieurs centaines de microns) a des conséquences très importantes au niveau de la tenue en courant, qui peut être définie comme la faculté d'un composant à faire passer un courant avec le minimum de chute de tension à ses bornes.

L'état passant se caractérise par la mise en conduction de une ou plusieurs jonctions P-N ou métal-semiconducteur polarisées en direct ou par la création d'un canal conducteur par effet de champ. Le courant passant alors dans l'interrupteur ne peut pas être infini car la conductivité du silicium est finie. De même, et cela va de pair, la chute de tension aux bornes du composant à l'état passant (fermé) ne peut être nulle du fait de la résistivité non nulle du silicium. Enfin, les régimes transitoires ne sont pas de durée nulle du fait qu'il y a toujours des charges à évacuer quelque part dans le composant (charges de commande ou charges participant à la conduction).

La réalisation d'un interrupteur ne consommant aucune puissance est donc hors de portée. Schématiquement, on peut diviser les composants de puissance en deux catégories. La première se caractérise par une conduction bipolaire (diode bipolaire, transistor bipolaire et thyristor) impliquant les deux types de porteurs électrons et trous à fort niveau d'injection amenant une augmentation de la conductivité du silicium. La chute de tension à l'état passant est alors très basse, même pour des dopages faibles de la zone N centrale, et donc des tensions de blocage élevées. Ce bon comportement en conduction a une contrepartie, la lenteur à la commutation, due au temps d'évacuation ou de création des porteurs impliqués. Le changement d'état de ces composants est commandé par un courant.

La deuxième catégorie se caractérise par une conduction unipolaire (par exemple, le transistor MOS, pour Métal Oxyde Semiconducteur) où un seul type de porteurs est impliqué, généralement des électrons qui sont fournis par le matériau traversé par le courant. La chute de tension dépend alors en grande partie du dopage de la zone N centrale. Les tensions bloquées dans ce type de composant sont donc faibles pour obtenir un dopage suffisamment élevé permettant une chute de tension acceptable à l'état passant. Par contre, il n'y a pas de charges à créer ou à recombinaison, la commutation est donc beaucoup plus rapide que dans les

composants bipolaires. Ces composants sont commandés par une tension grâce à l'effet de champ.

Aucun composant de puissance ne permet donc de minimiser en même temps les pertes statiques et les pertes transitoires. Chaque domaine d'application de l'électronique de puissance, autrement dit chaque domaine du triplet (tension, intensité, fréquence), possède son composant *optimum*.

Une autre classification concerne la bidirectionnalité en tension, à savoir l'aptitude à tenir la tension dans les deux sens, et en courant, définie comme étant la possibilité de faire passer du courant dans les deux sens. Nous reviendrons sur cette classification dans la partie II.3 après avoir explicité le phénomène de tenue en tension dans la jonction P-N (partie II.2). Notre problématique s'inscrira, en effet, plus particulièrement dans la possibilité d'une tenue en tension bidirectionnelle dans les composants de puissance à base de semiconducteur.

II.2 La tenue en tension : rappels sur la jonction P-N polarisée en inverse

La jonction P-N est, avec l'effet de champ, une caractéristique unique des semiconducteurs qui a permis à l'électronique moderne d'être ce qu'elle est à l'heure actuelle. Ses propriétés non linéaires (passage du courant dans un sens de polarisation et blocage de la tension dans l'autre) associées à la modulation de conductivité, sont à la base de toute l'électronique dite "bipolaire". Dans cette partie, nous allons décrire les phénomènes de polarisation inverse de la jonction qui permettent aux interrupteurs de puissance d'avoir un état bloqué, que ce soient des composants à conduction bipolaire ou unipolaire.

II.2.1 Généralités sur la jonction plane et abrupte

Pour simplifier le raisonnement, nous allons traiter de la jonction P-N dite plane et abrupte, qui consiste en la juxtaposition de deux zones semiconductrices de dopages constants et de types différents (voir figure 2). La zone de type P s'obtient en dopant le silicium par des atomes accepteurs contenant un électron de moins que le silicium (bore, gallium ou aluminium par exemple). Cette absence d'électron peut se traiter comme une pseudo-particule équivalente appelée trou qui a une charge et une quantité de mouvement opposée à celle de l'électron.

La zone de type N est obtenue grâce à l'introduction dans le silicium d'impuretés donneuses contenant un électron de plus que le silicium (arsenic, phosphore ou antimoine par exemple). Dans les deux cas, les porteurs (trous et électrons) sont très peu liés à l'atome dont ils font partie et sont tous mobiles à température ambiante dans le réseau du silicium.

A l'équilibre thermodynamique, i.e. sans perturbation extérieure de la jonction (une polarisation par exemple), il existe donc un gradient de concentration de porteurs entre les deux parties de la jonction. Des électrons diffusent alors du côté N vers le côté P et les trous en sens inverse. Ces porteurs, en diffusant, laissent derrière eux des charges fixes dans le réseau, ce sont les atomes dopants ionisés après le départ des porteurs libres. Cette zone chargée exempte de porteurs mobiles est appelée zone désertée ou Zone de Charge d'Espace (ZCE) et est constituée de deux parties, une dans la partie N de charge positive et une dans la partie P de charge négative. La présence de cette zone de charge d'espace induit la création d'un champ électrique $\vec{E}$ dirigée du côté N vers le côté P. Ce champ entraîne les porteurs

(trous et électrons) dans le sens inverse de leur diffusion. Il s'établit alors un équilibre quand le courant de porteurs dû à la diffusion $\vec{J}_{diff}$ égale le courant d'entraînement induit par le champ électrique $\vec{J}_{ent}$. La largeur de la zone de charge d'espace prend alors une valeur fixe et il en résulte une barrière de potentiel V_{bi} entre les deux zones P et N.

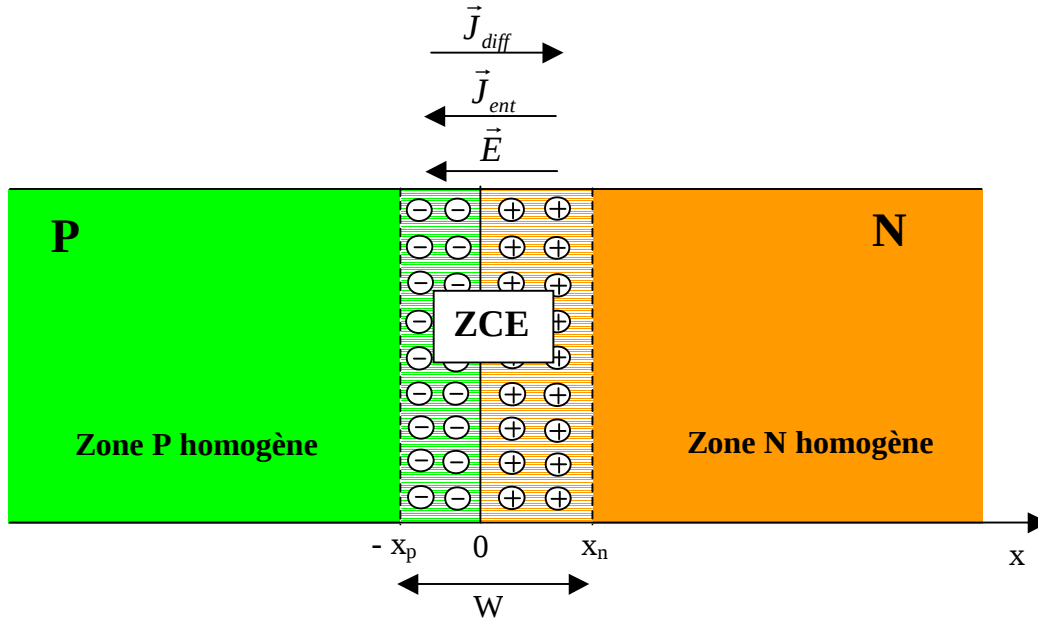


Figure 2 : Jonction P-N à l'équilibre thermodynamique

Si l'équilibre thermodynamique est perturbé par une polarisation de la structure avec une tension V_a , la barrière de potentiel est modifiée suivant le signe de la polarisation. Si le côté P est porté à un potentiel supérieur à la partie N (polarisation dite directe, $V_a > 0$), la barrière de potentiel est abaissée si bien que le courant de diffusion domine maintenant sur le courant d'entraînement dû au champ électrique. Il en résulte une injection croisée de porteurs (allant de chaque région P ou N vers la zone adjacente) qui ont une énergie suffisante pour franchir la barrière diminuée. Le courant global est positif allant de la zone P vers la zone N, sa valeur peut être élevée, dépendant exponentiellement de la polarisation directe appliquée.

Quand la partie P est à un potentiel inférieur à la partie N (polarisation dite inverse, $V_a < 0$), la barrière de potentiel est alors augmentée. Elle s'oppose encore plus à la diffusion des porteurs en même temps qu'elle réduit la population de porteurs ayant l'énergie suffisante pour la franchir. Le courant total est donc composé essentiellement par le courant d'entraînement qui est égal à sa valeur à l'équilibre thermodynamique. Le courant reste donc à une valeur faible et est négatif, circulant du côté N vers le côté P. Ce courant inverse est appelé courant de fuite ou courant de saturation ; il est responsable des pertes statiques à l'état bloqué des composants de puissance. Il trouve son origine dans la génération thermique de paires électrons-trous dans la zone de charge d'espace. Il dépend donc fortement de la température.

II.2.2 Polarisation en inverse : extension de zone de charge d'espace et champ électrique

Au fur et à mesure que la polarisation inverse augmente, la zone de charge d'espace s'étend de plus en plus dans le silicium du côté le moins dopé. En effet, la relation de neutralité macroscopique implique que la charge d'espace du côté N est égale en valeur absolue à celle du côté P :

$$qN_a x_p = qN_d x_n \quad (1)$$

où q est la charge de l'électron ($q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ C), N_a est la concentration d'atomes accepteurs du côté P, N_d la concentration d'atomes donneurs du côté N, x_p est l'extension de la zone de charge d'espace du côté P et x_n l'extension du côté N. Prenons comme exemple une jonction fortement dissymétrique P^+-N où $N_a \gg N_d$. Ce cas de figure est très courant en microélectronique de puissance, la partie N étant le substrat peu dopé. Nous voyons bien, après simplification de l'équation (1), que le côté P très dopé a beaucoup moins besoin de se dépeupler que le côté N peu dopé, $x_n \gg x_p$.

Pour simplifier les calculs, on peut alors admettre que, dans ce type de jonction, la zone de charge d'espace s'étend préférentiellement dans la partie peu dopée, i.e. dans la partie N. La résolution de l'équation de Poisson reliant le potentiel à la charge d'espace dans la zone N permet alors de donner une expression du champ électrique du côté N en fonction de x .

$$E(x) = \frac{q N_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} (W - x) \quad (2)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide ($\epsilon_0 = 8.54 \cdot 10^{-12}$ F/m²), ϵ_r la permittivité relative du semiconducteur ($\epsilon_r = 11.9$ pour le silicium) et W est la largeur totale de la ZCE ($W = x_p + x_n \approx x_n$). L'intégration de cette relation permet alors l'obtention du potentiel électrique, dont la continuité en $x = W$ donne l'expression de la largeur de la ZCE ($V_a < 0$) :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_r (V_{bi} - V_a)}{q N_d}} \quad (3)$$

Le champ électrique maximum est obtenu en $x = 0$ en remplaçant W par son expression dans l'équation (3) :

$$E_m = \sqrt{\frac{2q N_d (V_{bi} - V_a)}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \quad (4)$$

Dans le domaine des tensions concernées par l'électronique de moyenne et forte puissance, i.e. supérieures à 100 V environ, le terme V_{bi} peut être complètement négligé dans les deux équations ci-dessus (V_{bi} est de l'ordre de 0.6 V pour le silicium). Ces équations montrent, comme attendu, que plus la tension appliquée est grande, plus la valeur maximale du champ augmente et plus la zone de charge d'espace s'étend loin dans la zone N.

II.2.3 Phénomène d'avalanche

Si nous nous référons uniquement à l'analyse ci-dessus, rien ne nous empêche *a priori* d'augmenter indéfiniment la tension inverse aux bornes de la jonction. Ceci signifierait que tous les composants de puissance pourraient tenir l'état bloqué pour des tensions infinies. Bien sûr, il n'en est rien car, au delà d'une certaine tension de polarisation inverse, le phénomène de claquage par avalanche intervient avec augmentation très forte du courant sans augmentation sensible de la tension.

Le régime de fonctionnement en avalanche est, en général, évité car la puissance dissipée pourrait vite devenir très importante et provoquer un échauffement local du composant, avec comme conséquence sa détérioration irréversible (fissures générés par contraintes thermiques, fusion localisée, etc.). Le phénomène de claquage par avalanche est donc responsable de la limitation de la tenue en tension dans les composants de puissance.

Nous pouvons citer ici l'effet Zener, qui est responsable du claquage des jonctions symétriques ($N_d \approx N_a$) très dopées. Dans ce cas, le champ électrique est très fort et permet la traversée par les porteurs liés de la barrière de potentiel que constitue la ZCE. La tension de claquage est alors de l'ordre de quelques volts. Cette manifestation de l'effet tunnel quantique ne se rencontre pas dans les composants de puissance car les jonctions qui tiennent la tension sont fortement dissymétriques avec un côté très peu dopé. De plus, les tensions que l'on peut tenir sont très faibles et donc ce régime de claquage est évité.

Décrivons maintenant le processus d'avalanche [3]. Au fur et à mesure que la tension inverse augmente, le champ électrique augmente aussi suivant l'équation (2). Les porteurs participant à la conduction de fuite sont alors accélérés dans la zone de charge d'espace et leur énergie cinétique augmente fortement. Cette énergie peut être suffisante pour provoquer, par collision anélastique avec un atome du réseau, la création d'une paire électron-trou par le saut d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. Ce phénomène est appelé ionisation par impact. Les porteurs libres sont, à leur tour, accélérés par le champ électrique et participent à la génération de nouveaux porteurs. Ce phénomène multiplicatif conduit alors à une augmentation du courant dans la ZCE. On dit que la jonction polarisée en inverse entre en régime de claquage par avalanche quand le taux de multiplication par impact M , défini dans l'équation (5), tend vers l'infini.

$$M = \frac{I_s}{I_e} \quad (5)$$

où I_e et I_s sont respectivement le courant (de trous ou d'électrons) en entrée et en sortie de la zone de charge d'espace.

L'ionisation par impact se caractérise par deux coefficients d'ionisation, α_n pour les électrons et α_p pour les trous. Ces grandeurs sont définies comme étant le nombre de paires électrons-trous créés par un porteur libre (trou ou électron) par unité de longueur de la zone dépeuplée sous l'effet du champ électrique E . Pour simplifier l'analyse, on peut considérer un coefficient moyen d'ionisation α_{eff} dont la valeur est comprise entre celle des trous et celle des électrons. Une expression de ce coefficient a été donnée par Fulop [4] :

$$\alpha_{eff} = 1.68 \cdot 10^{-35} E^7 \text{ en cm}^{-1} \quad (6)$$

Cette relation montre que le coefficient d'ionisation augmente très vite avec le champ électrique. A cause de cette grande sensibilité au champ électrique, la présence de pics localisés de champ pourra induire un claquage prématuré de la structure.

Le calcul du coefficient de multiplication en fonction de la distance x prise à partir du début de la ZCE du côté N donne l'expression suivante :

$$M(x) = \frac{\exp\left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx\right]}{1 - \int_0^w \alpha_p \exp\left[\int_0^x (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right] dx} \quad (7)$$

Comme évoqué précédemment, l'avalanche est atteinte quand le coefficient de multiplication tend vers l'infini. Avec la simplification $\alpha_n = \alpha_p = \alpha_{eff}$, on obtient alors la condition d'avalanche suivante :

$$\int_0^w \alpha_{eff} dx = 1 \quad (8)$$

Le membre à gauche de cette équation est appelé intégrale d'ionisation et peut être calculé avec l'expression de α_{eff} donnée dans l'équation (6) en remplaçant E par sa valeur en fonction de x donnée par l'expression (2). On obtient alors l'extension maximale de la zone de charge d'espace W_m au moment de l'avalanche en fonction du dopage de la zone N :

$$W_m = 2.67 \cdot 10^{10} N_d^{-7/8} \text{ en cm} \quad (9)$$

La tension de claquage par avalanche V_{br} est alors obtenue en remplaçant W_m par sa valeur dans l'équation (3) :

$$V_{br} = 5.34 \cdot 10^{13} N_d^{-3/4} \text{ en V} \quad (10)$$

Enfin, le champ maximum à l'avalanche aussi appelé champ critique E_c est donné par l'équation (4) en remplaçant V_a par V_{br} :

$$E_c = 4.01 \cdot 10^3 N_d^{1/8} \text{ en V/cm} \quad (11)$$

Dans les trois relations précédentes, N_d est exprimé en at/cm^3 . Les courbes de la figure 3 correspondent aux équations (9) et (10). La première permet pour une tension de claquage donnée d'obtenir le dopage correspondant de la zone N. Une fois que l'on a ce dopage, on peut alors lire sur la deuxième courbe l'extension maximale de la ZCE au moment de l'avalanche. Cette démarche constitue la première étape de la conception des composants de puissance. Elle fixe le dopage et l'épaisseur de la zone N centrale. On peut prendre comme exemple un composant devant tenir 1200 V ; le dopage permettant cette tenue en tension est de l'ordre de $1.6 \cdot 10^{14} \text{ at/cm}^3$ (résistivité de l'ordre de $30 \Omega \text{ cm}$). L'extension de la zone de charge d'espace est alors de 100 μm , ce qui fixe un ordre de grandeur pour la profondeur de la zone N peu dopée.

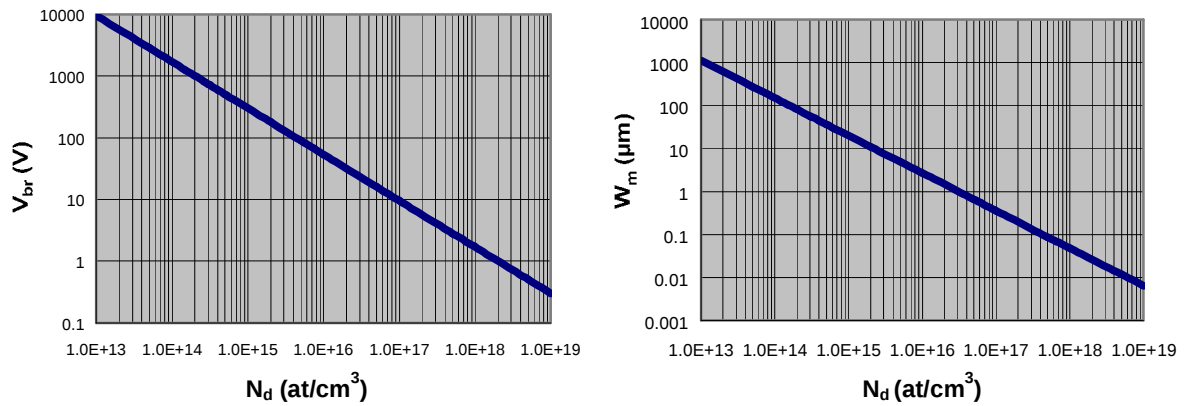


Figure 3 : Tension d'avalanche V_{br} et extension maximale de la ZCE W_m , en fonction du dopage du substrat N_d

II.2.4 Ecarts à la jonction plane et abrupte : la jonction diffusée.

Le modèle décrit dans la partie précédente nous a permis de donner les principales caractéristiques du phénomène d'avalanche. Néanmoins, certaines jonctions réalisées pour la fabrication des composants de puissance sont des jonctions diffusées qui ont un dopage graduel et généralement une extension finie. Nous allons donc préciser quelles sont les modifications à apporter au modèle de claquage exposé ci-dessus dans le cas d'une jonction diffusée.

Tout d'abord, en technologie *Planar*, la jonction diffusée peut être localisée grâce à un masque d'oxyde qui empêche la diffusion de l'espèce dopante (voir figure 4). La diffusion étant isotrope, la jonction présente aux extrémités définies par le masque d'oxyde soit une configuration cylindrique (côté du masque), soit une configuration sphérique (coin du masque). Dans les deux cas, la courbure de la jonction provoque le resserrement des lignes d'égal tension (équipotentiels), ce qui a pour conséquence l'augmentation du champ électrique au niveau de cette courbure [5]. Comme vu précédemment, le coefficient d'ionisation α_{eff} dépend très fortement du champ électrique et l'avalanche est, ici, initiée pour une tension plus faible que dans la jonction plane.

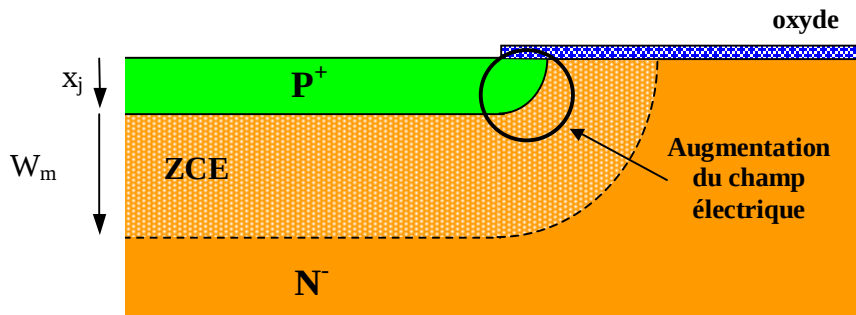


Figure 4 : Jonction diffusée localisée

La tenue en tension d'une jonction abrupte localisée est donc moins bonne qu'une jonction plane. La dégradation de cette tenue en tension dépend du rayon de courbure de la jonction sur les bords et dans les coins. Plus ce rayon de courbure est faible, plus l'augmentation du champ électrique est importante et donc plus la tenue en tension est faible. Si le rayon de courbure tend vers l'infini, on retrouve le cas de la jonction plane et donc la tenue en tension idéale.

La dégradation de la tenue en tension est très significative, elle peut aller jusqu'à 50 % [3]. Comme on vise à minimiser les pertes à l'état passant qui dépendent en grande partie du dopage de la zone N, on ne peut se permettre de le baisser pour atteindre la tension voulue. Il est donc nécessaire de trouver des techniques permettant de se rapprocher le plus possible de la tenue en tension idéale. Ces techniques dites de terminaison ou de garde de jonction visent à faire diminuer le champ électrique à la périphérie de la jonction. On peut citer comme exemple l'utilisation d'anneaux de garde, de plaques de champ, de terminaisons de jonction implantées, de couches semi-résistives ou de l'effet *resurf* [6].

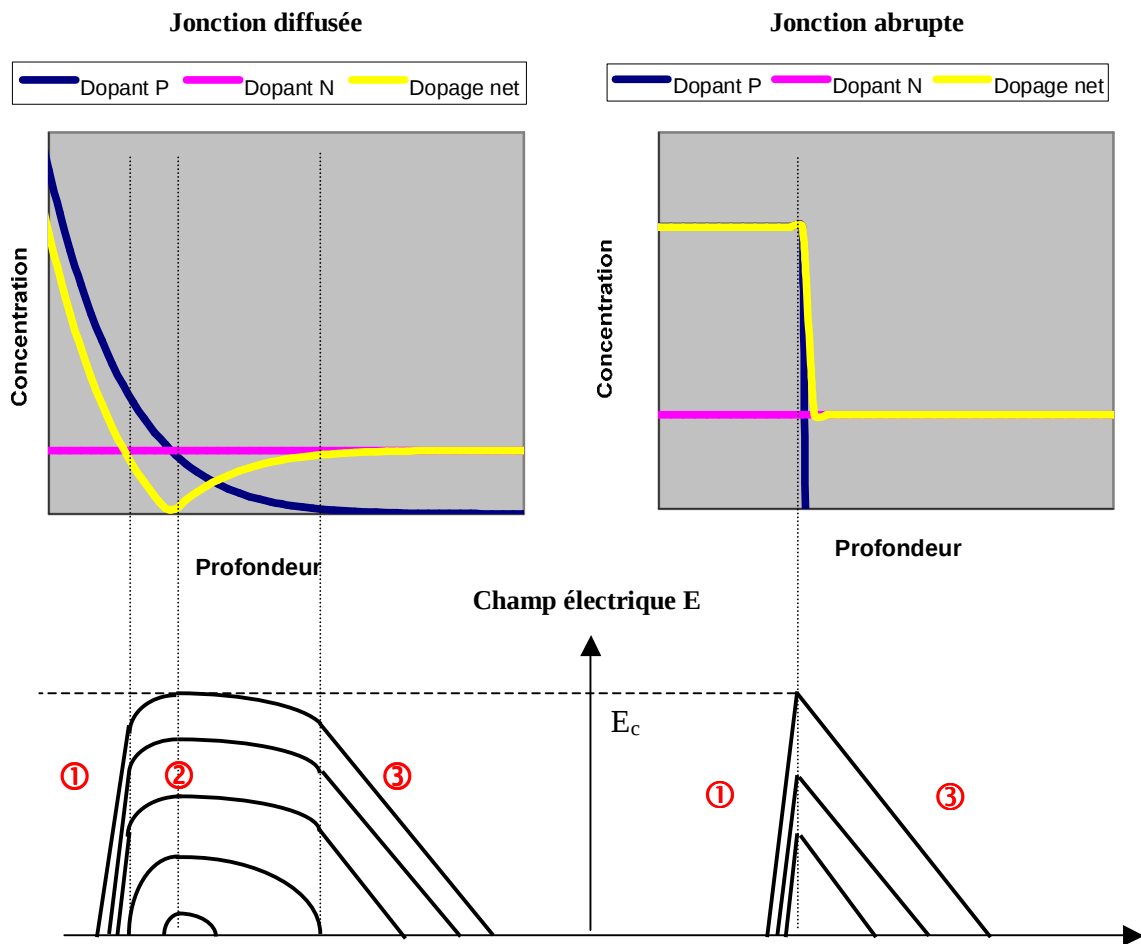


Figure 5 : Comparaison jonction diffusée / jonction abrupte pour la tenue en tension

Par ailleurs, la jonction diffusée est, comme son nom l'indique, une jonction où l'un des deux côtés est réalisé grâce aux techniques de diffusion. Dans le cas des jonctions tenant la tension, il s'agit de la zone de type P, la zone de type N étant constitué par le substrat ou

une épitaxie. Le profil de dopage de type P obtenu lors de cette diffusion ne correspond pas à un dopage abrupt mais à un profil soit en fonction erreur complémentaire (prédépôt à concentration de surface constante) soit en fonction gaussienne (redistribution après prédépôt avec dose de dopants constante). La concentration nette d'impuretés varie alors graduellement avec la profondeur jusqu'à la jonction où il y a stricte compensation entre le dopant de type P et celui de type N. Plus loin dans le semiconducteur, la concentration du dopant diffusé devient négligeable et donc le niveau net de dopage devient constant (voir figure 5).

Lorsque la jonction est polarisée en inverse, la zone de charge d'espace s'étend dans la zone ② dont la concentration nette de dopants est inférieure au niveau de dopage du substrat N. Dans cette zone de dopage net graduel, le champ électrique prend une forme proche de la parabole, forme obtenue pour un profil théorique graduel linéaire. La ZCE croît dans la zone ② puis essentiellement dans la zone de substrat ③ peu dopée et très peu dans la zone diffusée ① très dopée. Si on compare avec une jonction abrupte, on voit que la tension soutenue par la jonction diffusée est supérieure. En effet, la tension correspond à la surface sous la courbe du champ électrique ($V = \int E \, dx$ en écriture unidimensionnelle) et l'on voit nettement que, même si l'essentiel de la tension est supporté dans la zone ③, une tension additionnelle est tenue dans la région diffusée ②, voir figure 5, schéma de gauche [3].

Cette partie nous a permis de donner les caractéristiques de la tenue en tension dans la jonction P⁺-N polarisée en inverse. Nous allons maintenant nous consacrer aux composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle en définissant les conditions de cette bidirectionnalité.

II.3 Revue des composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle

Dans cette partie, nous allons détailler les principaux composants de puissance, la diode, le transistor bipolaire, le transistor MOS, le thyristor et l'IGBT (*Insulated Gate Bipolar Transistor*), et pour chacun d'entre eux, nous déterminerons s'ils sont capables de tenir la tension dans les deux sens de polarisation. Nous en déduirons alors un critère général de tenue en tension bidirectionnelle pour les composants de puissance monolithiques (i.e. sans adjonction d'un autre composant) dont la conduction se fait dans l'épaisseur de la plaquette. Cette condition est nécessaire pour réduire la distance entre les électrodes de conduction et limiter ainsi la chute de tension à l'état passant.

Prenons tout d'abord la diode de puissance. Celle-ci ne possède qu'une seule jonction P-N (c'est ce qui la définit) et elle ne peut donc tenir la tension que dans un seul sens de polarisation, à savoir le sens inverse (zone P polarisée négativement par rapport à la zone N). Nous pouvons conclure que la diode ne peut pas être un composant à tenue en tension bidirectionnelle. Il faut donc deux jonctions au minimum pour pouvoir tenir la tension dans les deux sens et ces deux jonctions doivent être en opposition. Une structure de type pnp ou npn satisfait ce critère. On peut donc penser que des composants tels que le transistor bipolaire ou le transistor MOS sont *a priori* des candidats potentiels pour la tenue en tension bidirectionnelle.

La figure 6 représente schématiquement un transistor bipolaire npn avec son collecteur (C), sa base (B) et son émetteur (E). Prenons le mode de polarisation positif, i.e. pour $V_{CE} > 0$. Quand il n'y a aucun courant I_B de commande (état bloqué du transistor), la jonction B-C est

polarisée en inverse et c'est donc elle qui tient la haute tension grâce à la zone N^- large et peu dopée dans laquelle la ZCE peut s'étendre (limite en pointillés sur le schéma).

Si maintenant on change de polarisation, $V_{CE} < 0$, c'est la jonction B-E qui est polarisée en inverse. Les zones P et N constituant cette jonction sont fortement dopées et relativement fines pour assurer de bonnes caractéristiques de conduction à l'état passant quand $V_{CE} > 0$ [7]. La jonction B-E ne peut donc pas supporter la haute tension. On en conclut que le transistor bipolaire n'est pas un composant bidirectionnel en tension.

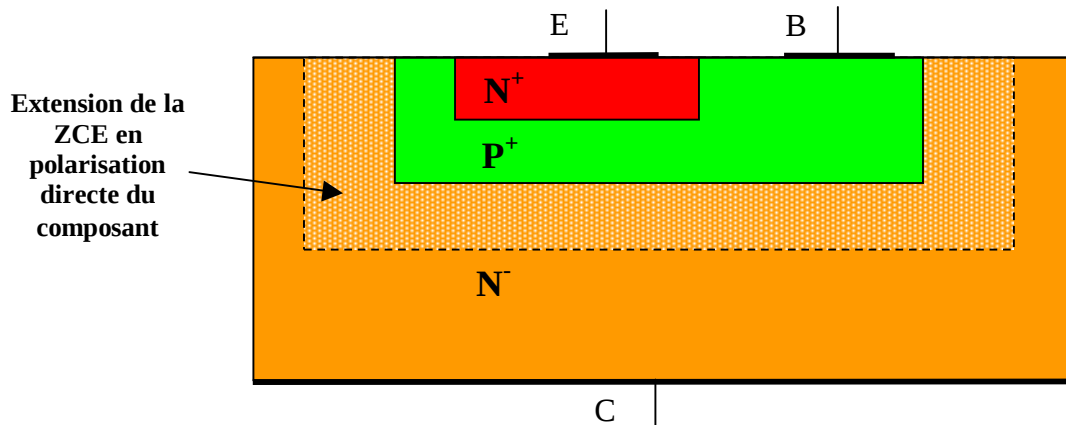


Figure 6 : Schéma de principe d'un transistor npn

Etudions maintenant le cas d'un autre composant "trois couches", le transistor MOS vertical, qui est le transistor MOS le plus utilisé pour les moyennes et fortes puissances. Ce dispositif est représenté sur la figure 7 avec ses deux électrodes principales, la source (S) et le drain (D) ainsi que son électrode de commande, la grille (G). Si la structure est polarisée de telle sorte que $V_{DS} > 0$ en gardant $V_{GS} = 0$, la jonction P^+-N^- est polarisée en inverse et tient la haute tension dans le mode bloqué car la zone N^- est peu dopée et profonde. Dans l'autre sens de polarisation, $V_{DS} < 0$, la jonction précédente P^+-N^- est polarisée en direct, elle ne peut pas supporter la haute tension. De plus, la jonction P^+-N^+ en surface est court-circuitée par le contact de source, elle ne peut donc pas non plus bloquer la tension. On en conclut que le transistor MOS ne tient pas la tension dans le sens inverse de polarisation, ce n'est pas un composant de puissance à tenue en tension bidirectionnelle.

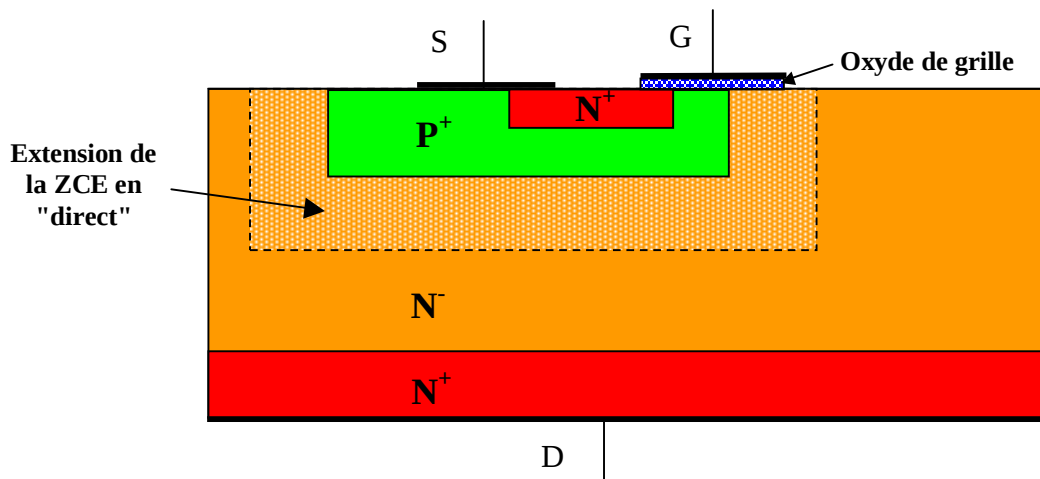


Figure 7 : Schéma de principe d'un composant MOS à conduction verticale

Les composants dits "trois couches" ne peuvent donc pas tenir la tension dans les deux sens car seule la zone N^- permet cette tenue en tension (les autres zones sont trop dopées et trop fines) et elle n'intervient que dans une seule polarisation. L'adjonction d'une jonction P-N impliquant cette zone N^- pourrait alors permettre la tenue en tension inverse. Cela revient à rajouter une semelle P^+ en face arrière du composant trois couches. On obtient alors le thyristor ou le triac à partir du transistor bipolaire, et l'IGBT à partir du transistor MOS vertical. Nous pouvons noter que, comme les composants trois couches ne sont pas bidirectionnels en tension, ils ne peuvent pas non plus être bidirectionnels en courant. Le mode bloqué inverse n'étant pas possible, il ne peut y avoir de mode passant inverse.

La figure 8 montre le schéma d'un thyristor, composant "quatre couches" à conduction bipolaire. Il comprend deux électrodes de conduction, l'anode (A) et la cathode (K) ainsi qu'une électrode de commande, la gâchette (G). En polarisation directe ($V_{AK} > 0$) et avec un courant de gâchette nul, la jonction J_2 est en inverse, alors que les deux autres, J_1 et J_3 sont en direct. C'est donc J_2 qui permet la tenue en tension directe grâce à la zone N^- profonde et peu dopée.

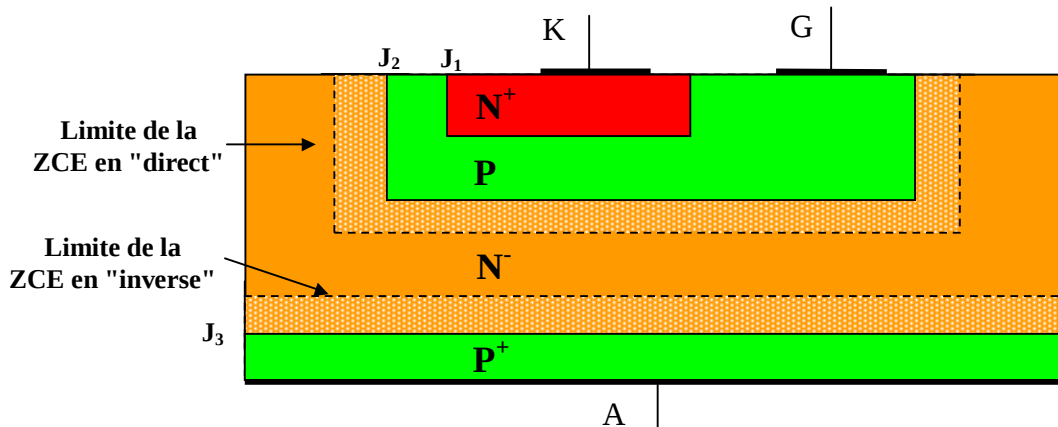


Figure 8 : Schéma de principe d'un thyristor

Quand le thyristor est polarisé en inverse ($V_{AK} < 0$), c'est la jonction J_3 qui tient la tension grâce à la zone N^- . Comme attendu, le thyristor est un composant à tenue en tension bidirectionnelle. Par contre, il n'est pas bidirectionnel en courant. En polarisation directe, l'injection d'un courant de gâchette positif permet la mise en conduction du thyristor, c'est le passage du mode direct bloqué au mode direct passant. Par contre, la structure ne peut être mise en conduction en polarisation inverse [8]. La bidirectionnalité en tension est donc une condition nécessaire mais pas suffisante de la bidirectionnalité en courant. L'association monolithique de deux thyristors en anti-parallèle permet cette bidirectionnalité en courant ; ce dispositif est appelé le triac (voir figure 9).

Partons maintenant d'un transistor MOS vertical et remplaçons la zone N^+ de la face arrière par une semelle P^+ (voir figure 10). Nous obtenons alors un IGBT. Ce composant est en quelque sorte une structure hybride entre un transistor MOS et un transistor bipolaire. Il allie la facilité de la commande en tension propre au MOS à la conduction bipolaire permettant une faible chute de tension à l'état passant. Comme pour le MOS, c'est la jonction P^+-N^- côté émetteur qui tient la tension en polarisation positive ($V_{CE} > 0$).

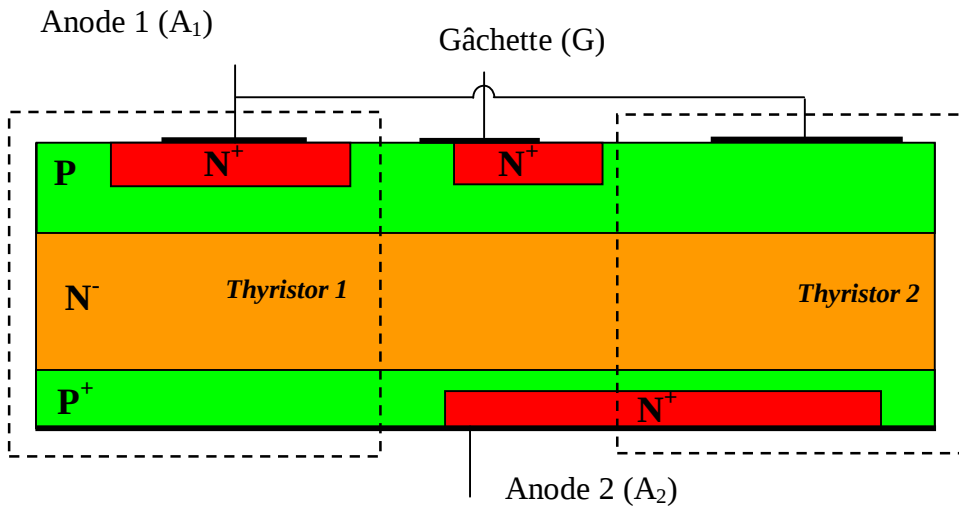


Figure 9 : Structure d'un triac

En polarisation inverse, c'est la jonction de la face arrière P^+-N^- qui tient la tension. L'IGBT est donc théoriquement un composant de puissance à tenue en tension bidirectionnelle. Il faut mentionner ici que cette possibilité est rarement exploitée du fait que la jonction tenant la tension inverse se termine en bord de puce [7]. Cette jonction nécessite donc un traitement spécial : soit une structure en biseau (technologie *Mesa*), soit un caisson périphérique remontant la zone P^+ en face avant (technologie *Planar*).

Dans les deux cas, les procédés technologiques impliqués ne sont pas triviaux à intégrer dans une filière technologique de MOS de puissance, qui s'inspire très fortement des technologies classiques de la microélectronique. Nous verrons plus tard une structure d'IGBT développée par STMicroelectronics permettant cette tenue en tension inverse, le MBS (*MOS Bidirectional Switch*).

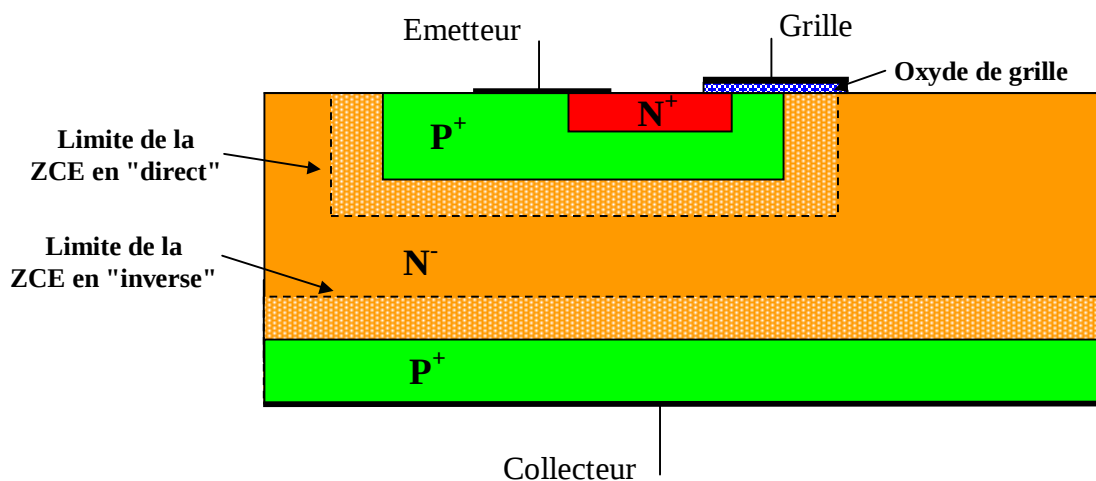


Figure 10: Schéma de principe d'un IGBT

Nous pouvons enfin noter que l'IGBT ne possède pas la bidirectionnalité en courant. En effet, quand $V_{CE} < 0$, la jonction P^+-N^- de face arrière est polarisée en inverse, elle ne peut donc pas jouer le rôle d'injecteur de porteurs [3]. On voit donc, là aussi, que la bidirectionnalité en courant ne découle pas forcément de la bidirectionnalité en tension.

En conclusion de cette partie, seuls les composants dits "quatre couches" sont susceptibles de tenir la tension de manière bidirectionnelle. Plus précisément il faut qu'une zone N^- soit impliquée dans les deux jonctions polarisées en inverse permettant l'une, de tenir l'état bloqué direct et l'autre, l'état bloqué inverse. Les composants répondant à ce critère sont le thyristor et sa version bidirectionnelle en courant, le triac ainsi que l'IGBT (théoriquement au moins).

Enfin, l'analyse des différentes structures tenant la tension dans les deux sens, notamment du thyristor, montre que l'on a généralement deux types de jonctions (voir figure 11). Le premier type est la jonction diffusée localisée à terminaison cylindrique ou sphérique ; la tenue en tension de ce type de jonction est alors assurée par des techniques de garde.

Le deuxième type est la jonction diffusée pleine plaque dont la tenue en tension est déterminée par la terminaison de la jonction à la périphérie de la puce. Généralement, les jonctions permettant la tenue en tension inverse sont de ce type. Leur terminaison pose problème dans le sens où la jonction émerge sur le côté de la puce, surface très perturbée à cause du sciage. Les défauts créés par cette opération augmentent les coefficients d'ionisation [3], ce qui peut provoquer un claquage prématuré à la surface latérale de la puce. De même, ces défauts peuvent induire des courants de fuite très élevés. Nous allons ainsi voir dans la partie suivante quelles sont les différentes solutions technologiques utilisées pour terminer ces jonctions en bord de puce.

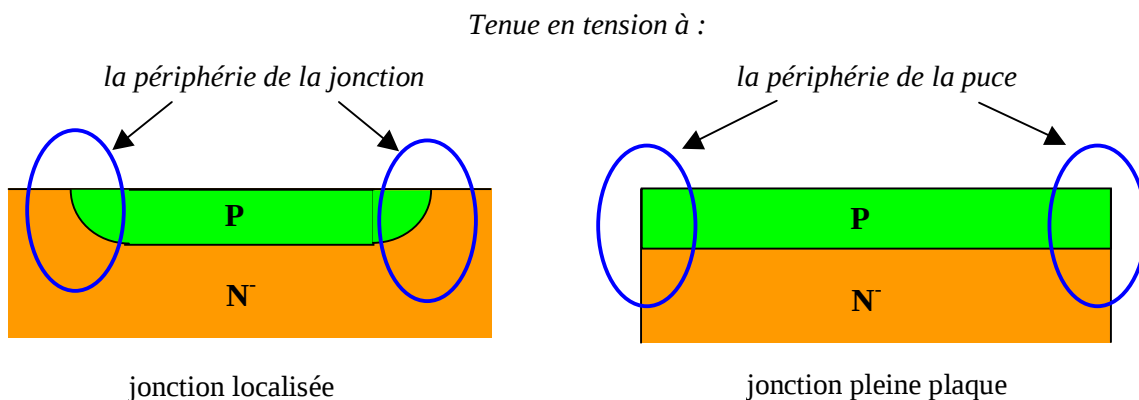


Figure 11 : Les deux types de jonctions et leur tenue en tension

III Les terminaisons périphériques actuelles permettant la tenue en tension inverse

Dans cette partie, nous allons décrire les principaux moyens technologiques actuels permettant d'assurer la fonction de tenue en tension inverse dans les composants à blocage bidirectionnel. Deux technologies principales sont utilisées pour la fabrication des composants de puissance, la technologie *Mesa* et la technologie *Planar*. Nous allons voir dans chacun des deux cas les techniques mises en œuvre pour assurer la tenue en tension inverse.

III.1 Technologies *Mesa*

La technologie *Mesa* a été la première technologie utilisée pour la fabrication des composants électroniques à base de silicium, que ce soit en électronique de signal ou en électronique de puissance. Alors qu'elle a été vite remplacée par des techniques plus évoluées en microélectronique classique (technologie *Planar*), elle est encore très largement utilisée pour la fabrication des composants de puissance. Cette technologie se caractérise principalement par des diffusions pleine plaque et par une passivation de surface effectuée grâce à des dépôts de verre.

III.1.1 Technique du biseau

Cette technique consiste à réduire la valeur du champ électrique à la surface perturbée du bord de la puce par la réalisation d'un biseau [3, 7] (voir figure 12). Le biseau représenté sur la figure est dit positif car la surface au bord décroît quand on va du côté le plus dopé (ici P^+) vers le côté le moins dopé (ici N^-). Dans cette configuration, il existe une surface S_1 où la zone de charge d'espace ne peut s'étendre car la matière a été enlevée à cet endroit. La zone déplétée s'étend alors dans la surface S_2 , la longueur l' de contact de la zone de charge d'espace avec le bord de la puce est alors supérieure à la longueur l sans biseau. Les équipotentielles sont donc moins serrées et le champ à la surface est inférieur à ce qu'il serait sans biseau.

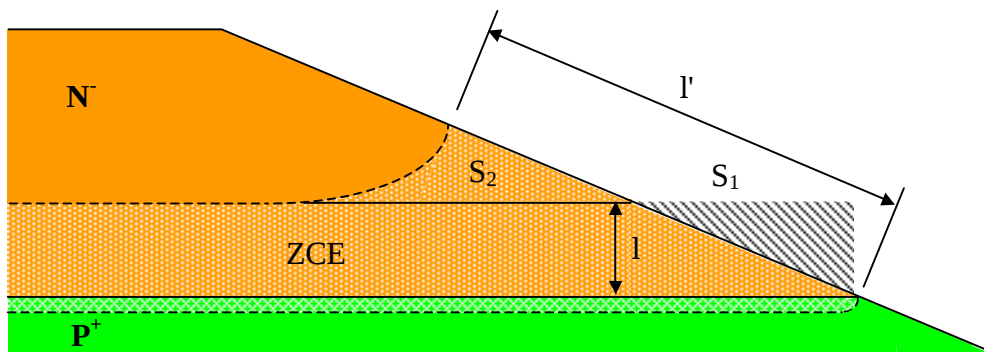


Figure 12 : Zone de charge d'espace pour une jonction en biseau positif

Dans ces conditions, le claquage de la jonction est plus susceptible de se produire dans le volume. De plus, généralement, le biseau se fait par polissage du côté de la puce et non par découpe brutale, le nombre de défauts créés est donc moindre. Enfin, la surface est passivée par un dépôt de verre, de façon à insensibiliser la structure (notamment en termes de tension de claquage et de courant de fuite) vis-à-vis d'une éventuelle contamination extérieure. A l'inverse, quand le biseau est négatif (décroissance de la surface quand on va du côté le moins dopé vers le plus dopé), le champ électrique est augmenté à la surface sauf pour les angles très faibles de biseau et dans le cas d'une jonction diffusée.

La technique du biseau est fiable, reproductible mais n'est pas du tout adaptée pour la fabrication de petits composants car elle est consommatrice de temps et de surface de silicium. Il faudrait, en effet, pouvoir effectuer le biseau sur chaque puce individuellement. De fait, cette technique est utilisée pour les plaquettes de silicium ne comportant qu'un seul composant, comme par exemple les thyristors ouvrables par la gâchette (ou GTO pour *Gate*

Turn-On) utilisés pour la traction ferroviaire. Les composants concernés par notre étude sont les thyristors, triacs ou IGBT de calibre moyen (typiquement 600 V / 1 A) fabriqués par milliers sur des plaquettes de silicium de diamètre 125 mm.

Très clairement, la technique du biseau n'est pas du tout adaptée pour ce calibre de composant mais le principe mis en jeu nous servira pour décrire la technologie dite du "double sillon".

III.1.2 Double sillon rempli de verre (technologie Mesa Glass)

Cette technologie est la plus ancienne utilisée sur le site de Tours pour la fabrication des thyristors et des triacs (voir figure 13). Une fois la structure diffusée, la terminaison de jonction à la périphérie de la puce se fait par la gravure humide (chimique) d'un sillon dans le silicium sur les deux faces de la plaquette. Ce double sillon est ensuite rempli de verre pour passiver les jonctions.

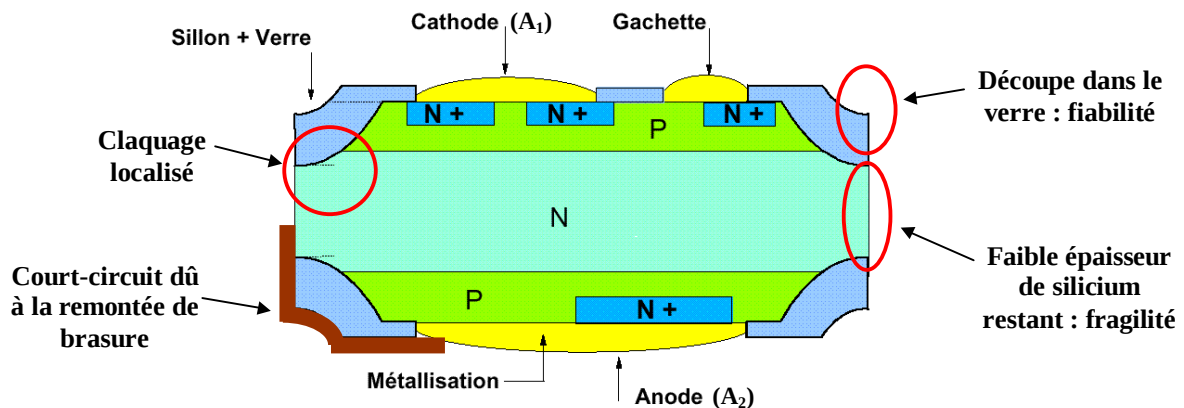


Figure 13 : Schéma d'un triac fabriqué suivant la technologie *Mesa Glass* et principaux inconvénients de cette technologie

Les deux sillons sont défavorables pour la tenue en tension car on se rapproche d'une configuration avec deux biseaux négatifs à angles élevés ; il y a donc théoriquement augmentation du champ électrique à la surface latérale de la puce. La présence de charges négatives dans le verre permet alors de contrecarrer partiellement cet effet en repoussant la zone de charge d'espace [8].

Au final, la tenue en tension dépend du rayon de courbure des sillons ainsi que de la qualité du verre de passivation. On peut remarquer que la structure est symétrique et les tenues en tension inverse et directe seront pratiquement égales. Le champ est généralement maximal au niveau de la courbure du sillon, ce qui provoque le claquage de la jonction à cet endroit et non dans le volume du dispositif.

A cet inconvénient majeur se rajoute de nombreux autres problèmes : passivation des jonctions par du verre entraînant un courant de fuite élevé, fragilité des plaquettes minces (épaisseur 200 μm environ) dû au sillonnage double face (incompatibilité avec le diamètre 150 mm), découpe des puces dans le verre entraînant des risques de problèmes de fiabilité et

enfin, risque de court-circuit lors de l'assemblage si la brasure remonte le long du bord de la puce jusqu'à contacter la zone centrale N.

III.1.3 Sillon simple face avec caisson traversant (technologie *Top Glass*)

La technologie *Top Glass* (voir figure 14) permet de résoudre certains des problèmes de la technologie *Mesa Glass*. Elle se caractérise essentiellement par la présence d'une zone P traversant la plaquette de part en part, c'est ce que l'on appelle un caisson d'isolation. Il est réalisé par dépôt de B_2O_3 puis diffusion localisée et profonde du bore (140 / 180 h à une température comprise entre 1250 et 1300 °C). Le caisson permet ainsi la suppression des risques de court-circuit dû à la brasure lors de l'assemblage de la puce et une découpe dans le silicium améliorant la fiabilité. Pour éviter un court-circuit entre la zone P de la face avant et celle de face arrière remontée par le caisson en face avant, il est nécessaire de réaliser un sillon d'isolation rempli de verre sur cette même face avant.

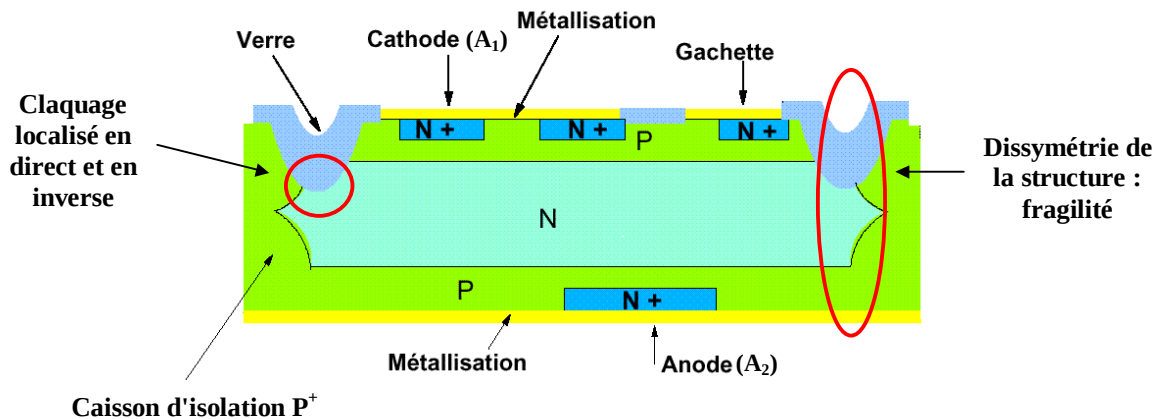


Figure 14 : Schéma d'un triac fabriqué suivant la technologie *Top Glass* et principaux inconvénients de cette technologie

La tenue en tension dépend essentiellement de la courbure du caisson et du sillon ainsi que de la qualité du verre. On peut noter que, la structure n'étant plus symétrique, la tenue en tension n'est pas forcément symétrique par construction. Le claquage a lieu dans les deux cas au niveau du sillon car c'est là que la courbure est la plus importante et pour une tension inférieure à la tension idéale dans le volume. Un dernier inconvénient caractérise cette structure : la fragilité de la plaquette mince provoquée par les contraintes induites par le sillon face avant non compensées en face arrière (incompatibilité avec le diamètre 150 mm).

En conclusion, dans les technologies *Mesa*, la tenue en tension est assurée par des jonctions pleine plaque avec une certaine symétrie entre la tenue en tension inverse et directe. L'inconvénient majeur de ces structures est que le claquage est toujours localisé et intervient pour une tension inférieure à la valeur idéale dans le volume. Enfin, la fragilité des plaquettes dans ces technologies rend l'évolution de leur diamètre impossible au-delà de 125 mm.

Par conséquent, dans le but d'améliorer les caractéristiques générales des produits de type thyristor et triac, la technologie *Planar* a été introduite à STMicroelectronics Tours.

III.2 Technologie *Planar* avec caisson bore

La technologie *Planar* exploite les propriétés uniques de l'oxyde de silicium, propriétés de masquage à la diffusion et de passivation en remplacement du verre. A terme, l'utilisation de cette technologie pour la fabrication des composants de puissance de type thyristor/triac doit permettre d'augmenter le diamètre des plaquettes utilisées de 125 mm vers 150 mm tout en conservant des épaisseurs de l'ordre de 200 / 250 μm . Cette technologie doit aussi amener une rationalisation de l'outil de production en se rapprochant de l'outil standard de la microélectronique des circuits intégrés.

Nous allons voir dans cette partie, les principaux avantages de la technologie *Planar* vis-à-vis de la technologie *Mesa*. Nous verrons aussi la conséquence de l'exigence de la tenue en tension inverse dans ce type de composants, à savoir la nécessité d'un caisson d'isolation.

III.2.1 Avantages de la technologie *Planar* et nécessité d'un caisson périphérique

La figure 15 représente un thyristor fabriqué suivant la technologie *Planar*. On remarque immédiatement que la structure est beaucoup plus évoluée en comparaison avec les technologies *Mesa*. La suppression du verre permet de réduire les courants de fuite des jonctions en inverse et d'améliorer la fiabilité (découpe dans le silicium). La tenue en tension directe assurée par la jonction P (base) / N^- (substrat) dépend alors de la terminaison de cette zone P et non plus de la terminaison d'une jonction pleine plaque sur un sillon rempli de verre. Il a été montré [9] que, moyennant des périphéries adaptées, le claquage a lieu sous la zone P et non à la périphérie de la jonction. Le claquage de la jonction n'est plus localisé, il se fait donc dans le volume pour une tension proche de la jonction plane abrupte idéale.

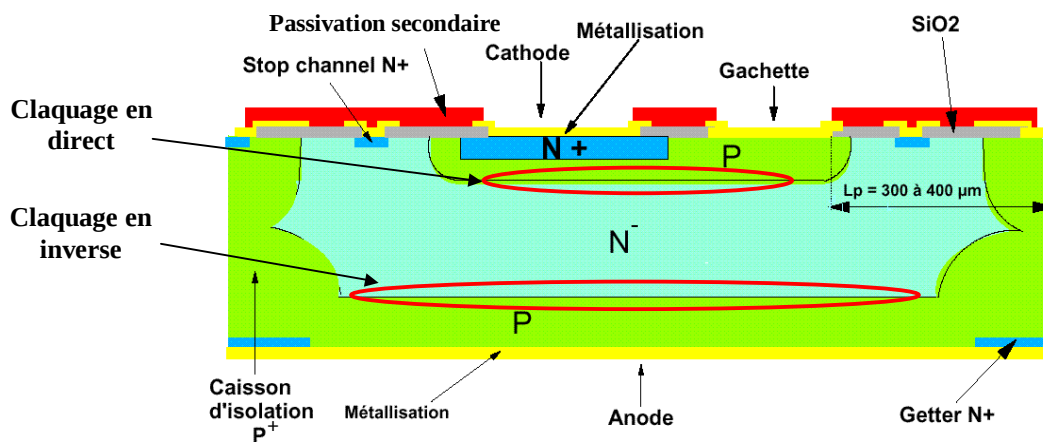


Figure 15 : Structure d'un thyristor réalisé suivant la technologie *Planar*

Toutefois, contrairement à la zone P de face avant, la zone P de face arrière est diffusée pleine plaque. Ceci est dû, comme pour la technologie *Top Glass*, aux contraintes d'assemblage ; le contact d'anode est présent sur toute la face arrière de la puce pour pouvoir être reporté sur l'embase métallique plane du boîtier (*frame plan*). Si on ne fait rien de plus, la jonction qui tient la tension inverse se termine alors sur le bord de la puce avec toutes les difficultés qui en découlent (voir conclusion de la partie II.3). Il est donc nécessaire de

ramener la jonction dans le volume du composant grâce à une zone dopée P^+ traversant toute la plaquette, c'est le caisson périphérique d'isolation déjà cité précédemment.

Pour avoir un meilleur contrôle de ses propriétés, le caisson est, cette fois, réalisé par implantation ionique de bore à haute dose sur les deux faces de la plaquette suivie d'un recuit de diffusion à bilan thermique très important (environ 200 h à une température comprise entre 1250 et 1300 °C).

Là aussi, en maîtrisant les caractéristiques du caisson, on peut arriver à faire claquer la jonction dans le volume en se rapprochant de la tension de claquage idéale [10]. En effet, le rayon de courbure élevé associé au caractère graduel du dopage du caisson font que le champ est maximal au niveau de la zone P^+ pleine plaque face arrière. Nous voyons donc que le premier avantage de la structure *Planar* est la possibilité d'une tenue en tension bidirectionnelle optimisée ne dépendant que du dopage du substrat N^- .

Par rapport à la technologie *Mesa*, la technologie *Planar* permet donc de fabriquer des composants aux caractéristiques améliorées (notamment en termes de tenue en tension) et plus fiables, le tout en utilisant des techniques se rapprochant de la microélectronique classique. Elle permet aussi par sa flexibilité, la conception de nouvelles fonctions résultant de l'interaction électrique entre différentes zones semiconductrices judicieusement placées les unes par rapport aux autres. Ce concept dit d'intégration fonctionnelle est à la base de la technologie ASDTM (*Application Specific Discrete*) de STMicroelectronics Tours [11].

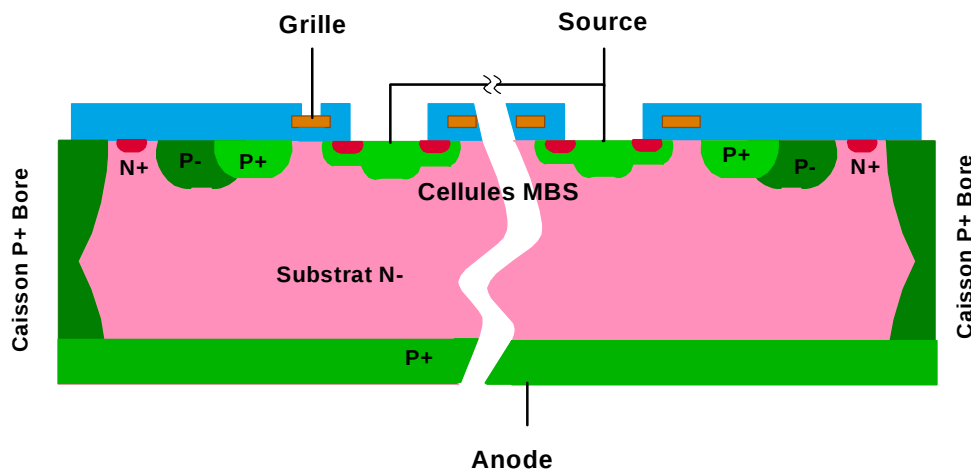


Figure 16 : Le MBS, un IGBT bidirectionnel en tension

Enfin, le caisson bore a été rendu compatible avec une filière technologique MOS au moyen de quelques aménagements. La fabrication d'un IGBT bidirectionnel en tension est alors possible ; la tenue en tension inverse est, comme précédemment, assurée par la remontée de la jonction P-N arrière en face avant grâce au caisson bore (voir figure 16). Ce composant développé à Tours a pris le nom de MBS [12].

III.2.2 Le caisson bore : réalisation pratique et caractéristiques

Le caisson d'isolation est l'une des principales spécificités de la technologie *Planar* appliquée aux composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle. En général, la réalisation de ce caisson a lieu en début du processus de fabrication (voir figure 17). Après

l'oxydation initiale, une photolithographie est effectuée pour délimiter les zones où sera diffusé le caisson. La plaquette est ensuite soumise à une implantation ionique de bore sur les deux faces avec une énergie de l'ordre de 100 keV et une dose de l'ordre de $5 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^2$. La diffusion du bore est ensuite réalisée à très haute température (entre 1250 et 1300 °C) pendant une durée pouvant aller jusqu'à 300 h, permettant ainsi au bore de diffuser jusqu'au milieu de la plaquette, de façon à réaliser une zone continue dopée P dans l'épaisseur.

La diffusion du bore à l'état solide est par nature isotrope, il s'ensuit que le bore diffuse aussi latéralement sous l'oxyde et c'est ce qui donne la forme dite en "diabolo" du caisson (voir dessin c de la figure 17).

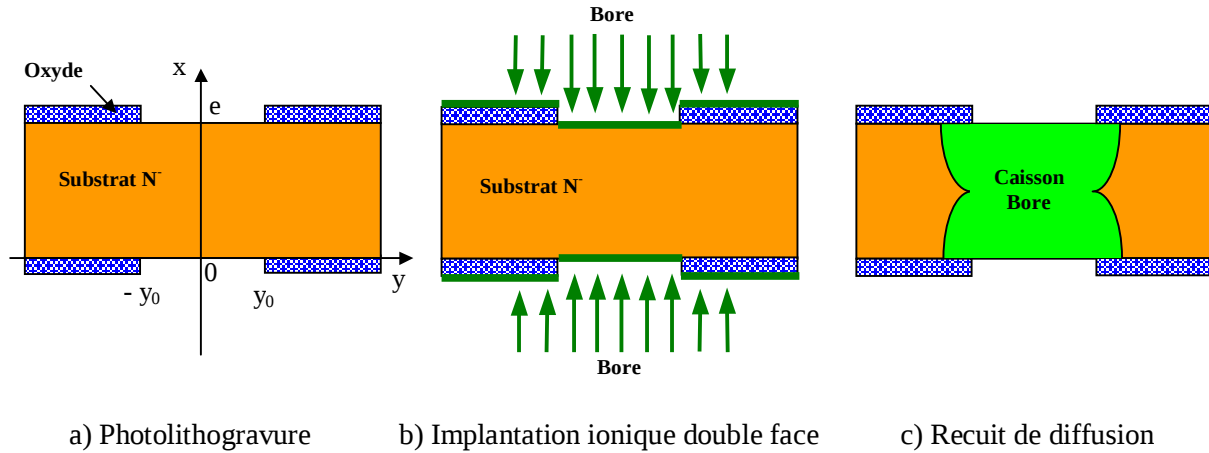


Figure 17 : Réalisation d'un caisson traversant de type P au bore

Pour évaluer cette diffusion latérale, nous allons établir une expression de la concentration de bore C en fonction des deux coordonnées spatiales x et y (voir figure 17, schéma a) et de la coordonnée temporelle t comptée à partir du début du recuit de diffusion. Si on prend un modèle très simple de diffusion, sans prendre en compte la ségrégation dans l'oxyde, l'évaporation du dopant ou l'interaction avec les défauts cristallins, l'équation de diffusion à deux dimensions s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial C(x, y, t)}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 C(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C(x, y, t)}{\partial y^2} \right) \quad (12)$$

où D est le coefficient de diffusion du bore dans le silicium, à la température considérée, et dont nous ne tenons pas compte de l'éventuelle variation avec la concentration. Cette équation peut être résolue en appliquant au cas à deux dimensions la méthode de la séparation des variables utilisée pour une diffusion semi-infinie à une dimension [13]. Dans notre situation, la longueur de diffusion $L = \sqrt{Dt}$ (20 μm environ) n'est pas complètement négligeable vis-à-vis de l'épaisseur de la plaquette (200 μm) ; l'hypothèse du milieu semi-infini n'est donc pas pleinement justifiée mais c'est la seule qui permette d'obtenir une solution analytique. Après un calcul que nous ne détaillerons pas ici, on obtient alors une expression qui est une généralisation de l'équation 1D :

$$C(x, y, t) = \frac{1}{2\pi Dt} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(\alpha, \beta) \exp \left(-\frac{[(\alpha - x)^2 + (\beta - y)^2]}{4Dt} \right) d\alpha d\beta \quad (13)$$

où α et β sont les variables spatiales d'intégration et $g(\alpha, \beta)$ est le profil initial de dopage à $t = 0$. On peut noter ici que l'expression n'est valable que lorsque l'on a un profil initial donné et qu'il n'y a pas d'apport de dopants pendant la diffusion. Cette relation est donc très bien adaptée au cas d'une redistribution de dopants après implantation, avec conservation de la dose. Par contre, cela ne correspond pas du tout au cas d'un prédépôt, où, par définition, la concentration initiale est nulle et où il y a un apport constant de l'espèce diffusante.

Dans notre cas, le profil initial est issu de l'implantation ionique, il s'agit donc d'une courbe Gaussienne limitée entre $-y_0$ et $+y_0$. Pour une énergie de 100 keV, le pic de la courbe est situé à environ 0.5 μm , ce qui, au regard des profondeurs mises en jeu (environ 100 μm), est complètement négligeable. Le profil initial en $x = 0$ peut être alors approché par la distribution suivante :

$$g(\alpha, \beta) = Q_s \delta(\alpha) [H(\beta + y_0) - H(\beta - y_0)] \quad (14)$$

où Q_s est la dose initiale de dopants lors de l'implantation en at/cm^2 , $\delta(\alpha)$ la distribution de Dirac et $H(\beta)$ la distribution de Heaviside. La distribution de Dirac exprime le fait que la totalité des dopants est confinée en surface et la distribution de Heaviside limite le profil initial entre $-y_0$ et y_0 . Il faut noter que cette écriture n'a de sens que si elle est insérée dans une double intégrale. Ainsi, la conservation de la dose linéique (en at/cm) s'exprime par l'expression $Q_l = \iint g(x, y) dx dy = Q_s \times 2y_0$.

Si on remplace l'expression (14) dans l'intégrale de l'équation (13), on obtient alors le profil de diffusion à un temps t quelconque pour l'implantation sur la face inférieure, i.e. en $x = 0$. En inversant l'axe des abscisses et en appliquant la même démarche, on obtient ensuite le profil issu de l'implantation sur la face supérieure, en $x = e$. En négligeant l'interaction entre les deux fronts de diffusion, la somme des deux solutions permet alors de donner une approximation du profil total à un instant t :

$$C(x, y, t) = \frac{Q_s}{2\sqrt{\pi Dt}} \left\{ e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \left[\text{erf} \frac{(y_0 - y)}{2\sqrt{Dt}} - \text{erf} \frac{(-y_0 - y)}{2\sqrt{Dt}} \right] + e^{-\frac{(e-x)^2}{4Dt}} \left[\text{erf} \frac{(y_0 - y)}{2\sqrt{Dt}} - \text{erf} \frac{(-y_0 - y)}{2\sqrt{Dt}} \right] \right\} \quad (15)$$

où la fonction erf est définie par l'intégrale $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-\alpha^2} d\alpha$. Pour tester la validité de

cette relation, il faut qu'en $y = 0$ et pour y_0 grand, on retrouve l'expression à une dimension. Prenons la contribution due à la face arrière ($x = 0$). Si y_0 est grand, la première expression en

erf tend vers 1 et la deuxième vers -1 . On obtient alors $C(x, t) = \frac{Q_s}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$, ce qui

correspond à l'expression bien connue pour un recuit de redistribution à une dimension en milieu semi-infini [14].

Le dopage net est alors obtenu en prenant la valeur absolue de la différence entre la concentration de l'espèce diffusante donnée par l'équation (15) et le niveau de dopage du substrat. Les courbes de la figure 18 obtenues sous Matlab montrent une évaluation de ce dopage net pour les paramètres suivants : $T = 1280^\circ\text{C}$, d'où $D = 5.54 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{s}$ [15],

$t = 200$ h = $7.2 \cdot 10^5$ s, $Q_s = 6 \cdot 10^{15}$ at/cm², $y_0 = 50$ μ m, $e = 200$ μ m, avec un substrat dopé à $1.5 \cdot 10^{14}$ at/cm³.

L'examen de la vue 2D permet de donner l'amplitude de la diffusion latérale en $x = 0$ et $x = e$ définie comme étant la différence entre la "largeur de jonction" y_j , i.e. la valeur de y pour laquelle la concentration de l'espèce diffusante égale la concentration du substrat, et la demi-ouverture du masque d'oxyde y_0 . Dans notre exemple, cette diffusion latérale est de l'ordre de 110 μ m pour une profondeur de jonction x_j (valeur de x en $y = 0$ pour laquelle la concentration de bore égale celle du substrat) de 130 μ m. Le rapport de diffusion latérale obtenu, $(y_j - y_0) / x_j$, est de l'ordre de 0.85, ce qui correspond à l'ordre de grandeur déjà connu et déterminé par d'autres méthodes [16]. Ce modèle simple permet donc de décrire, de façon qualitative au moins, le phénomène de diffusion latérale.

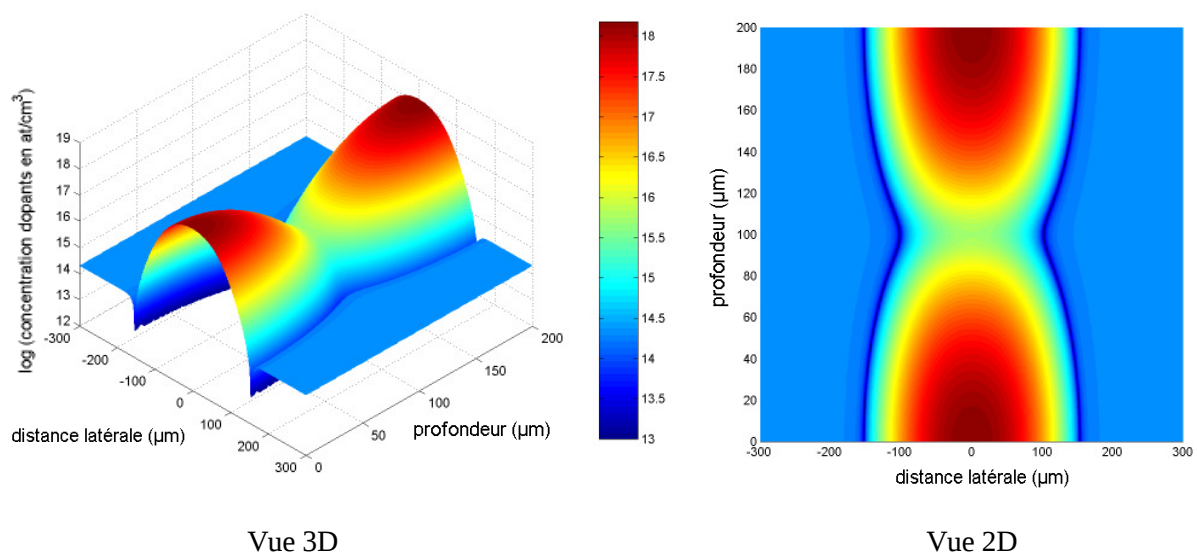


Figure 18 : Exemple de caisson bore

Comme nous pouvons le voir, la nature isotrope de la diffusion à l'état solide du bore est, du fait des profondeurs importantes de diffusion, le premier inconvénient de l'utilisation d'un caisson traversant. Dans notre exemple, la perte linéique est de l'ordre de 100 μ m, ce qui constitue, sur des puces dont les dimensions sont de l'ordre du mm, une perte de surface non négligeable.

Une autre caractéristique inhérente au processus de diffusion à l'état solide est la présence d'un gradient de concentration dans les deux directions x et y . Ainsi, dans la direction x et pour $y = 0$, la valeur de la concentration en bore varie entre $1.4 \cdot 10^{18}$ at/cm³ à la surface et $1.2 \cdot 10^{16}$ at/cm³ au milieu de la plaquette. Ce gradient peut avoir des conséquences importantes lorsque l'on veut intégrer plusieurs interrupteurs bidirectionnels de manière monolithique, i.e. sur une même puce, ce que permet la technologie ASDTM.

Dans ce cas, en plus de sa fonction de tenue en tension inverse, le caisson traversant sert à isoler électriquement chacun des interrupteurs de ses voisins. Ainsi, il est nécessaire que l'état électrique d'un interrupteur (bloqué ou passant) n'influence pas l'état de son voisin. Prenons le cas de deux interrupteurs adjacents, l'un à l'état passant, l'autre à l'état bloqué. Dans

certaines conditions de polarisation, il a été montré [17] qu'un courant d'électrons provenant de la conduction du composant à l'état passant circule au niveau de la partie la moins dopée du caisson (milieu de la plaquette) et vient augmenter le courant passant dans l'interrupteur bloqué et tenant la haute tension, provoquant ainsi une augmentation de la puissance à dissiper. Dans le pire des cas, ce courant dit de "diaphonie" peut provoquer la commutation non contrôlée de cet interrupteur de l'état bloqué à l'état passant. Il a été clairement montré que ce phénomène est réduit si le niveau de dopage est augmentée au milieu de la plaquette.

Pour ce faire, il est nécessaire d'accroître le bilan thermique du caisson, principalement en allongeant sa durée. Malgré cela, la "diaphonie" ne peut être totalement supprimée, ou alors au moyen d'un recuit au bilan thermique prohibitif. De fait, l'utilisation d'un caisson bore ne permet pas l'intégration monolithique de plusieurs interrupteurs. Dans la pratique, la fonction est donc réalisée par l'assemblage de composants élémentaires dans un même boîtier.

Le dopage graduel du caisson n'a pas que des inconvénients. Ainsi, le gradient de concentration dans la direction y permet de tenir une tension additionnelle par rapport à un caisson à dopage abrupt (cf partie II.2.4). Nous avons effectué la simulation de la tenue en tension inverse dans une structure de type thyristor à caisson bore. La figure 19 montre l'extension de la ZCE pour une tension légèrement inférieure à la tension de claquage (schéma de gauche), celle-ci s'étend bien de manière significative dans le caisson. Le schéma de droite est une représentation de la circulation du courant d'avalanche qui se fait principalement au niveau de la semelle P^+ de face arrière. Ceci montre bien que l'avalanche est initiée dans le volume et que la tension de claquage inverse est optimisée ; elle ne dépend, en effet, que du dopage de la zone N peu dopée.

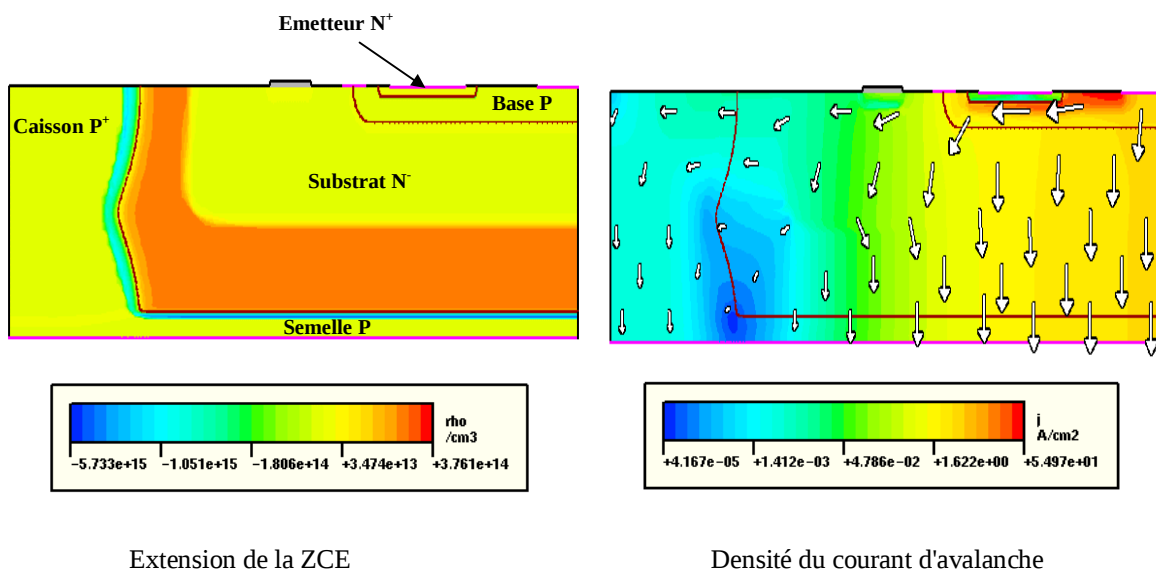


Figure 19 : Simulation de la tenue en tension inverse dans une structure à caisson bore

En plus de la diffusion latérale très importante, le bilan thermique élevé du recuit caisson a d'autres conséquences néfastes. Tout d'abord, les températures mises en jeu (supérieures à 1250 °C) nécessitent l'emploi de fours de diffusion avec un tube en carbure de silicium au lieu du quartz, matériau habituellement utilisé. En effet, le quartz se déforme pour des températures de l'ordre de 1150 / 1200 °C et il n'est plus utilisable à des températures supérieures à cette limite. Malgré toutes les précautions concernant la fabrication des tubes

SiC, ceux-ci contiennent de nombreuses impuretés métalliques comme le fer, le nickel, le chrome et le cuivre, et ce à des concentrations relativement élevées (de l'ordre de plusieurs ppm).

Lors du recuit, ces impuretés se désorbent du tube et viennent contaminer les plaquettes de silicium [18]. Cette contamination métallique est d'autant plus importante que le temps et la température de recuit sont élevés, elle peut atteindre des niveaux de l'ordre de 10^{13} at/cm³. De plus, le coefficient de diffusion de ces impuretés est très important aux températures de recuit, de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} cm²/s [19], la contamination se fait donc dans le volume de la plaquette, même aux endroits protégés par l'oxyde de masquage.

Si les impuretés restent en solution dans le silicium sans précipiter, elles introduisent des niveaux d'énergie profonds dans la bande interdite du silicium. Ces centres de recombinaison peuvent alors faire diminuer de façon dramatique la durée de vie des porteurs dans le volume du silicium [20]. Cette grandeur est essentielle pour assurer de bonnes performances à l'état passant des composants à conduction bipolaire, notamment en termes de chute de tension [1]. Même si la contamination peut être réduite par des techniques de piégeage (*getter*), la réalisation d'un caisson traversant par diffusion bore implique donc une dégradation des performances du composant à l'état passant par réduction de la durée de vie des porteurs.

La contamination métallique provoque aussi l'apparition de défauts en surface du silicium. Le point de départ de la formation de ces défauts est l'agglomération d'impuretés précipitées [21]. Ces micro-défauts peuvent alors être dissous par une diffusion ultérieure et laisser une empreinte à la surface du silicium. Des défauts géométriques d'importance considérable (plusieurs microns carrés de surface) se développent alors à partir de ces empreintes. L'état de surface est donc très dégradé, ce qui rend difficile la croissance d'un oxyde de grille de bonne qualité nécessaire pour la fabrication d'un composant de type MOS. En l'état, la diffusion profonde au bore n'est donc pas compatible avec les technologies MOS.

Enfin, la durée de la diffusion bore (typiquement 200 h) a un impact considérable sur le temps de cycle de fabrication des composants *Planar* à tenue en tension bidirectionnelle et donc sur leur coût. Cette durée constitue environ le tiers de ce temps de cycle. Pour atténuer cet effet négatif, il est nécessaire que le nombre de plaquettes subissant ce recuit soit le plus élevé possible (de l'ordre de plusieurs centaines).

Malgré cela, l'étape de recuit caisson constitue un goulot d'étranglement dans la chaîne de fabrication. En effet, il faut attendre qu'un nombre suffisant de plaquettes soit disponible pour le recuit. De même, ces plaquettes, disponibles plusieurs centaines d'heures plus tard, seront réinjectées toutes en même temps dans la suite du processus de fabrication. Le flux de production résultant est donc très irrégulier.

En conclusion, nous constatons que la diffusion bore, procédé utilisé actuellement pour la réalisation des zones P⁺ traversantes, possède de nombreux inconvénients. Son avantage fonctionnel majeur est la possibilité d'une tenue en tension optimisée associée à un avantage industriel, qui est la bonne maîtrise du procédé, en termes de reproductibilité et de rendement. Dans le cadre de l'amélioration continue des performances des composants de puissance et notamment ceux à tenue en tension bidirectionnelle, il paraît donc important de trouver un procédé alternatif à la diffusion bore permettant de répondre aux problématiques précédemment exposées.

IV Alternatives à la diffusion bore pour la réalisation de caissons périphériques

Comme nous l'avons vu précédemment, l'exigence de tenue en tension inverse dans les composants *Planar* nécessite la réalisation de zones périphériques dopées P^+ sur toute l'épaisseur de la puce. Le procédé actuel, implantation double face de bore suivi d'un recuit de diffusion à fort bilan thermique, est bien maîtrisé mais possède de nombreux inconvénients intrinsèques. Le besoin de trouver une ou des alternatives à ce procédé est donc très fort pour un industriel tel que STMicroelectronics qui cherche à améliorer sans cesse les performances et le coût des composants de puissance. Dans cette partie, nous allons détailler quatre procédés *a priori* possibles pour le remplacement de la diffusion bore : diffusion à l'état solide d'aluminium, diffusion dans du silicium poreux, réalisations de tranchées remplies par polysilicium dopé et thermomigration d'aluminium. Nous verrons pour chacun des cas, l'état de l'art de ces techniques en détaillant leurs avantages et inconvénients potentiels.

IV.1 Diffusion à l'état solide de l'aluminium

De nombreux problèmes inhérents au caisson bore proviennent du bilan thermique très important du recuit de diffusion. Ceci est essentiellement dû au fait que le bore diffuse lentement dans le silicium (faible coefficient de diffusion). Pour réduire le bilan thermique, il est donc logique de chercher une espèce diffusante de type P dont le coefficient de diffusion est supérieur à celui du bore. L'aluminium paraît alors être un bon candidat pour remplacer le bore. En effet, son coefficient de diffusion est supérieur à celui du bore d'un ordre de grandeur environ. La courbe de la figure 20 montre la variation du coefficient de diffusion des deux espèces, bore et aluminium, en fonction de la température. Cette variation suit une loi d'Arrhénius et s'exprime donc sous la forme :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (16)$$

où E_a est l'énergie d'activation et D_0 le coefficient pré-exponentiel. On peut prendre les valeurs suivantes pour le bore, $E_a = 3.69$ eV et $D_0 = 5.1$ cm²/s [15] et pour l'aluminium, $E_a = 3.26$ eV et $D_0 = 1.57$ cm²/s, [22].

Si on prend la température du recuit caisson (1280 °C), on voit alors que le coefficient de diffusion de l'aluminium est égal à $4.2 \cdot 10^{-11}$ cm²/s, soit presque huit fois plus que celui du bore ($5.5 \cdot 10^{-12}$ cm²/s). Pour évaluer le gain de temps apporté par l'utilisation de l'aluminium, il faut déterminer la valeur de t pour laquelle la concentration à mi-épaisseur et au milieu du caisson est égale à celle obtenue pour le bore ($1.2 \cdot 10^{16}$ at/cm³ dans l'exemple de la partie III.2.2). Le temps de recuit t doit alors satisfaire l'équation suivante :

$$C_1 - \frac{2Q_s}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{e^2}{16Dt}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{y_0}{2\sqrt{Dt}}\right) = 0 \quad (17)$$

où $C_1 = 1.2 \cdot 10^{16}$ at/cm³, $D = 4.2 \cdot 10^{-11}$ cm²/s et les autres variables prennent les mêmes valeurs que précédemment. Cette équation n'est fonction que de la variable Dt si les autres paramètres

restent constants et donc l'équation est satisfaite pour une seule valeur de Dt . On obtient alors la durée du recuit aluminium par la relation : $D_{\text{bore}} t_{\text{bore}} = D_{\text{alu}} t_{\text{alu}}$. La réduction du temps est donc obtenue par le rapport du coefficient de diffusion de l'aluminium sur celui du bore. Dans notre exemple à 1280 °C, la réduction de la durée de recuit est de l'ordre de huit.

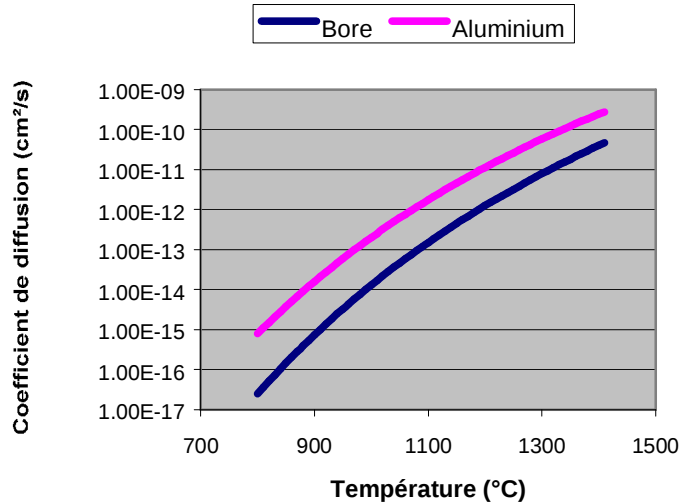


Figure 20 : Variation comparée des coefficients de diffusion du bore et de l'aluminium en fonction de la température.

Les calculs simples du paragraphe précédent montrent bien l'intérêt d'utiliser l'aluminium comme espèce diffusante à la place du bore. Cette utilisation permet théoriquement de réduire le temps de recuit de manière très significative en le divisant par huit environ. Or, il a été mis en évidence un problème majeur lié à l'utilisation de l'aluminium en tant que dopant : l'évaporation. Ce phénomène est responsable d'une perte sévère de la dose lors des recuits, entraînant une profonde modification des profils de diffusion. Le flux d'aluminium s'échappant du substrat est tel que seulement 1 % environ de la dose implantée est conservée dans le silicium après de forts bilans thermiques [22, 23]. Les concentrations visées pour le caisson (10^{18} at/cm³ en surface et au moins $5 \cdot 10^{15}$ at/cm³ à mi-épaisseur) sont alors hors d'atteinte avec l'aluminium, à moins d'augmenter fortement la dose initiale et donc la durée d'implantation, ce qui n'est pas faisable de manière pratique. De plus, l'implantation d'aluminium à forte dose crée des défauts étendus sur lesquels une partie de l'aluminium se piège devenant immobile et surtout électriquement inactive [22].

On le voit, l'utilisation de l'implantation aluminium suivie d'un recuit de diffusion ne permet pas la réalisation de zones fortement dopées, ce n'est donc pas une alternative réaliste pour la réalisation du caisson périphérique traversant, du moins en utilisant les implanteurs industriels actuels (20-200 keV).

IV.2 Diffusion dans le silicium poreux

Les deux principaux dopants de type P, le bore et l'aluminium ne permettent pas d'obtenir par diffusion à l'état solide des zones très dopées en profondeur avec un bilan thermique raisonnable. Dans un cas (bore), le bilan thermique est énorme et dans l'autre (aluminium), l'exodiffusion du dopant interdit d'atteindre des dopages élevés.

Une façon de contourner ces deux problèmes est de créer dans l'épaisseur du silicium des zones à "fort coefficient de diffusion". La formation localisée de silicium poreux permet d'obtenir cette fonction [24, 25]. La figure 21 montre les différentes étapes permettant de réaliser un caisson d'isolation à partir de silicium poreux. La formation des zones poreuses se fait par dissolution anodique du silicium plongé dans un électrolyte (acide fluorhydrique seul ou avec éthanol). La dissolution se faisant quand le silicium est polarisé négativement, la polarisation alternative du système plaquette/électrolyte permet de créer des zones poreuses sur les deux faces. Ces zones sont localisées grâce à un masque de polysilicium sur oxyde permettant d'isoler électriquement les régions qui ne doivent pas être dopées.

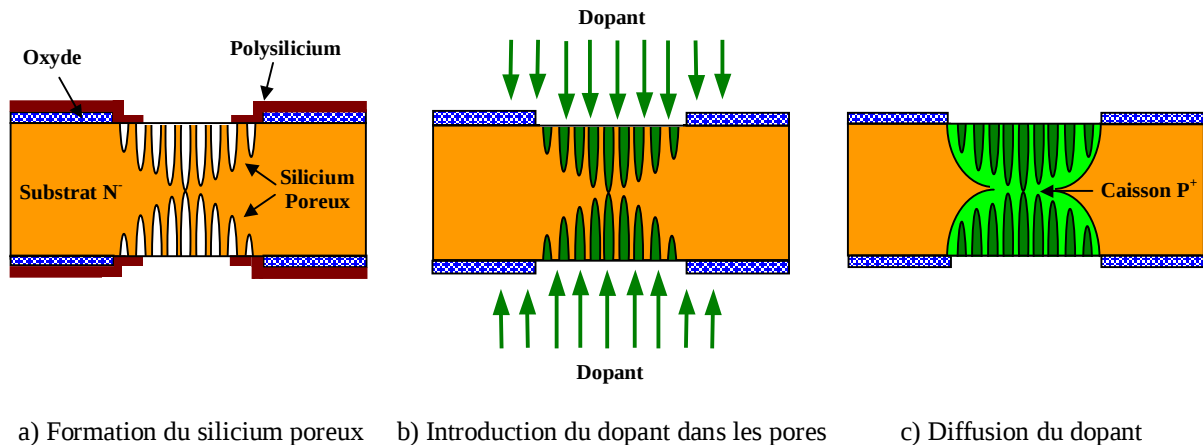


Figure 21 : Réalisation d'un caisson traversant à l'aide de silicium poreux

Une fois ces zones créées, le dopant de type P peut être introduit dans le silicium de deux manières différentes : prédépôt de bore à basse température [24] ou imprégnation "à froid" par un liquide comme l' AlCl_3 pour un dopage aluminium [25]. Grâce à la présence des pores, le dopant s'introduit profondément dans le silicium et il n'y a plus qu'à faire un recuit court pour diffuser le dopant dans le silicium de façon à créer un caisson continu et une jonction silicium P monocristallin / substrat N.

Ce procédé réduit très nettement le bilan thermique de la brique "caisson", il permet de travailler à plus basse température dans des fours de quartz et donc de réduire potentiellement la contamination métallique ainsi que la génération de défauts de surface et de volume. Par contre, on ne peut anodiser qu'une seule plaquette à la fois (procédé qui dure entre 15 [25] et 40 minutes [24]), ce qui annule en partie l'effet bénéfique du bilan thermique abaissé vis-à-vis du temps de cycle.

De plus, la propagation des pores lors de l'anodisation se faisant aussi sous le masque de polysilicium, il y a donc un effet de "diffusion latérale" similaire au caisson bore classique et amenant une consommation de surface excessive. Par contre, le gradient de concentration est limité dans les deux directions par le fait que des sources de dopants (les pores) sont disponibles périodiquement dans le caisson. Le problème de la diaphonie est donc supprimé (pas de gradient suivant l'épaisseur) mais, en contrepartie, à moins d'augmenter le bilan thermique de la diffusion, le gradient à la jonction est trop élevé pour permettre un claquage inverse dans le volume.

IV.3 Réalisation de tranchées remplies par polysilicium dopé

Comme nous l'avons vu précédemment, un moyen de réduire le bilan thermique du caisson est d'amener la source de dopant dans le volume du silicium. Au lieu de procéder par la formation de zones poreuses, on peut réaliser des tranchées dans le silicium par gravure profonde, qui sont ensuite remplies par du polysilicium dopé bore [26, 27, 28]. Les dessins de la figure 22 montrent les trois étapes principales de cette technique.

La première étape consiste donc en la réalisation de tranchées profondes (environ 100 μm) sur les deux faces de la plaquette, par gravure plasma fortement anisotrope à base de chimie fluorée [26]. La présence d'un masque d'oxyde permet la localisation des tranchées car la gravure plasma est très sélective vis-à-vis de l'oxyde (le taux de gravure de l'oxyde est environ 400 fois inférieur à celui du silicium). Pour éviter des temps de dépôt prohibitifs, La largeur des tranchées est limitée à 10 μm .

Les tranchées sont ensuite remplies par du silicium polycristallin déposé par LPCVD (*Low Pressure Chemical Vapor Deposition*) avec un dopage bore *in situ*. Les conditions de cette étape de dépôt (pression, température, flux des gaz réactifs) doivent être soigneusement choisies pour avoir un dépôt remplissant entièrement la tranchée [27]. Le dopage bore du polysilicium peut aller jusqu'à 10^{20} at/cm³, ce qui constitue une source profonde de dopants de très bonne qualité.

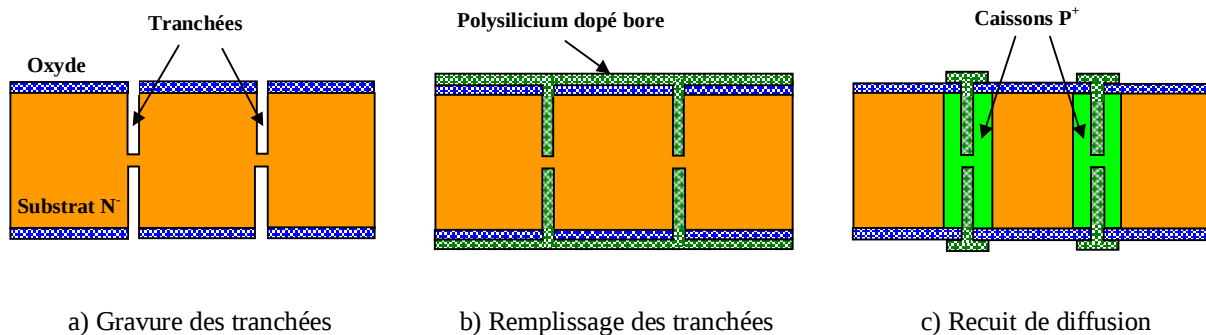


Figure 22 : Réalisation de tranchées profondes remplies par polysilicium dopé bore

Enfin, le recuit de diffusion permet, comme pour le silicium poreux, d'assurer la continuité du caisson par la réunion des deux tranchées et l'établissement d'une jonction Si monocristallin P / substrat N. Là aussi, le recuit est très court vis-à-vis d'un caisson bore classique, la diffusion se faisant sur environ 10 à 20 μm . Au total, chaque caisson fait donc entre 20 et 30 μm (tranchée + diffusion). Cette largeur est insuffisante pour permettre la découpe de la puce. Il est alors indispensable de réaliser deux caissons distants d'une longueur suffisante pour permettre la découpe (voir figure 22).

Le faible bilan thermique est le principal avantage de cette technique, il permet de diminuer la contamination métallique et les défauts apportés par le recuit. Le temps de cycle, quant à lui, reste important car la gravure plasma est mono-plaquette et relativement longue (de l'ordre de 30 min pour une profondeur de 100 μm). Un autre avantage important est l'absence de consommation latérale de surface grâce à la grande anisotropie de la gravure des tranchées. De plus, comme pour le silicium poreux, le niveau de dopage est quasiment

constant dans l'épaisseur de la plaquette, ce qui supprime la diaphonie. Par contre, le gradient latéral de concentration est élevé, avec comme conséquence, la dégradation de la tenue en tension inverse. Enfin, une des problématiques importantes, en dehors du réglage des paramètres du procédé, est la fragilité de la plaquette induite par les tranchées elles-mêmes (faible épaisseur de silicium restant au milieu de la plaquette) et par les contraintes dues au dépôt de polysilicium.

IV.4 Thermomigration de l'aluminium dans le silicium

La dernière technique que nous allons étudier est la thermomigration d'aluminium en phase liquide dans le silicium [29]. Ce procédé consiste à faire migrer un alliage liquide d'aluminium / silicium dans une plaquette de silicium soumise à un gradient thermique dans son épaisseur. En migrant, cet alliage laisse derrière lui une traînée de silicium recristallisé dopé P^+ aluminium. La figure 23 montre ainsi le principe de l'établissement du gradient thermique vertical (à gauche) et celui du procédé en lui-même (à droite).

Le gradient de température est obtenu grâce à un four à recuit rapide ou four RTP (*Rapid Thermal Process*) spécialement aménagé. Ainsi, les lampes halogènes de la partie supérieure fournissent de l'énergie radiative dans les domaines infrarouge et visible sur la face supérieure de la plaquette. Cette énergie est absorbée en surface du silicium puis transmise vers l'autre face par conduction thermique dans le volume. La face inférieure rayonne alors librement vers la partie basse absorbante qui maintient le flux de conduction et donc le gradient thermique dans l'épaisseur de la plaquette [30]. Ce gradient est de l'ordre de 100 °C/cm à 1300 °C.

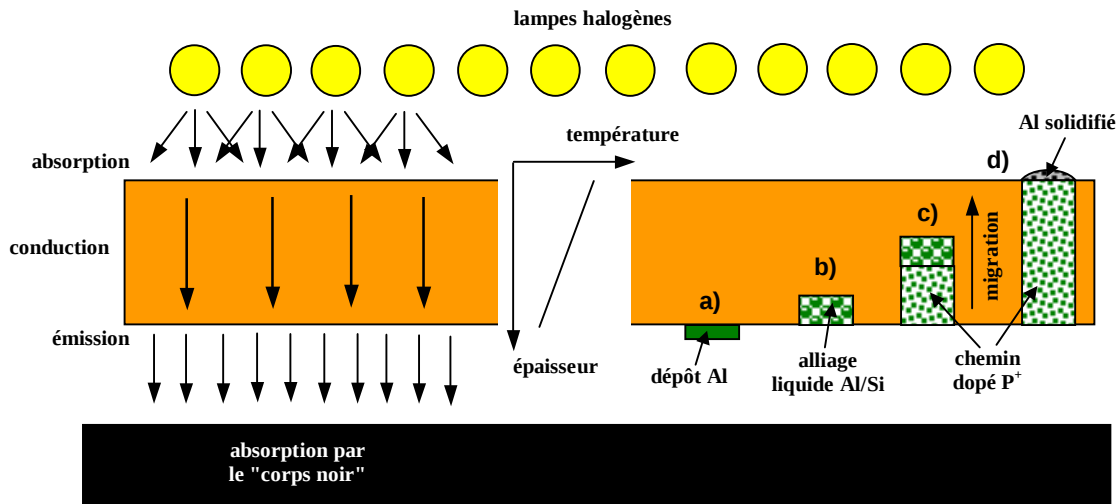


Figure 23 : Principe de la thermomigration d'aluminium sous l'effet d'un gradient vertical

Voyons maintenant le principe succinct de la thermomigration [31]. Après le dépôt d'une couche d'aluminium photogravée (étape a), la plaquette est disposée dans le four de recuit rapide, la face avec aluminium en regard de la partie inférieure absorbante. Lors de la montée en température, il y a alors formation d'un alliage liquide Al/Si (étape b) dans lequel se répercute le gradient de température vertical. Ceci provoque l'établissement d'un gradient de concentration de silicium qui fait migrer l'alliage du côté "froid" (face arrière) vers le côté "chaud" (face avant) en laissant dans son sillage un chemin dopé P^+ aluminium à la solubilité

limite (étape c). Une fois la migration terminée, l'aluminium en excès se solidifie sur la face supérieure (étape d).

Le phénomène responsable de la migration est la diffusion à l'état liquide du silicium dans la goutte d'alliage provoquée par le gradient de concentration. La vitesse de migration est donc très élevée, de l'ordre de 70 $\mu\text{m}/\text{min}$ à 1300 °C [31]. La réalisation d'un caisson P^+ dopé aluminium sur une plaquette de 200 μm d'épaisseur nécessite environ 3 minutes, à comparer avec les centaines d'heures de la diffusion bore. On voit immédiatement l'intérêt d'une telle technique en termes de bilan thermique et de temps de cycle.

De plus, l'équipement RTP étant mono-plaque, il assure le traitement d'un lot de 25 ou 50 plaquettes en quelques heures, ce qui peut permettre d'aider à régulariser le flux de production (pas d'effet de goulot d'étranglement).

Comme le bilan thermique est abaissé, on ne rencontre plus les défauts typiques d'un recuit long. Par contre, la migration d'un liquide dans un solide et l'utilisation d'un four RTP peuvent amener la génération d'autres défauts.

Il n'y a pas de gradient de concentration en profondeur car la limite de solubilité de l'aluminium dans le silicium (grandeur qui contrôle le niveau de dopage) ne varie pas sur l'intervalle de température de quelques °C entre les deux faces. Le niveau de dopage ainsi obtenu (environ $10^{19} \text{ at}/\text{cm}^3$) permet alors de se débarrasser complètement du problème de la "diaphonie". Par contre, le fort gradient latéral (jonction caisson/substrat très abrupte) peut avoir une influence négative sur la tenue en tension inverse.

Enfin, si la force motrice de la migration est uniquement le gradient thermique vertical, il n'y a théoriquement pas d'étalement de la goutte d'alliage et donc pas de diffusion latérale des dopants. La consommation de surface est donc minimisée.

V Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de poser la problématique fonctionnelle et technologique de la tenue en tension inverse dans les composants de puissance à base de semiconducteurs. Après avoir défini les notions d'interrupteur idéal et d'interrupteur réel, nous avons ainsi déterminé les conditions fonctionnelles de la bidirectionnalité en tension et donné la liste des composants y satisfaisant : le thyristor, le triac et l'IGBT. Ensuite, nous nous sommes attachés à décrire les moyens technologiques permettant cette bidirectionnalité en insistant plus particulièrement sur les dispositifs *Planar* à assemblage sur embase plane. Nous avons ainsi montré la nécessité d'un caisson traversant périphérique et explicité sa réalisation actuelle (diffusion bore double face) en dégageant ses principaux inconvénients. Différentes solutions alternatives ont été présentées et sont résumées sur le tableau de la figure 24.

Ce tableau montre le comparatif des différentes solutions exposées précédemment en fonction des critères suivants : dopage élevé et constant dans l'épaisseur de la plaquette, bilan thermique, temps de cycle, tenue en tension inverse et intégrité du silicium (absence de défauts cristallins et robustesse mécanique de la plaquette).

A la lecture de ce tableau, trois procédés sont potentiellement intéressants pour remplacer la diffusion bore classique, le silicium poreux, les tranchées et la thermomigration. La colonne pour la diffusion aluminium n'a pas été remplie entièrement car l'impossibilité d'obtenir des dopages élevés élimine d'emblée ce procédé.

En ce qui concerne le silicium poreux, la potentialité intéressante du procédé n'a, semble-t-il, pas été développée. En effet, les publications sur ce sujet ne mentionnent jamais de résultats électriques de tenue en tension inverse [24, 25] ; il semble donc que cette technique ait été abandonnée, peut-être pour des raisons d'intégration dans une filière de fabrication.

Procédé Propriété	Diffusion Bore	Diffusion Aluminium	Silicium Poreux	Tranchées + polySi	Thermo- migration
Dopage élevé et constant	NON	NON	OUI	OUI	OUI
Bilan thermique faible	NON		OUI	OUI	OUI
Temps de cycle réduit	NON		NON	NON	OUI
Tenue en tension optimisée	OUI		NON	NON	NON
Intégrité du silicium	NON		?	?	?

Figure 24 : Comparatif des procédés permettant la réalisation d'un caisson traversant

La technologie "tranchées" possède de nombreux avantages, qui ont été évoqués précédemment. A cela, nous pouvons rajouter le fait que cette technique n'est pas limitée à la réalisation de caissons périphériques. Elle peut servir à faire des zones dopées profondes non nécessairement traversantes. Son seul véritable inconvénient est la durée du procédé de gravure. Cette technique est donc très intéressante pour remplacer la diffusion bore classique ou pour d'autres applications. Elle est d'ailleurs en cours d'évaluation à STMicroelectronics Tours.

La thermomigration est le seul procédé permettant d'obtenir un dopage élevé constant et de réduire à la fois le bilan thermique et le temps de cycle de fabrication. Il apparaît donc que ce procédé est une réponse très pertinente aux problématiques posées par l'utilisation du caisson bore, même si certains inconvénients restent présents (tenue en tension et défauts). Aucune solution ne répond parfaitement au cahier des charges mais, avec la technologie "tranchées", c'est la thermomigration qui s'en rapproche le plus.

Cette conclusion justifie donc l'étude de la thermomigration en tant que solution de remplacement du caisson bore. Le chapitre suivant, dédié à la présentation détaillée de ce procédé, va nous permettre notamment de comprendre l'origine de ses avantages.

Références Bibliographiques du Chapitre I

- [1] J. Arnould et P. Merle, "Dispositifs de l'électronique de puissance – Volume 1", Hermes, Paris (1992).
- [2] G. Séguier, "L'électronique de puissance – Les fonctions de base et leurs principales applications", Dunod, Paris (1998).
- [3] B. J. Baliga, "Power semiconductor devices", PWS Publishing, Boston (1995).
- [4] W. Fulop, "Calculation of avalanche breakdown voltages of silicon P-N junctions", Solid State Electronics **10**, 39 (1967).
- [5] H. L. Armstrong, "A theory of voltage breakdown of cylindrical P-N junctions, with applications", IRE Transactions on Electron Devices **4**, 15 (1957).
- [6] J-L. Sanchez et G. Charitat, "Evolution des techniques de terminaison de jonction pour les composants haute tension discrets et intégrables", L'Onde Electrique **72**, 30 (1992).
- [7] J. Arnould et P. Merle, "Dispositifs de l'électronique de puissance – Volume 2", Hermes, Paris (1992).
- [8] P. D. Taylor, "Thyristor design and realization", Wiley, Chichester (1987).
- [9] F. Galtié, "De l'analyse d'un système alimenté sur le secteur à l'intégration fonctionnelle de sa commande", Thèse de Doctorat, Université de Tours, Juillet 2001.
- [10] T. Tanaka, Y. Mochizuki and M. Okamura, "Analysis of a junction termination structure for ideal breakdown voltage in P-N junction devices", IEEE Transactions on Electron Devices **ED-27**, 261 (1980).
- [11] R. Pezzani and J-B. Quoirin, "Functional integration of power devices, a new approach", EPE'95, p. 219 (1995).
- [12] M. Roy, L. Gonthier, C. Anceau and B. Giffard, "The MBS (MOS Bidirectional Switch), a new MOS switch with reverse blocking voltage", EPE'99, p. 7 (1999).
- [13] W. Jost, "Diffusion in solids, liquids, gases", Academic Press, New York (1960).
- [14] A. S. Grove, "Physics and technology of semiconductor devices", Wiley, New York (1967).
- [15] M. Okamura, "Boron diffusion into silicon using elemental boron", Japanese Journal of Applied Physics **8**, 1440 (1969).
- [16] D. P. Kennedy and R. R. O'Brien, "Analysis of the impurity atom distribution near the diffusion mask for a planar P-N junction", IBM Journal of Research and Development **9**, 179 (1965).
- [17] F. Duclos, "Phénomènes parasites observés entre deux switches adjacents séparés par caisson", Rapport interne STMicroelectronics, Février 1998.

- [18] M. Itsumi, "Contamination determination for silicon carbide cantilever forks in diffusion furnaces", *Journal of the Electrochemical Society* **141**, 1304 (1994)
- [19] E. R. Weber, "Transition metals in silicon", *Applied Physics A* **30**, 1 (1983).
- [20] D. K. Schroder, "Carrier lifetimes in silicon", *IEEE Transactions on Electron Devices* **44**, 160 (1997).
- [21] D. Barge, "Etude de faisabilité de caissons traversant dans le silicium pour application aux composants de puissance", Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille III, Mai 2001.
- [22] C. Ortiz, "Contribution à l'étude des phénomènes de diffusion de l'aluminium dans le silicium. Application à la réalisation de jonctions profondes", Thèse de doctorat, Université de Tours, Septembre 2000.
- [23] P. Brüesch, E. Halder, P. Kluge, J. Rhyner, P. Roggwiler, Th. Stockmeier, F. Stucki and H. J. Wiesmann, "Electrical activity of aluminum implanted in silicon: an interface problem in high-power devices", *Journal of Applied Physics* **68**, 2226 (1990).
- [24] P. Déhu, A. Senes and F. Miserey, "P wells made of porous silicon for power devices: determination of the formation steps", *Thin Solid Films* **255**, 321 (1995).
- [25] G. Amato, L. Boarino, N. Brunetto and M. Turnaturi, "Deep cold junctions by porous silicon impregnation", *Thin Solid Films* **297**, 321 (1997).
- [26] S. Aachboun, "Etude de la gravure profonde du silicium à très basse température. Application à la réalisation de caissons d'isolation pour la microélectronique de puissance", Thèse de doctorat, Université d'Orléans, Octobre 2000.
- [27] F. Pierre, S. Aachboun, O. Bonnaud, H. Lhermitte, P. Ranson, C. Anceau and L. Cornibert, "Deep discrete trenches filled by *in-situ* doped polysilicon: an alternative method for junction insulating box", *Proceedings of the SPIE*, vol. 3881, p. 252 (1999).
- [28] O. Causse, P. Austin and J-L. Sanchez, "A new peripheral planar structure allowing a symmetrical blocking voltage", *CAS'99*, p. 465 (1999).
- [29] T. R. Anthony, J. K. Boah, M. F. Chang, H. E. Cline, "Thermomigration processing of isolation grids in power structures", *IEEE Transactions on Electron Devices* **ED-23**, 818 (1976).
- [30] T. R. Anthony and H. E. Cline, "Stresses generated by the thermomigration of liquid inclusions in silicon", *Journal of Applied Physics* **49**, 5774 (1979).
- [31] H. E. Cline and T. R. Anthony, "High-speed droplet migration in silicon", *Journal of Applied Physics* **47**, 2325 (1976).

CHAPITRE II

LA THERMOMIGRATION DE L'ALUMINIUM EN PHASE LIQUIDE DANS LE SILICIUM

I Introduction

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la thermomigration d'aluminium en phase liquide dans le silicium sous l'influence d'un gradient de température vertical est une alternative très intéressante à la diffusion bore pour la réalisation des caissons traversants assurant la tenue en tension inverse dans les composants à tenue en tension bidirectionnelle. Des études préliminaires en laboratoire ayant montré sa faisabilité [1] ont poussé STMicroelectronics à envisager cette technique comme une solution industrielle de remplacement du caisson bore. Cette thèse s'inscrit donc dans cette démarche.

De manière générale, le phénomène de thermomigration peut être défini comme la migration d'une inclusion liquide dans un milieu solide soumis à un gradient de température. La migration se fait alors suivant la direction du gradient de la partie froide vers la partie chaude du solide. La coexistence d'une phase liquide et d'une phase solide implique nécessairement la présence de deux constituants élémentaires dans le système considéré. Le premier élément est l'élément constitutif du substrat solide, le liquide est alors obtenu par la mise en solution de ce premier élément (solvant) avec un deuxième constituant (soluté). Les termes solvant et soluté sont utilisés dans le sens métallurgique, le solvant correspondant au matériau en excès et majoritaire dans l'alliage et le soluté à l'élément minoritaire, abaissant le point de fusion du solvant [2].

La migration sous l'influence du gradient de température résulte alors de trois phénomènes conjugués : dissolution du solide à la face avant de la goutte (face "chaude"), diffusion du solvant dans le liquide et rejet de solvant faiblement concentré en soluté à la face arrière de cette même goutte (face "froide"). Nous allons le voir dans la première partie de ce chapitre, la thermomigration est un phénomène très général qui n'est pas limité au dopage des semiconducteurs. En effet, il a d'abord été appliqué au domaine de la géophysique en 1926 pour expliquer l'auto-désalinisation des glaciers dans les zones arctiques. C'est seulement en 1955 que la thermomigration est utilisée pour le dopage des semiconducteurs. Dans les années 70, deux chercheurs de General Electric, Thomas Anthony et Harvey Cline vont développer cette technique de façon remarquable, tant du point de vue théorique que pratique (application au caisson d'isolation). Elle est ensuite abandonnée par GE au début des années 80 et nous verrons que la recherche sur ce sujet s'est, depuis lors, considérablement ralentie. Parallèlement à cet historique, nous ferons un inventaire des différentes applications de la technique en dehors de la réalisation de caissons d'isolation pour composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle.

Ensuite, dans une deuxième partie, nous verrons quelques éléments de la théorie de la thermomigration. Nous expliciterons les phénomènes de base mis en jeu en donnant, entre autres, une expression simplifiée de la vitesse de migration. Cette analyse "au premier ordre" sera complétée en faisant intervenir des phénomènes dits "secondaires" mais qui auront une importance cruciale sur les propriétés de la migration. Enfin, nous appliquerons cette théorie au système aluminium / silicium. Après avoir justifié le choix de ce système pour le dopage de type P dans le silicium, nous évaluerons la vitesse de migration de la goutte, ce qui donnera une idée du gain de bilan thermique par rapport à une diffusion bore classique. Nous insisterons aussi sur les conditions de la stabilité et sur la forme des lignes d'alliage en utilisant les phénomènes dits "secondaires" affectant la migration. Nous terminerons en donnant quelques autres caractéristiques du procédé : nature du chemin thermomigré, volume de l'alliage en migration, étalement en face de sortie et contraintes induites.

II Historique et applications de la thermomigration

Dans cette partie, nous allons décrire les différentes étapes chronologiques du développement théorique et pratique du procédé de thermomigration, ainsi que ses principales applications. Tout au long de cette chronologie, nous insisterons plus particulièrement sur le caractère multidisciplinaire du phénomène.

En effet, même si le principe du procédé repose sur la physique des phases liquide et solide, le champ d'application est très vaste : de la géophysique (désalinisation des glaciers, protection des conteneurs de déchets radioactifs), à l'électronique (caissons d'isolation, chemins conducteurs, détection de rayons X, capteurs solaires, ...) en passant par le secteur biomédical (imagerie et implants corticaux) et les microsystemes.

II.1 Découverte du phénomène et premiers essais de construction d'une théorie de la thermomigration

Le phénomène de thermomigration a été découvert en 1926 par M. G. Whitman du MIT de Boston [3] pour expliquer l'auto-désalinisation des glaces formées à partir d'eau de mer dans la banquise arctique. Ce phénomène avait été observé par des explorateurs polaires surpris de trouver de l'eau potable en grande quantité dans les glaces dérivant sur l'Océan Arctique.

Whitman imputa cette désalinisation à la migration de gouttes de saumure (mélange liquide d'eau et de sel) emprisonnées dans la glace vers la surface de la banquise, lorsque la température de l'air est supérieure à celle de la mer sur laquelle repose cette banquise (en été par exemple). Il s'agit donc bien d'un phénomène de migration sous l'influence d'un gradient de température. Les gouttelettes en migration laissent derrière elles une glace appauvrie en sel, celui-ci étant rejeté à la surface supérieure de la glace (voir figure 25). Après cette publication, le phénomène est retombé dans l'oubli, la communauté scientifique n'y voyant sûrement qu'une curiosité naturelle sans autre application.

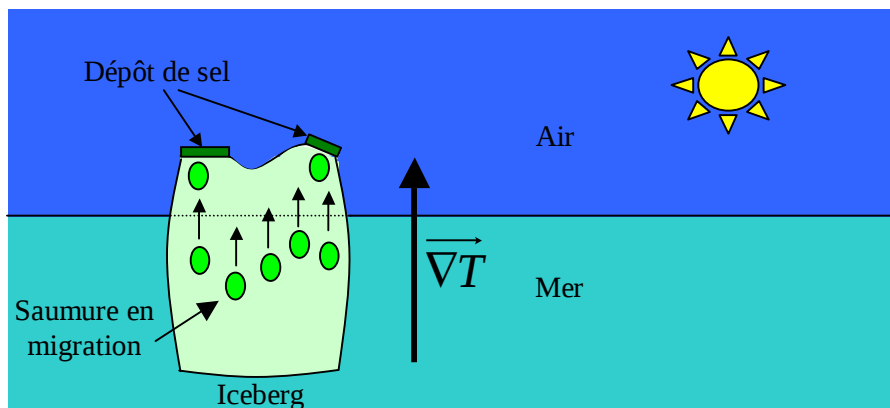


Figure 25 : Auto-désalinisation de glaciers polaires

Il a fallu attendre les années 50 pour que l'on reparle de thermomigration. Cette période correspond aux débuts de l'électronique à base de semiconducteurs et l'on cherchait alors activement des procédés physiques permettant de doper le silicium ou le germanium. Un chercheur des Bell Labs, W. G. Pfann redécouvrit alors le procédé de thermomigration, (indépendamment, il semblerait) en l'appliquant à la formation de zones dopées P^+ dans les semiconducteurs [2]. Il baptisa ce procédé TGZM pour *Temperature Gradient Zone Melting*, que l'on peut traduire en français par Fusion de Zone assistée par Gradient de Température.

Dans ce cas, le dopant "soluté" est apporté par un dépôt préalable (d'aluminium par exemple) sur le substrat semiconducteur "solvant" (le silicium). Le tout est porté à une température élevée pour former un alliage liquide d'aluminium/silicium et soumis à un gradient de température. Comme on l'a vu à la fin du premier chapitre, la migration de l'alliage laisse alors dans son sillage un chemin dopé aluminium. Comme technique de dopage, elle a été très vite abandonnée au profit de la diffusion à l'état solide, plus flexible et plus facile à contrôler [4], qui participe alors au formidable essor de la technologie silicium pour la fabrication des composants électroniques.

La thermomigration, quant à elle, reste dans le domaine de la recherche universitaire. Elle est ainsi utilisée pour déterminer expérimentalement le coefficient de diffusion de certains métaux à l'état liquide [5]. Parallèlement, la construction d'une théorie se fait progressivement pendant les années soixante [6, 7, 8]. Elle est vérifiée sur des systèmes de migration à température ambiante, comme celle de gouttelettes de saumure dans la glace [9].

Cette théorie est aussi utilisée pour évaluer l'efficacité des mines de sel comme lieux de stockage des déchets radioactifs provenant des premières applications civiles de l'énergie nucléaire [10, 11]. La chaleur dégagée par ces déchets crée, en effet, un gradient de température dirigé de l'extérieur vers l'intérieur de la mine. Les gouttelettes de saumure présentes dans la roche de sel sont alors susceptibles de migrer vers l'intérieur de la mine en y libérant de l'eau liquide pouvant accélérer la corrosion et donc la dégradation des conteneurs de déchets. D'autre part, des inclusions biphasiques liquide/vapeur contaminées par les déchets et présentes sur la paroi intérieure de la mine peuvent contaminer le reste de la mine et éventuellement le milieu extérieur par une migration dans le sens contraire du gradient, contrairement aux gouttes purement liquides [11]. Il a été montré que le piégeage de ces différentes gouttelettes par les joints de grains de la roche de sel stoppe complètement la migration et rend la contamination de l'environnement très peu probable, même à une échelle géologique (de l'ordre du million d'années).

A part cette application notable, la thermomigration reste, à cette époque, une "curiosité" de laboratoire sans débouchés industriels en vue. Ce n'est qu'au début des années soixante-dix qu'un industriel de la microélectronique va s'y intéresser de très près.

II.2 La thermomigration chez General Electric : approfondissement du procédé et application aux composants de puissance

Jusqu'à la fin des années soixante, la thermomigration reste un procédé confidentiel, dont l'étendue des applications a été envisagé, par Pfann notamment [2], mais n'a pas été exploitée. En 1970 apparaît la première publication sur le sujet de deux chercheurs de General Electric, Thomas R. Anthony et Harvey E. Cline [12]. Dans cette publication, la migration

d'inclusions liquides sous l'effet d'un champ d'accélération est étudiée. Il s'agit du même phénomène que la thermomigration mais avec une force motrice différente. Le système étudié est le système binaire H_2O/KCl du fait de la commodité de l'expérimentation à température ambiante et de la possibilité d'une observation directe des gouttes dans le cristal transparent de KCl .

L'étude de ce système permet alors à Anthony et Cline de déterminer les facteurs prépondérants de la thermomigration et de donner leur influence sur les caractéristiques de la migration : stabilité des gouttelettes en migration [13], évolution de leur forme [14], vitesse de migration [15]. Des phénomènes physiques sont alors associés à ces caractéristiques, telles que les cinétiques d'interface de dissolution et de cristallisation sur les faces avant et arrière de la gouttelette, la modification du gradient thermique dans la goutte due à sa conductivité thermique différente de celle du solide, et les forces de tension de surface qui influencent la forme de la goutte. Toutes ces publications ébauchent la construction d'une théorie complète et vont amener une maîtrise du procédé permettant la mise en œuvre d'applications industrielles.

Le domaine d'application visé est, comme pour Pfann, le dopage des semiconducteurs et plus particulièrement la réalisation de murs d'isolation de type P pour les composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle, et ceci avec le système aluminium / silicium que Anthony et Cline abordent dès 1972 [4]. L'étude de ce système va donner lieu à un certain nombre de publications visant à résoudre les problèmes spécifiques liés notamment à la température élevée du procédé. Parallèlement à cela, un très grand nombre de brevets vont être déposés (environ une quarantaine entre 1975 et 1980, dont [16] et [17]), ce qui témoigne du grand intérêt que GE manifestait pour le procédé.

Une des publications [18] présente les différents moyens pour réaliser le gradient de température. En vue de l'application finale, la migration doit se faire sous forme de lignes et non plus sous formes de gouttelettes discrètes isolées, la géométrie de ces lignes est alors déterminée en fonction de différents paramètres, dont l'orientation cristallographique du substrat silicium [19]. La température élevée du procédé ($T > 1000\text{ }^{\circ}C$) associée à la migration d'une inclusion liquide dans un solide est susceptible de provoquer un certain nombre de contraintes et de défauts cristallins dans le substrat [20]. Il est notamment expliqué pourquoi la thermomigration permet un dopage essentiellement traversant. On ne peut, en effet, arrêter la goutte au milieu du substrat sous peine de voir se cristalliser une inclusion solide de nature différente du substrat de départ. Les contraintes résultantes sont énormes et peuvent provoquer la génération de défauts ou la fracture du substrat silicium.

Enfin, une expression de la vitesse de migration est donnée et comparée aux données expérimentales [21]. Toutes ces publications forment un *corpus* théorique sur la thermomigration de l'aluminium en phase liquide qui nous servira de base pour les prochaines parties de ce chapitre.

Vers la fin des années 70, la maîtrise pratique et théorique du procédé rend possible chez General Electric l'application industrielle de la thermomigration pour la fabrication de gros thyristors de forte puissance en technologie *Mesa* [22]. Quelques problèmes pratiques liés à l'insertion du procédé dans une filière de fabrication sont résolus dans ce but [23, 24]. Le schéma de la figure 26 montre la structure du composant ; un parallèle peut être fait avec la technologie *Top Glass* de STMicroelectronics (voir partie III.1.3 du chapitre I), le caisson bore étant remplacé par le caisson thermomigré.

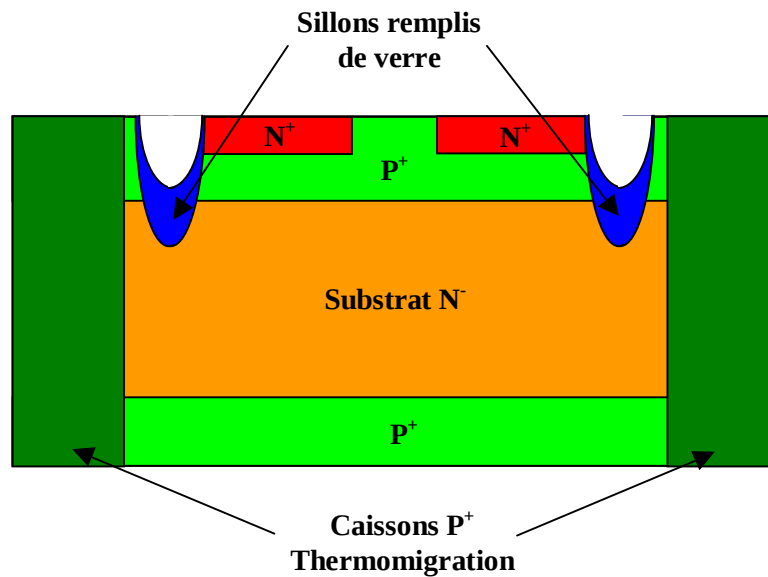


Figure 26 : Thyristor *Mesa* à caisson thermomigration de General Electric

Ce type de composant semble avoir été développé vers 1977 / 1978 et ensuite exploité commercialement en remplacement de thyristors classiques à double sillon ou à sillon simple face et caisson bore.

En 1980, General Electric vend sa division électronique à Thomson en échange de sa division imagerie médicale. Le procédé, les brevets et l'équipement de thermomigration sont, eux, cédés à ATT [25] qui ne l'utilise pas commercialement sur le moment. Une seule publication sera issue de ce transfert [26] ; il s'agit de l'utilisation de la thermomigration pour la réalisation de petits thyristors en technologie *Planar*. Cette publication est importante dans le sens où elle constitue la première application du procédé à des composants de puissance fabriqués en technologie *Planar*. Par contre, elle n'aura aucune suite du fait de la séparation de ATT en plusieurs entités distinctes en 1986. Le savoir-faire acquis par General Electric et ATT en 15 ans de recherche semble donc se perdre à cette période.

On le voit, l'abandon de la thermomigration en tant que procédé industriel est essentiellement dû à une série de recentrages stratégiques, d'abord celui de General Electric puis celui d'ATT. Ce coup d'arrêt au développement de la thermomigration ne semble donc pas dû à des difficultés techniques, ce qui est très encourageant pour notre étude. A partir des années 80, le procédé n'est plus utilisé pour la fabrication des composants de puissance. De nombreuses autres applications vont néanmoins apparaître, dont deux, au moins, sont utilisées industriellement à l'heure actuelle.

II.3 De 1980 à nos jours : autres applications

Après le développement de la thermomigration par General Electric et son abandon, les nombreuses publications sur le sujet ont permis son utilisation par d'autres équipes de recherche pour de nouvelles applications en dehors du champ des composants de puissance.

Chronologiquement (1979), la première application concerne la mesure de concentration d'ions en solution aqueuse (par exemple, mesure de pH). Le composant permettant cette mesure est une diode contrôlée par une grille (GCD, *Gate Controlled Diode*) où la région P est réalisée par thermomigration dans un substrat N⁻ [27].

La thermomigration est aussi utilisée pour la soudure du silicium en 1980 [28]. Dans cette application, l'aluminium est pris en sandwich entre deux plaquettes de silicium ; lors du recuit, l'alliage liquide Al/Si est donc obtenu en dissolvant du silicium venant de ces deux plaquettes. Le début de la migration se caractérise alors par la recristallisation de la zone commune, ce qui assure la liaison des deux morceaux de silicium. Cette soudure par thermomigration a pour but la réalisation de formes difficiles à réaliser par usinage classique.

En 1981, la thermomigration est utilisée pour isoler des cellules solaires de façon à réaliser une batterie solaire monolithique à plusieurs cellules en série [29]. Cette étude de faisabilité menée en collaboration active avec General Electric n'a pas débouché sur une application industrielle.

La même année, une équipe des Hughes Research Laboratories propose l'utilisation de la thermomigration pour la réalisation de chemins d'interconnexions dans le volume d'une plaquette de silicium [30]. Cette application se base sur le fait que les chemins thermomigrés ont une conductivité importante grâce à leur dopage élevé et peuvent donc servir à conduire le courant d'une face à l'autre de la plaquette en maintenant une chute de tension raisonnable (résistance équivalente de ces chemins de l'ordre de quelques ohms). Ces interconnexions associées à un réseau de micro-ressorts conducteurs en surface permettent alors la réalisation de circuits microélectroniques dits 3D par l'empilement de plusieurs plaquettes ou puces les unes sur les autres contenant chacune un ou plusieurs circuits intégrés (CI), voir figure 27. Ces circuits servent alors de support pour des architectures de calculateurs 3D dont les performances devaient surpasser les technologies classiques à cette époque.

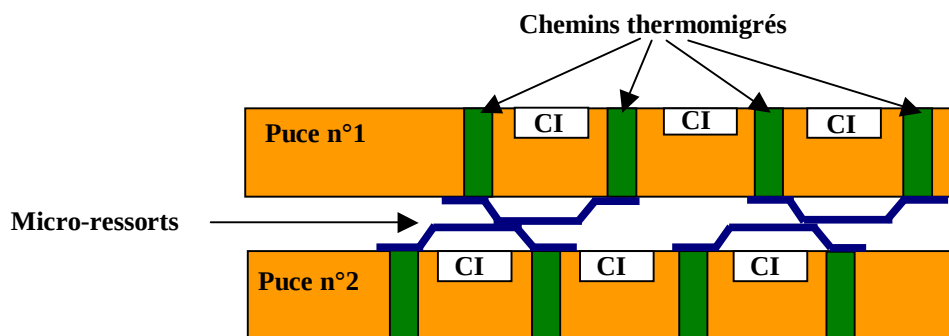


Figure 27 : Coupe d'un circuit 3D avec vias thermomigrés et micro-ressorts

Il semble qu'après d'autres essais de ce type chez NEC en 1985 [31] et chez IBM en 1987 [32], la technologie d'intégration 3D ait été abandonnée, sans doute à cause des progrès énormes de la microélectronique classique rendant inutile cette architecture. De plus, la réduction croissante de la dimension critique des composants (aujourd'hui de l'ordre de 0.1 μm et moins) n'est plus compatible avec ces technologies dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre de la dizaine de microns. Par contre, l'idée du chemin conducteur rendant possible une connexion électrique entre les deux faces d'une puce sera reprise par la suite.

La NASA s'est aussi intéressée au procédé de thermomigration pour la fabrication de détecteurs de rayons X utilisés dans les télescopes à rayons X [33]. La détection de ce type de rayonnement peut se faire par la mesure du courant de saturation d'une jonction P-N polarisée en inverse. En effet, les photons X interagissent avec le silicium en créant des paires d'électrons/trous. Pour augmenter la sensibilité du détecteur, les charges créées doivent l'être dans une zone où leur recombinaison est faible, dans la ZCE d'une jonction en inverse par exemple. L'utilisation de la thermomigration permet de réaliser des jonctions dont la ZCE s'étend profondément dans le silicium et non plus à sa surface. La sensibilité du détecteur est donc accrue puisque la détection des photons X est possible dans toute l'épaisseur de la plaquette.

En 1983, une équipe de Motorola démontre la faisabilité de la purification de silicium de grade métallurgique grâce à la thermomigration [34]. Le silicium de grade métallurgique (ou MGS pour *Metallurgical Grade Silicon*) est de qualité moindre que le silicium utilisé pour la fabrication des composants électroniques (silicium de grade électronique ou EGS pour *Electronic Grade Silicon*). Il est notamment utilisé pour la réalisation des cellules solaires photovoltaïques du fait de son coût moindre par rapport à l'EGS. L'un des problèmes associés au MGS est la présence d'une contamination métallique importante sous forme de précipités. La concentration de métaux tels que le fer ou l'aluminium peut ainsi aller jusqu'à 1% en masse, ce qui peut dégrader les propriétés des cellules solaires (rendement de conversion par exemple).

Le procédé de thermomigration permet alors la migration de ces précipités sous forme liquide, si le métal constitutif du précipité peut former un alliage liquide avec le silicium à la température considérée. En migrant, les gouttelettes d'alliage laissent derrière elles un chemin où la concentration de l'impureté est réduite à sa solubilité limite. A la fin de la migration, l'impureté métallique drainée par le gradient thermique se solidifie à la surface du MGS et peut être retirée par une attaque chimique appropriée. Par cette suite d'opérations, la concentration d'impuretés peut être alors réduite à 10 ppm en masse [34].

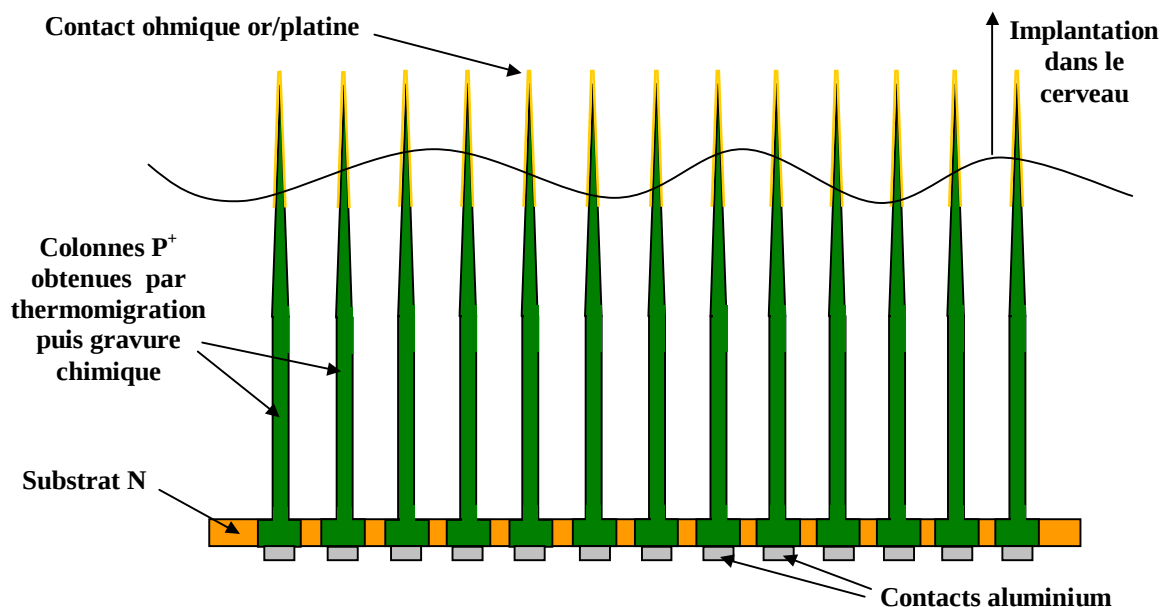


Figure 28 : Réseau d'électrodes intracorticales

La thermomigration a aussi été utilisée dans le domaine biomédical. Une équipe de l'Université d'Utah [35] a ainsi développé en 1991 un réseau d'électrodes intracorticales permettant la stimulation électrique de régions précises du cerveau (cortex du chat par exemple). La réalisation de zones dopées P^+ par thermomigration dans un substrat de silicium de type N isole électriquement chacune des électrodes par rapport aux autres grâce aux jonctions P-N abruptes ainsi constituées (voir figure 28). Le réseau d'électrodes en forme d'aiguilles est obtenu par sciage partiel de la plaquette de silicium suivi d'une attaque chimique. Enfin, un dépôt d'or/platine est effectué au bout des aiguilles pour faciliter le transfert de charge de l'électrode vers le cerveau (contact ohmique). Cette structure a donné lieu à un brevet [36] et est exploitée à l'heure actuelle par la société Bionic Technologies [37].

L'année suivante (1992), la même équipe de recherche réutilisa la thermomigration pour la fabrication d'un réseau de photodiodes [38]. La région P de la jonction est ramenée en face arrière de la puce par un via dopé P^+ réalisé par thermomigration, de façon à ce que le contact ohmique puisse être fait sur cette même face comme le contact de la région N. La face avant est donc entièrement disponible pour la photodétection. Les contacts sont situés exclusivement sur la face arrière, face dédiée aux interconnexions ou qui peut être reliée à un circuit intégré de traitement du signal par microbillage (ou *bumping*). Cette dernière possibilité a donné le concept dit de "*flip-chip photodiode*" (voir figure 29) développé par la société allemande Silicon Sensor GmbH en 1999 [39]. Il semblerait que ce type de composant soit commercialisé à l'heure actuelle.

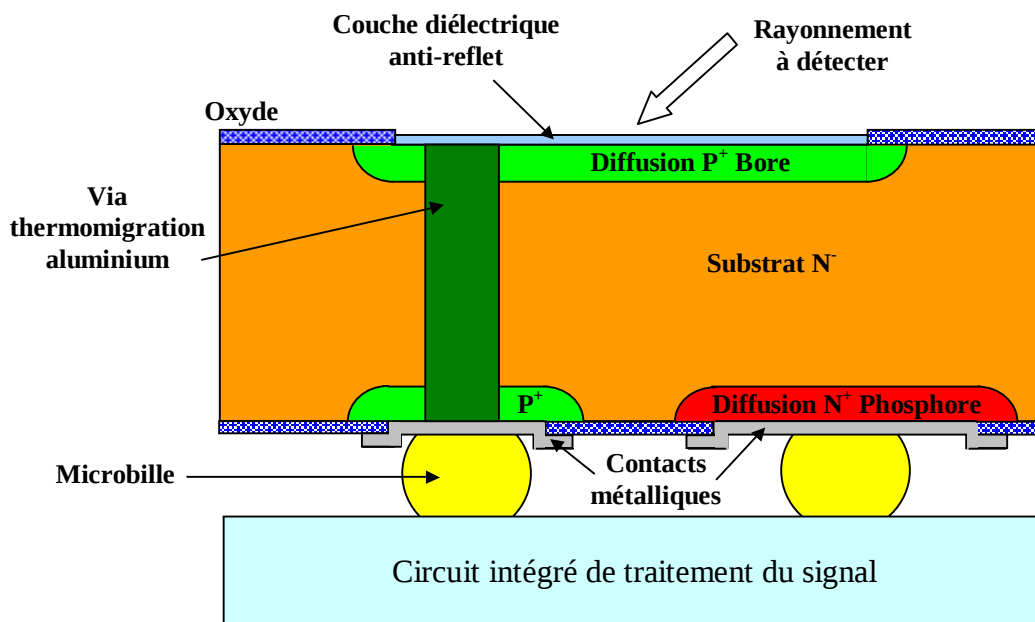


Figure 29 : Concept de *flip-chip photodiode* développé par Silicon Sensor

Les dernières applications répertoriées sont dans le domaine des microsystèmes à base de silicium (ou MEMS pour *Micro-Electro-Mechanical Systems*). Ainsi, un brevet déposé par Ford en 1986 mentionne l'utilisation de la thermomigration pour la fabrication de capteurs de pression [40]. Ce brevet reprend le principe de la soudure du silicium publié quelques années plus tôt [28] ainsi que la formation de chemins d'interconnexion. Enfin, dernièrement, une publication à la conférence MEMS'2000 [41] montre le procédé comme moyen d'isolation

électrique entre différents microsystèmes comme des détecteurs ou des actionneurs. La zone P^+ thermomigrée dans un substrat N permet alors la formation de deux jonctions P-N tête bêche qui, quelle que soit la polarisation, empêchent la circulation de courant (au courant inverse près) d'une structure à l'autre.

Parallèlement à ces applications, on peut noter dans les années 90 une reprise de la recherche dite "fondamentale" sur la thermomigration. Une équipe de l'université de Rostov en Russie s'intéresse ainsi à la migration dans des conditions non-stationnaires en température [42] et donne une méthode pour la simulation numérique du procédé [43]. Enfin, une équipe de Riga en Lettonie étudie la migration de gouttelettes d'alliage Al/Si formées par claquage secondaire dans les jonctions P-N, et ce sous l'effet d'un gradient de température (thermomigration) et d'un champ électrique (électromigration) [44].

En conclusion, le développement du procédé de thermomigration n'a pas été linéaire dans le temps, loin s'en faut. Ainsi, la découverte du phénomène en 1926 n'a pas donné lieu à une recherche active sur le sujet. Il a fallu attendre presque 30 ans pour qu'il trouve un champ d'applications dans le dopage des semi-conducteurs. Cette possibilité à peine envisagée, la thermomigration est abandonnée au profit de la diffusion à l'état solide et reste dans le domaine de la recherche fondamentale pendant 15 ans encore. Ce n'est que dans les années 70 que le procédé trouve enfin une application industrielle pour la réalisation des caissons d'isolation dans les composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle. Là aussi, la technique une fois commercialisée (fin des années 70) est tout de suite abandonnée par une série de décisions stratégiques (GE puis ATT).

Depuis 1980, l'intérêt pour la thermomigration est très nettement retombé, on ne compte environ qu'une trentaine de publications sur le sujet, soit environ 1.5 par an. Ces publications se consacrent essentiellement à des applications du procédé dans des domaines de l'électronique différents des composants de puissance comme le biomédical, les détecteurs de rayonnement ou encore les microsystèmes. On peut souligner avec surprise que la dernière publication concernant la réalisation de caissons d'isolations date de 1984 avec ATT. Cette application prometteuse ne semble donc pas avoir été reprise par des fabricants de composants de puissance qui aurait pu en tirer de gros avantages. Il faudra attendre 1997 pour que le LAAS-CNRS réutilise le procédé pour l'électronique de puissance [45]. Enfin, nous pouvons noter que deux applications industrielles de la thermomigration sont utilisées à l'heure actuelle : le réseau d'électrodes intra-corticales par Bionic Technologies Inc. et la photodiode montée en microbillage par Silicon Sensor GmbH.

III Théorie de la thermomigration

Après avoir détaillé l'histoire du procédé, nous allons nous attacher à décrire quelques points théoriques nécessaires à la compréhension du phénomène et à son utilisation pratique. Dans un premier temps, nous allons donner une description phénoménologique de la thermomigration en expliquant le mécanisme responsable du mouvement de la goutte sous l'effet du gradient de température.

Ensuite, nous donnerons une expression de la vitesse de migration en ne tenant compte que des phénomènes de diffusion et de transport de masse dans l'alliage liquide. La théorie ainsi exposée permet de comprendre facilement le principe de la thermomigration mais elle ne permet pas, par une application immédiate, d'obtenir un procédé technologique maîtrisé. Nous

verrons donc, dans une troisième partie, un certain nombre de phénomènes dits "secondaires" intervenant dans la thermomigration. Nous le verrons plus tard, ces phénomènes conditionneront un certain nombre de caractéristiques de la thermomigration, caractéristiques à contrôler obligatoirement pour l'application pratique du procédé.

III.1 Description phénoménologique du procédé

Dans le premier chapitre, nous avons décrit de manière succincte le procédé de thermomigration de manière à en dégager des avantages potentiels par rapport à la diffusion bore double face pour la réalisation des caissons d'isolation dans les composants à tenue en tension bidirectionnelle. Dans cette partie, nous allons donner le principe physique détaillé responsable de la migration et donner les conditions minimales nécessaires pour qu'il puisse avoir lieu.

III.1.1 Variation de la concentration de solvant avec la température

La force motrice de la thermomigration est le gradient de température imposé au substrat solide de l'espèce "solvant" B et qui se répercute dans l'alliage liquide, alliage formé par la mise en solution de ce solvant B par un soluté A. Pris dans ce sens, le solvant est l'élément en excès et a la possibilité physique de rester solide alors que l'alliage A-B est liquide. Etudions maintenant les trois types majeurs de diagrammes de phases à l'équilibre thermodynamique pour voir comment varie la concentration du solvant avec la température.

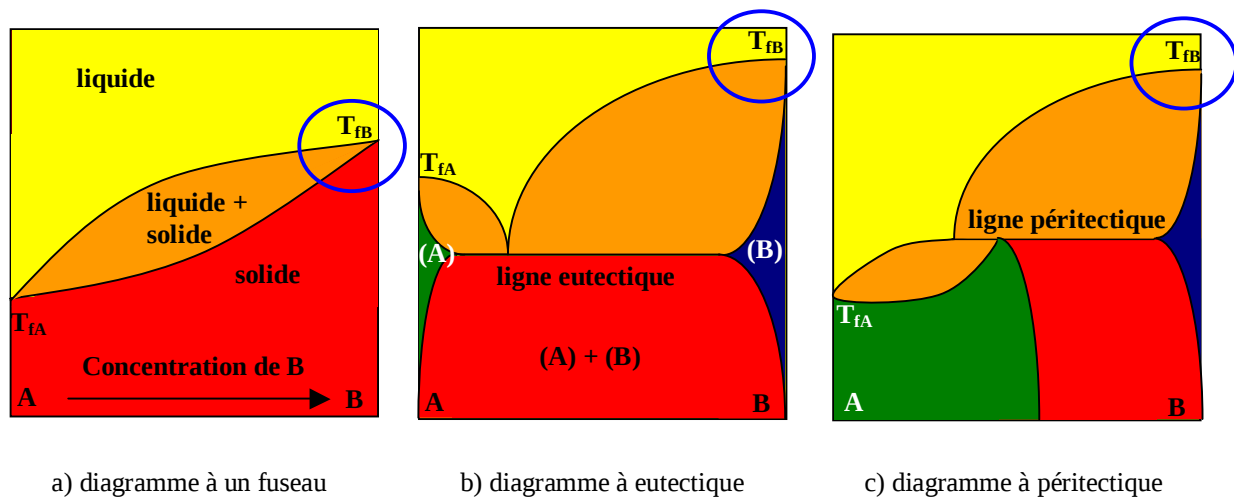


Figure 30 : Les trois principaux types de diagramme de phases binaire à l'équilibre thermodynamique

La figure 30 montre les trois principaux types de diagrammes de phases binaires. Le premier est un diagramme dit en fuseau simple où les deux constituants sont miscibles totalement l'un dans l'autre à l'état liquide et à l'état solide. La ligne séparant le domaine purement liquide du domaine mixte liquide + solide est appelé *liquidus*, elle donne la composition du liquide en équilibre avec le solide à la température donnée. Le *solidus* constitue, lui, la limite entre le domaine solide et le domaine mixte, il donne la composition du solide en équilibre avec le liquide. Dans ce cas, on peut voir que le solvant ne peut être que

le composé B car sa température de fusion T_{FB} est supérieure à la température d'équilibre de n'importe quel alliage liquide A-B.

Dans les deux cas suivants, schéma b) et c), les deux éléments ne sont pas totalement miscibles à l'état solide alors qu'ils le sont à l'état liquide. La solubilité à l'état solide des éléments l'un dans l'autre est donc limitée et au-delà de cette limite il y a coexistence de deux phases solides qui sont les solutions solides d'un élément dans l'autre, (A) pour la solution de B dans A et (B) pour la solution de A dans B ; la composition de ces solutions est donnée par les lignes dites de *solvus*.

Si les deux éléments abaissent chacun la température de fusion de l'autre lors de leur mise en solution, on obtient alors un diagramme à eutectique (schéma b). Dans ce cas, chacun des deux éléments A et B peut être solvant car la température de formation de l'alliage peut être inférieure aux températures de fusion des deux corps purs.

Enfin, le dernier type de diagramme est celui à péritectique (schéma c). Dans ce type de diagramme, il y a aussi une lacune de miscibilité à l'état solide, mais dans ce cas, l'un des deux constituants abaisse la température de fusion de l'autre au lieu de l'augmenter comme dans le diagramme à eutectique. Dans ce cas, le solvant est forcément l'élément B car la température de formation de l'alliage est toujours inférieure à sa température de fusion, ce qui n'est pas le cas de A.

Comme on peut le voir dans les trois diagrammes au niveau de la région cerclée, la concentration de solvant B dans un alliage liquide A-B à l'équilibre thermodynamique augmente avec la température, et ce quel que soit le diagramme binaire. C'est donc une caractéristique générale d'un solvant, défini comme étant l'élément en excès constitutif du substrat restant solide à la température de mise en solution.

En conclusion, le gradient de température induit donc un gradient de concentration en solvant de même sens dans l'alliage liquide.

III.1.2 Principe de la migration

Comme montré ci-dessus, le gradient de température imposé au système substrat / alliage liquide provoque nécessairement un gradient de concentration ; la face dite "chaude" est plus riche en solvant que la face dite "froide". Ce gradient de concentration provoque alors un flux de diffusion d'atomes de solvant dirigé de la face "chaude" (la plus concentrée) vers la face "froide" (la moins concentrée) de façon à homogénéiser la composition de l'alliage liquide.

Il y a donc moins de solvant à la face chaude qu'à l'équilibre thermodynamique, et ce du fait du départ du solvant par diffusion vers la face froide. On est en situation de sous-saturation par rapport à l'équilibre. De l'autre côté de la goutte, l'arrivée de solvant provoquée par le flux de diffusion fait que la face "froide" contient plus de solvant qu'à l'équilibre thermodynamique. On est alors en situation de sursaturation.

Il en résulte que la face chaude de l'alliage a tendance à dissoudre du solvant B pour contrecarrer la sous-saturation et tendre vers l'équilibre thermodynamique. De même, la face froide rejette du solvant pour se rapprocher de l'équilibre en annulant la sursaturation.

Ces deux phénomènes conjugués, dissolution de solvant à une face et rejet à l'autre, provoquent donc la migration de la goutte d'alliage liquide vers la partie chaude du substrat. Si le gradient de température est maintenu, les deux faces de la goutte ne parviennent jamais à atteindre l'équilibre et le mouvement de migration peut donc s'interpréter comme une recherche vaine de cet équilibre par dissolution et rejet simultané de solvant. Une autre interprétation est de dire que le flux de diffusion à l'intérieur de la goutte a besoin d'être nourri par dissolution à la face chaude et d'être appauvri à la face froide par recristallisation du solvant. La thermomigration est donc un phénomène qui se déroule hors équilibre.

Le solide rejeté par la goutte en migration est obtenu à partir d'un alliage liquide A-B, sa composition est donc donnée par la courbe du solidus à la température de recristallisation, i.e. la température de migration. Il s'agit d'une solution solide de A dans B, notée (B). La concentration en soluté A est généralement appelée limite de solubilité de A dans la solution solide (B), elle sera nommée C_{sol} par la suite.

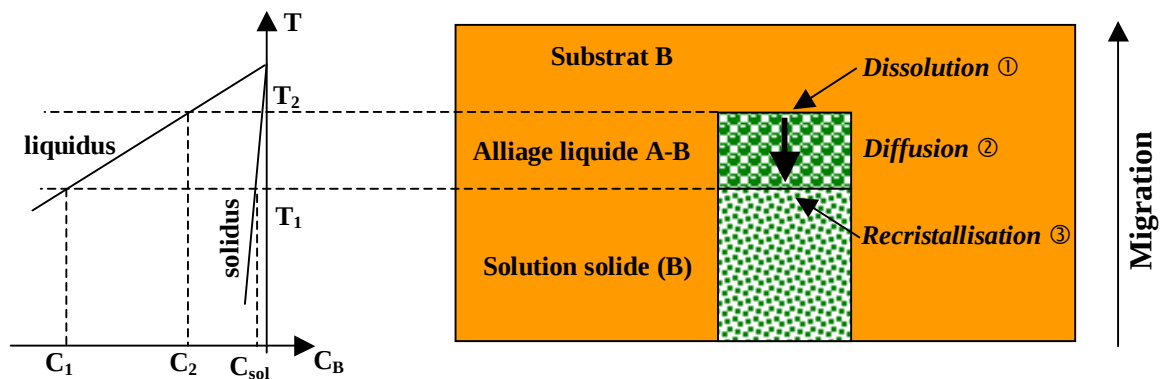


Figure 31 : Mécanisme de la thermomigration

La migration de l'alliage est donc le résultat de trois phénomènes concomitants résumés sur la figure 31 :

- dissolution du solvant à la face chaude ①
- transport par diffusion à l'état liquide du solvant de la partie "chaude" vers la partie "froide" de la goutte ②
- rejet de solvant à la face froide par la cristallisation d'une solution solide de A dans B où la concentration de A est égale à C_{sol} ③

III.1.3 Conditions de migration

Le principe exposé ci-dessus va nous permettre de donner les conditions nécessaires que doit remplir un système binaire pour être "thermomigrable". Tout d'abord, il est impératif que les deux constituants puissent être dissous en toutes proportions à l'état liquide de façon à ne constituer qu'une seule phase liquide. Cette condition dite de miscibilité totale est remplie par les systèmes binaires dont le diagramme de phases à l'équilibre correspond à l'un des trois types évoqués précédemment (fuseau unique, eutectique ou péritectique).

Ensuite, on peut voir que seul le diagramme à eutectique permet théoriquement l'utilisation des deux composés A ou B comme solvant. Dans les deux autres cas (fuseau simple et péritectique), la température de fusion du constituant A est toujours inférieure à la température de formation de l'alliage liquide A – B, seul B peut donc être utilisé comme solvant.

Enfin, dans toutes les applications, nous avons vu que le solide rejeté par la goutte en migration est peu concentré en soluté (exemples : goutte de saumure dans les icebergs, dopage du silicium, purification de silicium de grade métallurgique). On peut même dire que la fonction de la thermomigration est d'amener la recristallisation d'un solide pauvre en soluté. Dans le cas contraire, il n'y aurait plus la notion de purification ou de dopage (le soluté serait en concentration trop élevée pour agir comme un dopant).

Il est donc nécessaire de choisir un système binaire permettant d'obtenir cette caractéristique. Si on observe la figure 30, on voit que, dans le diagramme à fuseau unique, le solide recristallisé a une teneur importante en soluté à moins d'effectuer le procédé à une température très proche de la température de fusion du solvant B. Par contre, pour les diagrammes comportant une lacune de miscibilité à l'état solide (péritectique et eutectique), le solide recristallisé peut être très pauvre en soluté et ce sur une grande gamme de température, sa concentration correspondant à la limite de solubilité de A dans B.

Seul le diagramme à eutectique répond donc aux trois critères énoncés ci-dessus : miscibilité totale à l'état liquide, souplesse dans le choix du solvant, teneur faible en soluté dans le solide rejeté par la goutte en migration.

Intéressons-nous maintenant à l'apport de soluté pour la migration. En règle générale il est très difficile d'insérer le soluté dans le volume du substrat solvant, celui-ci est donc déposé à la surface sous forme de couche mince. La première condition est donc que ce soluté puisse être déposé comme couche mince à la surface du solvant.

Quand la température augmente, il y a alors formation d'un alliage liquide à la surface et si la pression de vapeur saturante du soluté est élevée ou si sa température de vaporisation est faible (composé volatil), celui-ci peut s'échapper de la goutte d'alliage avant sa pénétration dans le solide. La migration ne peut alors avoir lieu par absence de soluté, il y a alors recristallisation de la zone précédemment alliée. Le soluté doit donc avoir une pression de vapeur saturante suffisamment faible et une température de vaporisation suffisamment élevée pour que la goutte ait le temps de quitter la surface.

III.2 Expression simplifiée de la vitesse de migration

Après avoir explicité de manière qualitative les phénomènes de base expliquant la thermomigration, nous allons déterminer une expression de la vitesse de migration de l'alliage liquide. Nous obtiendrons cette équation en ne tenant compte que des phénomènes de diffusion à l'état liquide et de transfert de masse dans l'alliage [21].

On considère donc une inclusion rectangulaire de hauteur h , composée d'un alliage liquide binaire A–B (Al–Si par exemple) et migrant dans un substrat constitué de B sous l'effet d'un gradient de température. On suppose que la solubilité du soluté A dans la solution solide A dans B est très faible.

On se donne un système de coordonnées lié à la goutte en migration, les interfaces liquide/solide de l'inclusion seront donc fixes dans cette référence. On définit un axe de coordonnées z ayant comme vecteur directeur unitaire $\vec{\nabla T} / \|\vec{\nabla T}\|$ (voir figure 32).

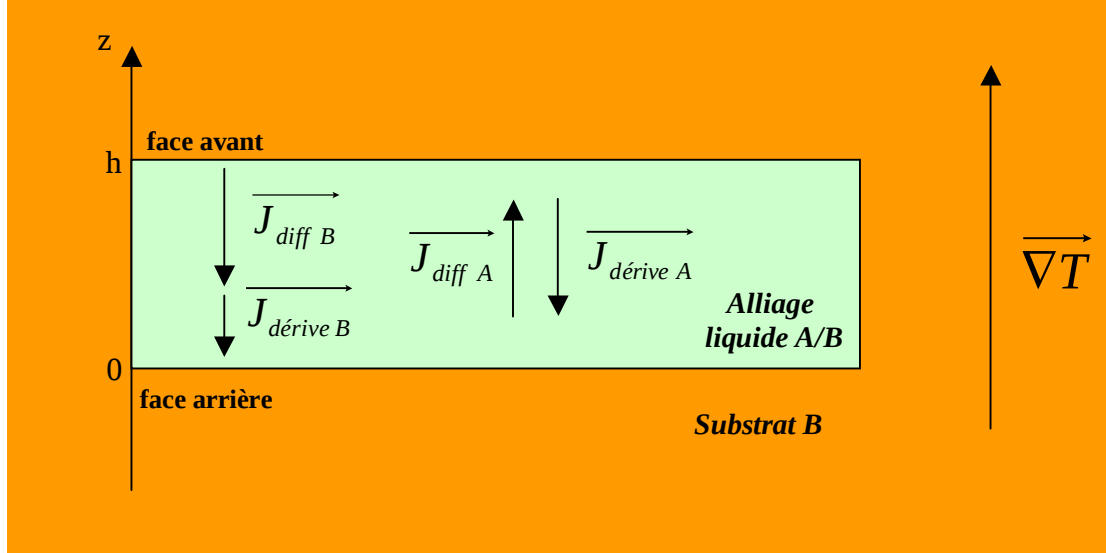


Figure 32 : Flux de diffusion et de dérive dans la goutte d'alliage en migration

La conservation du composé B à l'interface avant ("chaude") implique nécessairement que le taux de dissolution à cette face soit égal au flux de matière dans la goutte :

$$J_B = -V C_{B,s} \quad (18)$$

où J_B est le flux de matière de la substance B exprimée en $\text{mol cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, V la vitesse de migration de l'inclusion liquide en cm/s et $C_{B,s}$ la concentration de B dans le substrat (reliée à la densité et à la masse molaire du solide) en mol/cm^3 . Cette expression est valable uniquement dans notre système bougeant avec la goutte ; dans un système fixe il faudrait rajouter un terme tenant compte de ce mouvement. Ce flux est négatif ($V > 0$) car il est dirigé en sens inverse du gradient thermique.

De même, le flux de matière du composé A, J_A est égal au taux de dépôt de cet élément à l'arrière de la goutte et est positif :

$$J_A = V C_{A,s} \quad (19)$$

où $C_{A,s}$ est la concentration du soluté A dans la solution solide de A dans B recristallisée à l'arrière de la goutte. Une de nos hypothèses (voir plus haut) est que cette valeur est très faible, on peut donc négliger ce flux, la goutte ne perd pas de soluté A dans sa migration, $J_A = 0$, et ce toujours dans notre référentiel (le soluté A est porté par la goutte).

Or, le gradient thermique impose non seulement un gradient de concentration en solvant B mais aussi en soluté A, la face froide étant plus concentrée que la face chaude. Il y a donc, en opposition à la diffusion de B, l'établissement d'un flux de diffusion J_{diff} de soluté A

dirigé de la face arrière "froide" vers la face avant "chaude" de la goutte. L'équation précédente montre que le flux total de A est nul dans la goutte, il y a donc forcément une autre composante de flux qui vient s'opposer au flux de diffusion et donc annuler le flux total (voir figure 32). Cette composante correspond à un transfert de masse de l'alliage dans son entier de la face avant vers la face arrière. Ce flux compensateur est un flux réel de particules dont chacune est individuellement dirigée dans le sens du mouvement global, contrairement au flux de diffusion qui est une résultante statistique de mouvements aléatoires [46].

Le flux de soluté A s'exprime alors comme la somme de deux composantes s'annulant : une de diffusion (selon la première loi de Fick) et une de transfert de masse [21]:

$$J_A = -D_A \frac{\partial C_{A,l}}{\partial z} + U_{alliage} C_{A,l} = 0 \quad (20)$$

où D_A est le coefficient de diffusion du soluté A dans l'alliage liquide A-B, $C_{A,l}$ la concentration de soluté dans l'alliage liquide et $U_{alliage}$ la vitesse de dérive de l'alliage.

On le voit, le mouvement de dérive de l'alliage dans son entier est dirigé vers la face arrière de la goutte. Le flux de composé B lié à cette dérive est donc dirigé dans le même sens que le flux de diffusion provenant du gradient de concentration (voir figure 32). La vitesse de migration étant directement reliée au flux de solvant B par l'équation (18), on voit donc que le transfert de masse accroît la rapidité de la migration par rapport à un flux purement diffusionnel.

La vitesse de migration s'obtient alors par résolution du système d'équations linéaires suivant :

$$-D_A \frac{\partial C_{A,l}}{\partial z} + U_{alliage} C_{A,l} = 0 \quad (21)$$

$$-D_B \frac{\partial C_{B,l}}{\partial z} + U_{alliage} C_{B,l} = -V C_{B,s} \quad (22)$$

où D_B est le coefficient de diffusion du solvant B dans l'alliage et $C_{B,l}$ la concentration de solvant B dans l'alliage. L'équation (21) permet d'obtenir une expression pour $U_{alliage}$:

$$U_{alliage} = \frac{D_A}{C_{A,l}} \frac{\partial C_{A,l}}{\partial z} \quad (23)$$

On vérifie bien que cette vitesse de dérive est négative (flux dirigé en sens contraire du gradient thermique et dans le même sens que le flux diffusionnel) car la dérivée de la concentration en soluté A est négative. Cette expression peut être alors injectée dans l'équation (22) pour obtenir une expression de la vitesse :

$$V = \frac{1}{C_{B,s}} \left(D_B \frac{\partial C_{B,l}}{\partial z} - D_A \frac{C_{B,l}}{C_{A,l}} \frac{\partial C_{A,l}}{\partial z} \right) \quad (24)$$

En l'état, cette équation est difficilement utilisable et surtout elle ne fait pas intervenir directement le gradient de température, qui est la grandeur motrice de la migration. Il faudrait

ainsi simplifier d'abord l'équation de façon à ne faire apparaître que la dérivée de la concentration de solvant B.

Une relation reliant ces deux dérivées peut être obtenue en faisant intervenir le volume molaire partiel de chacun des composants. Ainsi la fraction molaire de B, X_B , peut être exprimée sous la forme $X_B = C_{B,l} \bar{V}_B$ où $\bar{V}_B$ est le volume molaire partiel de B dans l'alliage liquide A-B, il s'exprime en cm^3/mol . De même la fraction molaire de A s'exprime sous la forme $X_A = C_{A,l} \bar{V}_A$ où $\bar{V}_A$ est le volume molaire partiel de A dans l'alliage liquide A-B. Dans un mélange binaire, la somme des fractions molaires des deux constituants est par définition égale à 1. On obtient alors l'équation suivante :

$$C_{B,l} \bar{V}_B + C_{A,l} \bar{V}_A = 1 \quad (25)$$

La différentiation de cette expression par rapport à z permet alors d'obtenir le gradient de concentration de A en fonction de celui de B en supposant que le volume molaire partiel ne dépend pas de la concentration (et donc de la distance) sur l'intervalle considéré :

$$\frac{\partial C_{A,l}}{\partial z} = -\frac{\bar{V}_B}{\bar{V}_A} \frac{\partial C_{B,l}}{\partial z} \quad (26)$$

En remplaçant cette dérivée par sa valeur dans l'équation (24), la vitesse de migration s'exprime alors sous la forme :

$$V = \frac{1}{\bar{V}_A C_{A,l} C_{B,s}} (D_A C_{B,l} \bar{V}_B + D_B C_{A,l} \bar{V}_A) \frac{\partial C_{B,l}}{\partial z} \quad (27)$$

Le terme entre parenthèses correspond au coefficient d'interdiffusion défini par $\tilde{D} = D_A X_B + D_B X_A$. Ce coefficient traduit la combinaison du transport de masse et de la diffusion pure [47]. On suppose que les variations de température et donc de concentration sont faibles. On peut donc remplacer, dans l'expression (27), $C_{A,l} \bar{V}_A$ par $1 - X_B$ où X_B correspond à la valeur moyenne de la fraction molaire de B dans l'alliage, représentative de la goutte dans son entier :

$$V = \frac{\tilde{D}}{(1 - X_B)} \frac{1}{C_{B,s}} \frac{\partial C_{B,l}}{\partial z} \quad (28)$$

Il reste maintenant à exprimer le gradient de concentration de solvant B dans l'alliage en fonction du gradient de température appliqué au liquide $G_1 = \partial T / \partial z$. Les écarts de concentration sont faibles et on considère que la distribution de concentration est quasi-linéaire dans la goutte. On a alors $\partial C_{B,l} / \partial z \cong \Delta C_{B,l} / h$.

L'écart de concentration $\Delta C_{B,l}$ entre les deux faces de la goutte est obtenu par le changement de solubilité du solvant dans le liquide dû au gradient thermique auquel on doit retrancher la sous-saturation U et la sursaturation S nécessaire pour la dissolution à la face avant et pour la cristallisation en face arrière (voir figure 33) :

$$\Delta C_{B,l} = \frac{\partial C_E}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} h - (U + S) \quad (29)$$

où C_E est la concentration donnée par le *liquidus* du diagramme de phases correspondant donc à la valeur d'équilibre. Dans le faible intervalle de température impliqué, cette concentration est considérée comme variant linéairement et donc sa dérivée est prise constante.

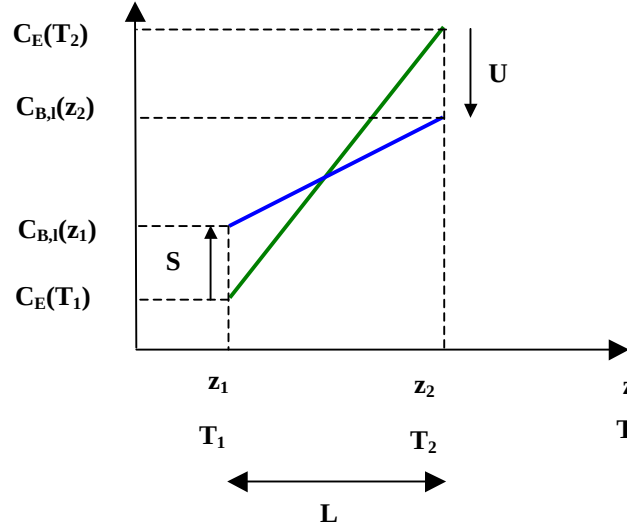


Figure 33 : Différence de concentration de solvant dans la goutte liquide

En remplaçant la valeur du gradient de concentration obtenue par l'équation (29), la vitesse de migration s'écrit sous la forme :

$$V = \frac{\tilde{D}}{1 - X_B} \frac{1}{C_{B,s}} \left(\frac{\partial C_E}{\partial T} G_l - \frac{U + S}{h} \right) \quad (30)$$

Cette équation fait intervenir explicitement le gradient thermique entre les deux faces de l'alliage liquide mais il est possible de la simplifier encore plus. Ainsi la valeur de $C_{B,s}$ correspondant à la concentration de solvant dans le solide est égale par définition à l'inverse du volume molaire du même solide. En négligeant les variations de volume lors de la transition solvant solide / solvant dilué dans l'alliage liquide A-B, le volume molaire du solvant peut être approché par le volume molaire partiel de B dans la solution A-B : $1/C_{B,s} \cong \bar{V}_B$. De même en considérant que les écarts à l'équilibre sont faibles, on peut écrire $\partial C_E / \partial T \cong \partial C_{b,l} / \partial T = (\bar{V}_B)^{-1} \partial X_B / \partial T$.

Si on traite d'inclusions de hauteur importante, le terme $(U + S)/h$ peut être négligé dans la parenthèse. Nous considérons alors que la migration est seulement gouvernée par le gradient thermique. Enfin, le phénomène d'interdiffusion est un phénomène thermiquement activé, il peut donc s'exprimer sous la forme d'une loi d'Arrhénius : $\tilde{D} = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right)$ où D_0 est le coefficient préexponentiel, Q l'énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits et T

la température absolue. Après toutes ces simplifications, la vitesse de migration s'écrit finalement :

$$V = \frac{D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right)}{1 - X_B} \frac{\partial X_B}{\partial T} G_l \quad (31)$$

Cette expression nous permettra dans la partie IV.2 d'évaluer l'ordre de grandeur de la vitesse de migration de gouttes d'alliage liquide aluminium / silicium.

III.3 Ecarts au modèle simple

Dans la partie précédente, nous avons donné les principaux mécanismes permettant de comprendre le phénomène de thermomigration. Nous avons ainsi donné une expression de la vitesse de migration qui dépend uniquement de la diffusion à l'état liquide dans la goutte.

Dans le modèle simple exposé, la vitesse de migration ne dépend que de la température et du gradient appliqué. Nous allons voir dans cette partie que d'autres phénomènes que la diffusion peuvent intervenir sur la migration.

III.3.1 Cinétiques d'interface

Le premier phénomène qui vient modifier le modèle simple exposé précédemment est la cinétique des interfaces liquide / solide. Ainsi, la thermomigration s'accompagne d'une dissolution d'atomes de solvant à la face avant de la goutte et d'une recristallisation de ces mêmes atomes à la face arrière. L'irréversibilité de ces phénomènes provoque une discontinuité dans le potentiel chimique du solvant de part et d'autre de l'interface, et ce pour les deux processus. Exprimé différemment, pour que la recristallisation (respectivement la dissolution) soit possible, il faut que le potentiel chimique du solvant soit supérieur (respectivement inférieur) dans le liquide par rapport au solide (voir figure 34).

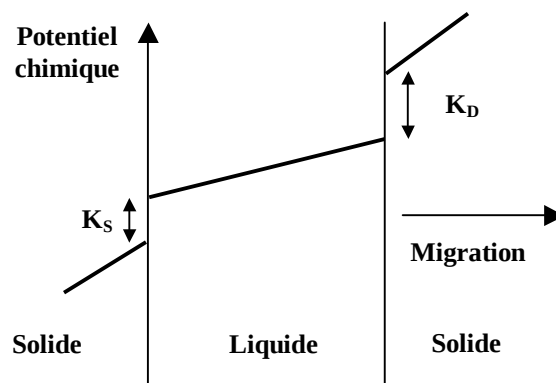


Figure 34 : Variation du potentiel chimique dans la goutte d'alliage liquide

Cette variation du potentiel chimique provoque alors une baisse du gradient de concentration dans la goutte d'alliage liquide par rapport à l'équilibre thermodynamique [48].

La vitesse de migration est donc réduite puisqu'elle est proportionnelle à la variation de la concentration de solvant dans la goutte, voir équation (27). L'effet des cinétiques d'interface peut être décrit comme une force de friction s'opposant à la force motrice du gradient thermique provoquant la migration.

Le phénomène de cinétique d'interface est décrit quantitativement par la variation du potentiel chimique à travers l'interface liquide solide, K_D pour le potentiel cinétique de dissolution et K_S pour celui de solidification. De manière schématisée, plus ces grandeurs sont grandes plus les phénomènes d'interfaces seront lents à s'effectuer et plus ils limiteront la vitesse de migration. Une caractéristique importante de ces potentiels cinétiques est qu'ils dépendent de la vitesse de migration. En effet, plus la vitesse de migration augmente, plus le nombre d'atomes à dissoudre et à recristalliser sera important et plus la différence de potentiel chimique nécessaire pour effectuer ces processus irréversibles (i.e. K_D ou K_S) sera grande. La sursaturation S et la sous-saturation U exprimées dans la relation (26) sont directement reliées aux cinétiques d'interface par les relations suivantes [15, 21] :

$$U = \frac{K_D}{RT} \quad \text{et} \quad S = \frac{K_S}{RT} \quad (32)$$

où R est la constante des gaz parfaits ($8.31 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$) et T la température. L'effet de réduction de la vitesse de migration provoqué par les cinétiques d'interface est donc bien décrit par l'équation (30). On remarque ainsi que pour une valeur de U et S donnée, l'effet des cinétiques d'interface est plus important pour des gouttes dont la hauteur est faible (terme en $(U + S) / h$). On peut interpréter ce fait de manière qualitative à l'aide de la figure 35. En effet pour une vitesse donnée, la valeur de la sursaturation S et de la sous-saturation U sont fixées (comme K_D et K_S , voir plus haut) et ne dépendent pas de la hauteur de la goutte puisque la variation du potentiel chimique associée se fait uniquement à l'interface. La réduction du gradient de concentration par rapport à la valeur d'équilibre est supérieure dans les petites gouttes puisque la sursaturation et la sous-saturation sont soustraites à une variation de concentration plus faible en comparaison à des gouttes plus grandes. La conséquence est que le flux de diffusion (obtenu par la première loi de Fick) est plus faible dans les gouttes de hauteur faible et donc la vitesse de migration est diminuée.

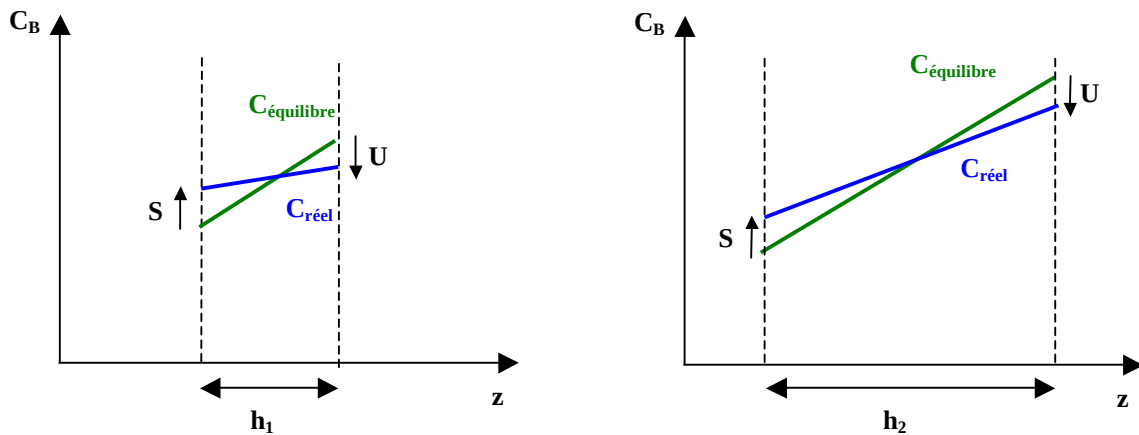


Figure 35 : Comparaison du gradient de concentration entre deux gouttes de hauteur différente ($h_1 < h_2$)

On le voit dans l'équation (30), si la valeur de la hauteur de la goutte est trop faible, le terme de friction dû aux cinétiques d'interface peut compenser entièrement le terme "moteur" dû au gradient thermique. De telles gouttes ont alors une vitesse nulle. C'est la raison principale pour laquelle des gouttes obtenues à partir d'un dépôt de soluté trop fin ne peuvent migrer.

Le phénomène de cinétique d'interface présente des propriétés intéressantes qui permettront par la suite de donner quelques caractéristiques de la migration de la goutte liquide.

Tout d'abord, il existe une différence entre la cinétique de dissolution et celle de recristallisation. En effet, de part la géométrie de l'inclusion liquide, de nombreuses marches sont toujours disponibles sur la face arrière de la goutte pour la déposition d'atomes de soluté. A l'inverse, des couches entières doivent être nucléées indépendamment au centre de l'interface pour que la dissolution puisse se faire [48], voir figure 36. La situation est opposée au comportement d'un cristal. Lors de sa croissance, la nucléation de nouvelles couches monoatomiques est difficile alors que sa dissolution peut s'effectuer facilement à partir des coins du cristal. On parle alors pour l'inclusion de "cristal négatif" [49].

La conséquence de ces mécanismes est que la différence de potentiel chimique à l'interface liquide / solide de dissolution (K_D) est supérieure à celle au niveau de l'interface de recristallisation (K_S). Cette inégalité est alors susceptible de provoquer une différence de vitesse entre les deux interfaces. Comme la recristallisation est plus facile (donc plus "rapide") que la dissolution, l'interface arrière a tendance à rattraper l'interface avant, ce qui a pour conséquence l'aplatissement de la goutte. Cette évolution ne se prolonge pas à l'infini car les forces de tension de surface tendent à faire diminuer le rapport d'aspect l/h pour minimiser l'énergie de surface (en milieu isotrope, la forme d'énergie minimale est une sphère) [15]. La goutte prend alors une forme stable et la garde jusqu'à la fin de la migration. On entre alors dans un état stationnaire.

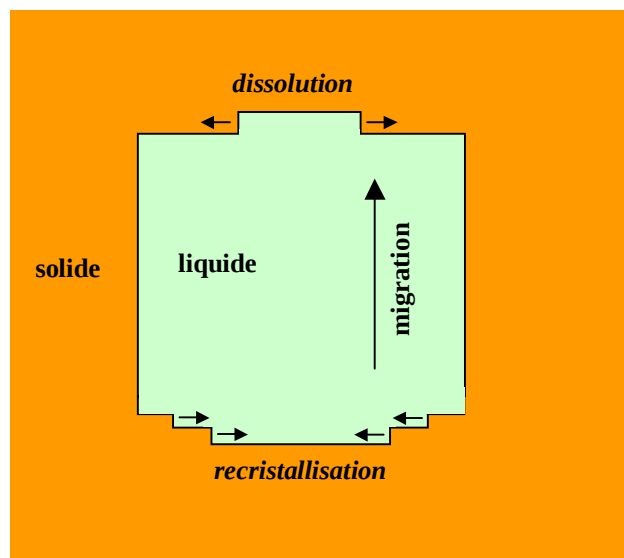


Figure 36 : Mécanismes de dissolution et de recristallisation dans un cristal "négatif"

Les cinétiques dépendent aussi de l'orientation cristalline des plans constituant l'interface considérée. Ainsi, suivant le type de système cristallin et la maille élémentaire du réseau, les vitesses de dissolution ou de recristallisation ne sont pas les mêmes entre les différentes familles de plans cristallographiques.

L'interface de dissolution, qui est une interface lente par rapport à l'interface de recristallisation sera alors limitée par ce type de plans à dissolution lente. On dit alors que l'interface est facettée, elle est constituée de plans cristallographiques.

L'influence de l'anisotropie des cinétiques d'interface sur l'interface de recristallisation est plus faible car la déposition d'atomes est plus facile énergétiquement. Dans le cas des petites gouttes, la tension de surface est suffisamment importante pour maintenir la forme de la face arrière proche de l'équilibre (i.e. sans migration). La face de recristallisation est donc arrondie. Dans le cas des gouttes de volume important, les forces de tension de surface ne sont pas suffisantes pour déterminer la forme de la face arrière. Celle-ci devient alors facettée comme pour la face avant.

Ces principes seront appliqués au système aluminium / silicium dans la partie IV.3.2. Ainsi, après avoir donné la famille de plans cristallins où le potentiel de cinétique d'interface est le plus élevé, nous donnerons la forme des gouttes d'alliage liquide aluminium / silicium en migration et ce, en fonction de l'orientation cristalline de la plaquette de substrat silicium.

III.3.2 Gradient de température dans le liquide

L'expression de la vitesse de migration dépend très logiquement du gradient de température entre les deux faces de l'inclusion liquide, G_l . De manière générale, c'est le gradient de température appliqué au solide environnant G_s qui est connu. Nous verrons dans le chapitre III l'expression que prend ce gradient dans un four RTP dissymétrique.

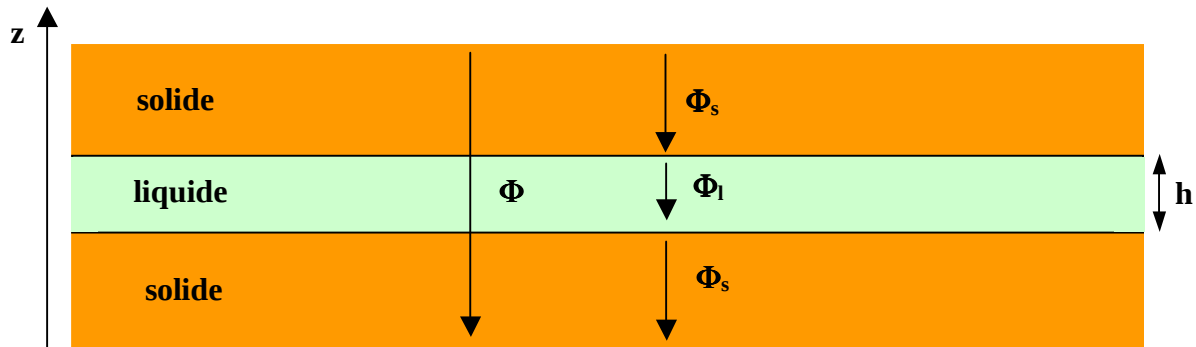


Figure 37 : Conduction dans une zone liquide planaire incluse dans un solide

Lorsque la conductivité thermique de l'inclusion liquide est différente de celle du solide, le champ de température au voisinage de cette inclusion est modifié. Il est alors nécessaire de calculer la relation entre le gradient dans le liquide et celui dans le solide. Cette relation est simple et analytique dans le cas d'une inclusion planaire, de hauteur h et non limitée dans les deux autres directions (voir figure 37), de conductivité thermique K_l et insérée dans un solide de conductivité K_s .

Dans notre cas, le gradient de température est vertical dirigé vers les z positifs. Le flux de conduction est alors purement vertical, il n'y a qu'une seule composante, la composante normale aux interfaces liquide / solide.

La relation de conservation de la composante normale du flux de chaleur [50] s'écrit alors :

$$\Phi_s = \Phi_l = \Phi \quad (33)$$

Or, le flux est directement proportionnel au gradient de température dans le milieu considéré par le biais de la conductivité thermique. La relation (33) donne alors :

$$-K_s \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s = -K_l \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_l \quad (34)$$

où $(\partial T / \partial z)_s$ et $(\partial T / \partial z)_l$ sont respectivement le gradient de température vertical dans le solide et dans le liquide. On obtient finalement une relation entre ces deux gradients :

$$\left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_l = \frac{K_s}{K_l} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_s \quad (35)$$

Dans le cas d'une inclusion liquide planaire, le rapport entre les gradients de température s'obtient donc en effectuant le rapport inverse des conductivités thermiques.

Prenons le cas d'une inclusion à deux dimensions qui nous concerne plus spécifiquement. Dans cette configuration, la relation (35) n'est plus valable, il faut faire aussi intervenir la continuité de la composante normale du flux de chaleur sur les côtés de l'inclusion. Du fait de cette géométrie 2D, la distribution du gradient est aussi une fonction des deux coordonnées spatiales, ce qui signifie que sa valeur n'est pas la même au centre et à la périphérie de l'inclusion. L'étude de la littérature montre qu'il n'y a pas de solution analytique à ce problème pour des inclusions rectangulaires ou triangulaires (forme obtenues dans le système Al/Si, voir partie IV.3.2). Il est donc nécessaire de procéder à une simulation numérique du transfert thermique. Celle-ci nous permettra d'évaluer la valeur moyenne du gradient dans le liquide et sa distribution spatiale. Nous verrons dans la partie IV.3.1 un exemple de simulation répondant à cette problématique.

IV Application au système aluminium / silicium

Après avoir vu de manière théorique quelques caractéristiques de la thermomigration, revenons à l'application qui nous intéresse, à savoir le dopage de type P du silicium. Le choix du solvant s'impose de lui-même, c'est bien sûr le silicium puisque la migration s'effectue dans une plaquette de ce semiconducteur et donc celle-ci doit rester solide pendant la migration.

Dans cette partie, nous allons, tout d'abord, justifier de l'utilisation de l'aluminium comme soluté, i.e. comme dopant. Ensuite, nous appliquerons l'expression de la vitesse de migration pour le système Al/Si, ce qui nous permettra de dégager l'avantage principal de la

thermomigration, à savoir sa rapidité. Les parties suivantes donneront enfin quelques caractéristiques importantes de la thermomigration, dont la forme et la stabilité des lignes en migration.

IV.1 Choix du système binaire

Nous avons vu que le silicium était forcément le solvant de notre système binaire. Le choix du soluté doit se faire parmi les atomes comportant un électron de moins que le silicium et qui permettent donc en théorie un dopage de type P du silicium : bore, aluminium, gallium ou indium.

Prenons le cas du bore. Le diagramme de phases du système bore – silicium est représenté sur la figure 38 [51]. Celui-ci est beaucoup plus complexe que les trois modèles présentés précédemment, il comprend deux lignes péritectiques (à 2020 °C et 1850 °C), une ligne eutectique à 1385 °C, un point péritectoïde à 1270 °C (similaire à un péritectique mais en phase solide) et plusieurs composés intermédiaires SiB_3 , SiB_6 et SiB_n . Malgré cette complexité, la présence d'une ligne eutectique semble rendre possible la thermomigration d'un alliage liquide Si-B. Le problème est que la température de cet eutectique (1385 °C) est très proche de la température de fusion du silicium (1414 °C) et rendrait donc très délicate la mise en œuvre d'un procédé de thermomigration dans un intervalle de température aussi restreint (environ 30 °C).

De plus, n'étant pas métallique, le bore n'est pas utilisé en microélectronique sous forme de couches minces pour la prise de contacts à la surface du silicium. Par conséquent, une technologie maîtrisée de dépôt de bore solide n'est pas disponible. Le bore ne peut donc pas être utilisé comme soluté avec le solvant silicium pour la création par thermomigration d'une zone dopée P traversante. De fait, pour la diffusion à l'état solide, le bore est introduit dans le silicium à partir de composés de type BN, B_2O_3 , etc. ou par implantation ionique.

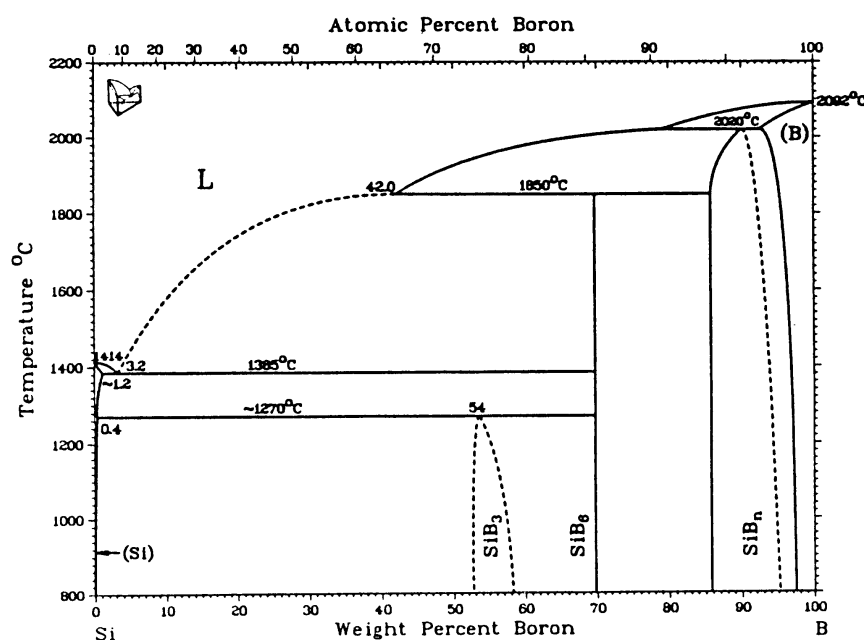


Figure 38 : Diagramme de phases à l'équilibre du système binaire silicium – bore

Dans le cas du gallium, le diagramme est simple à un seul point eutectique dont la composition est très proche du gallium pur (voir figure 39) [51]. En théorie, le système est donc intéressant pour la thermomigration dans le silicium. Par contre, si on regarde la température de fusion du gallium, on voit que celui-ci est liquide à température quasiment ambiante (environ 30 °C). D'un point de vue technologique, il est donc très difficile de procéder à un dépôt de gallium pur et encore plus difficile de maintenir la stabilité de ce dépôt sur la surface inférieure d'une plaquette de silicium. Ainsi, des essais avec cet élément ont été tentés par General Electric [52] mais n'ont pas trouvé d'applications industrielles du fait de ces instabilités.

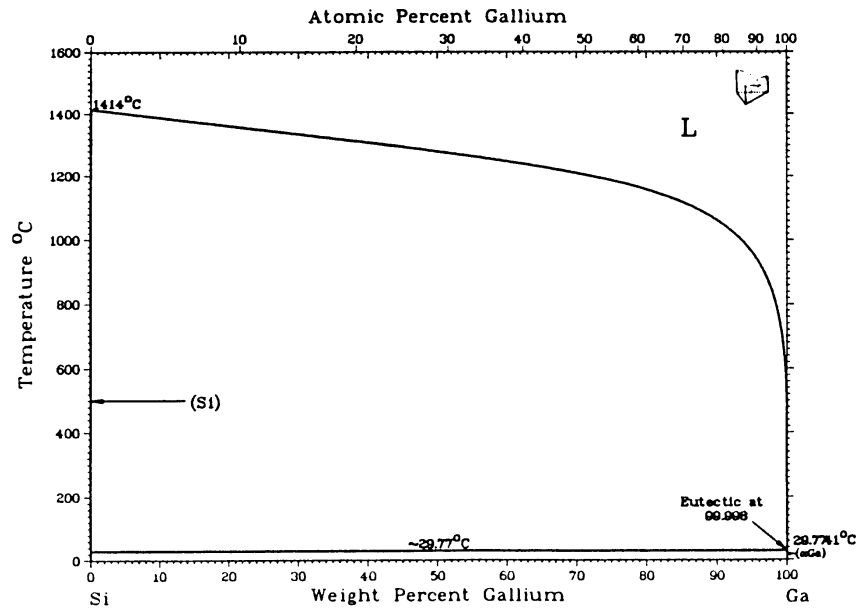


Figure 39 : Diagramme de phases à l'équilibre du système binaire silicium – gallium

En ce qui concerne l'indium, son niveau d'énergie est situé trop profondément dans le gap du silicium pour être un dopant efficace (à 0.16 eV de la bande de valence contre 0.05 eV en moyenne pour les autres dopants [53]). L'énergie thermique à température ambiante n'est alors pas suffisante pour faire passer les trous du niveau d'énergie associé à l'indium dans le gap vers la bande de valence. En pratique, l'indium n'est donc pas utilisé comme dopant du silicium.

Enfin, l'observation du diagramme de phases Al/Si [54] (voir figure 40) montre que l'aluminium semble un candidat intéressant pour être le soluté de l'alliage en migration. En effet, le diagramme est simple avec un seul point eutectique et de plus la différence entre la température de fusion du silicium et de la température eutectique est très grande, ce qui permet une flexibilité importante en termes de température de procédé.

De plus, la technologie de dépôt de couches minces d'aluminium est parfaitement connue et maîtrisée dans l'industrie microélectronique, que ce soit par évaporation ou par pulvérisation cathodique.

Au vu des différents critères énoncés jusqu'à maintenant, l'aluminium est donc le candidat idéal (et le seul possible technologiquement) pour la thermomigration "de type P" dans le silicium.

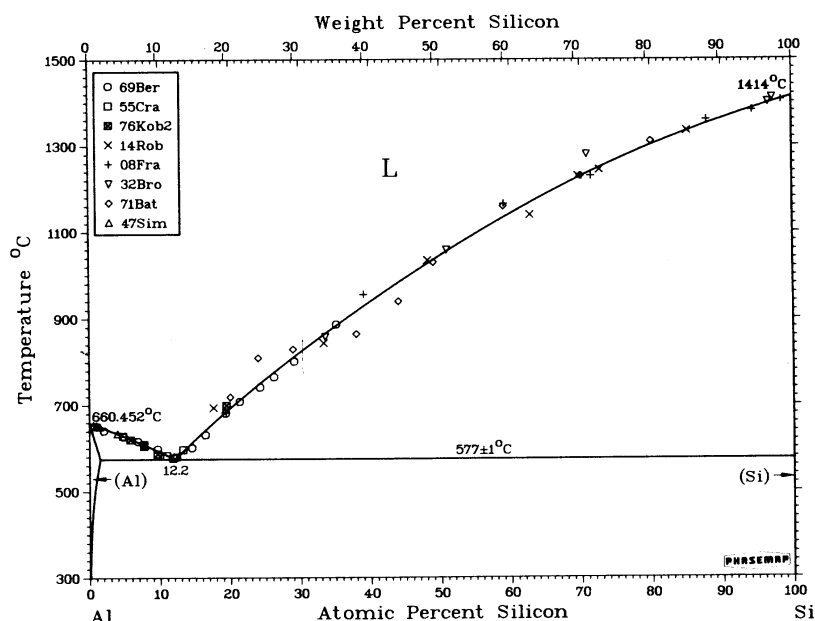


Figure 40 : Diagramme de phases à l'équilibre du système binaire aluminium –silicium

On peut s'interroger sur la pertinence de ce choix par rapport à ce qui a été dit dans la partie IV.1 du chapitre I où l'aluminium est décrit comme étant impropre au dopage à valeur élevée du silicium. Il faut bien voir que cette affirmation s'applique dans le cas de la diffusion à l'état solide où la perte de la dose est due à l'implantation en surface de l'aluminium. Dans le cas de la thermomigration, l'aluminium est présent dans un alliage liquide et, dans certaines conditions, celui-ci ne s'évapore pas de la goutte quand elle est à la surface (voir chapitre IV). Une fois que la goutte a pénétré dans le volume, il n'y a alors plus de problème d'interaction avec le milieu extérieur et l'aluminium piégé à l'intérieur du substrat est disponible pour le dopage.

Après avoir vu les différentes possibilités pour le dopage de type P, voyons s'il est possible de procéder à une thermomigration permettant un dopage de type N. Les principaux dopants utilisés pour la diffusion à l'état solide sont, par numéro atomique croissant, le phosphore, l'arsenic et l'antimoine. En ce qui concerne le phosphore et l'arsenic, leur point de sublimation est très bas (429 °C pour le phosphore et 603 °C pour l'arsenic [55]), ce qui rend leur utilisation impossible pour la formation d'un alliage liquide à température élevée (i.e. supérieure à 1000 °C). L'antimoine, quant à lui, présente un diagramme de phases avec le silicium similaire à celui de gallium, à la différence que sa température de fusion est nettement plus grande (631 °C). Par contre, sa tension de vapeur saturante est trop élevée pour éviter son évaporation aux températures élevées nécessaires pour la thermomigration, à moins de rajouter un troisième constituant (de l'or par exemple) pour abaisser sa tension de vapeur [52].

Enfin, d'autres métaux comme l'or, le palladium ou le platine peuvent être utilisés comme soluté pour la thermomigration (propriétés similaires à l'aluminium : diagramme de

phases favorable et technologie de dépôt bien maîtrisée). Dans le cas de ces impuretés, le niveau d'énergie associé est trop profond dans la bande interdite du silicium pour pouvoir servir de dopant. Par contre, ces centres dits profonds sont des centres de recombinaison efficace des porteurs libres et sont utilisés pour abaisser la durée de vie de ces porteurs, notamment pour améliorer la rapidité des dispositifs électroniques bipolaires de puissance (diodes, transistor bipolaire et thyristors). La thermomigration de ces métaux pourrait donc permettre la réalisation de zones traversantes localisées à durée de vie réduite.

IV.2 Calcul de la vitesse de migration d'un alliage Al/Si

Comme on l'a vu, l'aluminium est le seul dopant de type P qui puisse servir de soluté pour notre application. C'est donc pour cette raison que nous avons choisi d'étudier sa thermomigration dans le silicium. La figure 41 résume les différentes étapes de cette migration :

- a) Dépôt d'aluminium sur une plaquette de silicium, par évaporation ou pulvérisation cathodique suivi d'une photogravure pour définir les motifs destinés à migrer.
- b) Montée en température de la plaquette au-dessus de la température eutectique : formation d'un alliage liquide aluminium-silicium.
- c) Migration sous l'effet du gradient de température avec recristallisation, dans le sillage de la goutte, de silicium dopé aluminium à la solubilité limite.
- d) Emergence de la goutte liquide à la face de sortie, descente en température et solidification d'un solide riche en aluminium (88 % atomique si cette recristallisation se fait à l'équilibre, voir diagramme de phases de la figure 40).

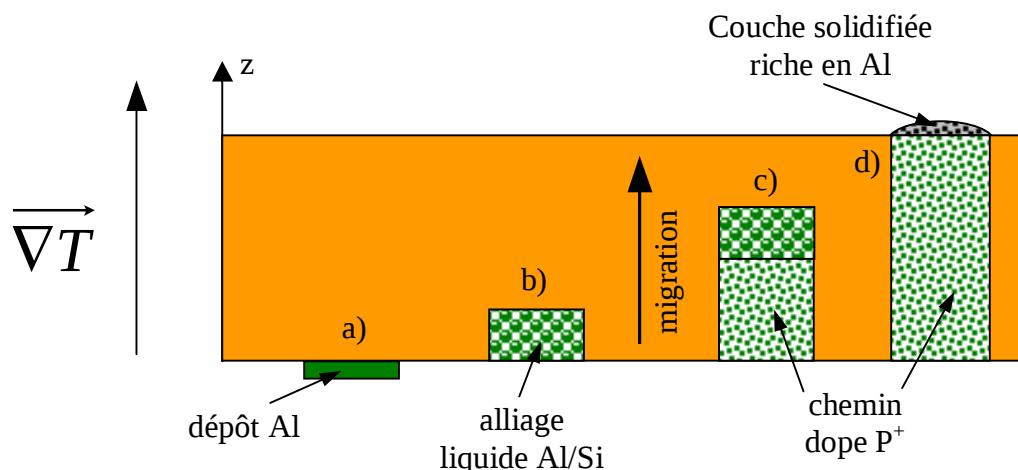


Figure 41 : Etapes de la thermomigration de l'aluminium dans le silicium

Voyons maintenant quel est l'ordre de grandeur de la vitesse de thermomigration pour ce système Al/Si. Pour ce faire, nous allons utiliser l'expression simplifiée (31) établie dans la partie III.2.

Les valeurs prises pour le coefficient d'interdiffusion du système liquide aluminium / silicium sont les suivantes : $D_0 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$ et $Q = 12.54 \text{ kJ/mol}$ [21]. La fraction molaire de silicium ainsi que sa dérivée par rapport à la température ont été évaluées à partir du diagramme de phases du système aluminium / silicium [54]. Enfin, le gradient dans la goutte liquide est en première approximation pris égal au gradient dans le substrat solide.

Lors de notre étude, nous avons utilisé un four à recuit rapide spécialement aménagé pour fournir un gradient de température vertical dans l'épaisseur de la plaquette de silicium. Ce gradient sera calculé dans le chapitre III. Son expression est de la forme :

$$G_s = \frac{\sigma \varepsilon T^4}{K_{Si}} \quad (36)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann du transfert radiatif ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-12} \text{ Wcm}^{-2}\text{K}^{-4}$), ε l'émissivité de la surface inférieure de la plaquette, T la température absolue en K et K_{Si} la conductivité thermique du silicium à la température considérée en $\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

Dans notre évaluation, l'émissivité de la face arrière est choisie égale à 0.7, valeur communément admise si la surface du silicium n'est pas recouverte d'une couche mince, et la variation de la conductivité thermique avec la température est prise en compte entre 950 et 1400 °C [56]. La vitesse de migration ainsi calculée est représentée sur la figure 42 :

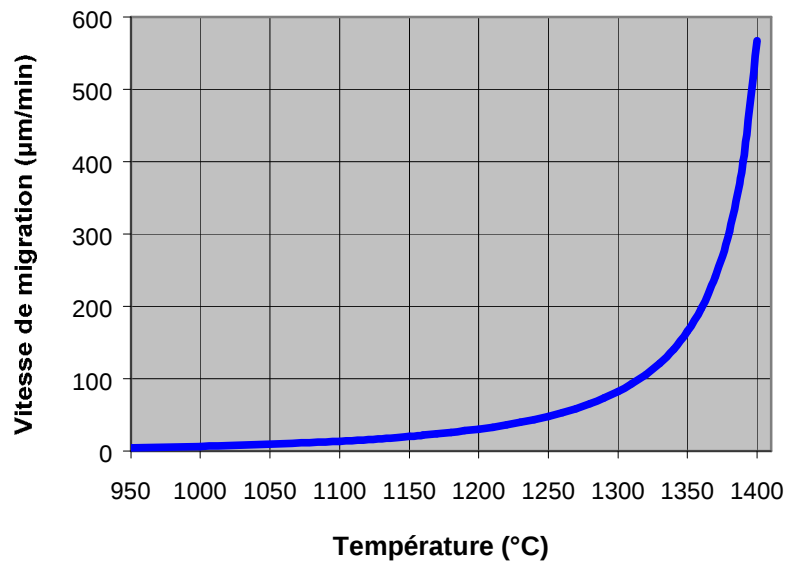


Figure 42 : Variation de la vitesse de migration avec la température

Cette évaluation rapide de la vitesse de migration va nous permettre de comprendre l'intérêt principal du procédé de thermomigration, à savoir sa vitesse de réalisation. Prenons par exemple une température de 1280 °C, comme pour la diffusion bore. A cette température, la vitesse de migration est de l'ordre de 70 µm/min. Avec une plaquette de 200 µm d'épaisseur, la réalisation d'un caisson périphérique par thermomigration ne prend donc que 3 min environ contre 200 h par la diffusion bore classique. Le bilan thermique subit par la plaquette est donc réduit d'un facteur 4000 environ.

Il faut bien voir que cette évaluation est une approximation du fait de l'incertitude sur certains facteurs comme le coefficient d'interdiffusion ou l'émissivité. De plus, nous ne prenons pas en compte dans ce calcul les effets des cinétiques d'interface et du gradient dans le liquide. Néanmoins, cette évaluation donne le bon ordre de grandeur du temps de migration aux températures considérées, à savoir la minute, ce qui a été vérifié de manière expérimentale (voir chapitre IV).

Le fait que la thermomigration soit aussi rapide est essentiellement dû au phénomène de diffusion et de transfert de masse à l'état liquide. Ainsi, aux alentours de 1300 °C, la valeur du coefficient d'interdiffusion prenant en compte ces deux phénomènes est de huit ordres de grandeur supérieure à la valeur du coefficient de diffusion du bore à l'état solide (à 1280 °C, $1.89 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$ contre $5.54 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{s}$). Même si les équations régissant les deux phénomènes, thermomigration et diffusion à l'état solide, ne sont pas identiques, la comparaison des deux valeurs de coefficient de diffusion donne une idée de la différence énorme en termes de vitesse de réalisation et donc de bilan thermique.

IV.3 Stabilité et forme de l'alliage en migration

En nous appuyant sur les écarts à la théorie simple énoncés dans la partie III.3 donnant les facteurs secondaires influant sur la vitesse de migration, nous allons déterminer quelles sont les conditions de la stabilité des gouttes en migration. Nous verrons ainsi que deux types de contraintes apparaissent : des contraintes dimensionnelles et des contraintes cristallographiques. Ces dernières nous permettront alors de donner la forme de l'alliage en migration suivant le plan cristallin de la plaquette de silicium.

IV.3.1 Contraintes dimensionnelles

Le dépôt initial d'aluminium se caractérise géométriquement par son épaisseur et sa largeur. La longueur de la ligne n'est *a priori* pas un facteur influent si celle-ci est grande devant sa largeur et son épaisseur ; on se trouve dans une configuration à deux dimensions.

Nous avons vu précédemment que l'influence retardatrice des cinétiques d'interface est très grande pour les gouttes de faible épaisseur, elle va jusqu'à empêcher la migration des gouttes trop fines. La mise à zéro de l'équation (30) pourrait donner une valeur de h (et donc de e_{Al}) pour laquelle la migration n'est plus possible. Ce calcul est très difficile car la valeur des cinétiques d'interface est très peu connue pour le système aluminium / silicium.

La stabilité des gouttes peut être aussi affectée si le volume de la goutte est trop important. Plus précisément, il existe une valeur limite (supérieure cette fois) pour la largeur de la goutte ; deux sortes d'instabilités peuvent alors intervenir. Tout d'abord, les gouttes larges peuvent se morceler en plusieurs petites gouttes à la surface et ce pour deux raisons possibles : mouillage du liquide non-uniforme sur une grande surface et/ou forces de tension de surface non suffisantes pour maintenir la cohésion de la goutte.

Ensuite, si la goutte a réussi à pénétrer dans le volume de la plaquette de silicium, sans se morceler, la répartition du gradient de température suivant la direction latérale peut affecter la stabilité et la cohérence de la goutte entière.

Nous allons montrer un exemple de cette répartition grâce à une simulation numérique du champ de température dans une plaquette de silicium avec inclusion liquide immobile, le tout soumis à un gradient thermique vertical. Cette simulation a été faite grâce au logiciel SOLIDIS-ISE. La démarche consiste dans un premier temps à donner les caractéristiques géométriques de la structure, à savoir les dimensions des différentes zones et les limites sur lesquelles seront appliquées certaines contraintes.

La figure 43 montre la représentation graphique ainsi obtenue après cette première étape. Nous avons défini deux régions, une dite "Silicium" d'épaisseur 200 μm et de largeur importante, une deuxième nommée "Al/Si_liquide" correspond à l'inclusion liquide rectangulaire ayant pour largeur 150 μm et pour hauteur 30 μm . Nous avons aussi défini deux zones limites qui sont "faceinf1" en $z = 0$ et "facesup" en $z = e$. Nous ne définissons pas de limites sur les bords de la plaquette, le champ de température sur les bords de la plaquette est entièrement déterminé par les conditions sur les deux faces.

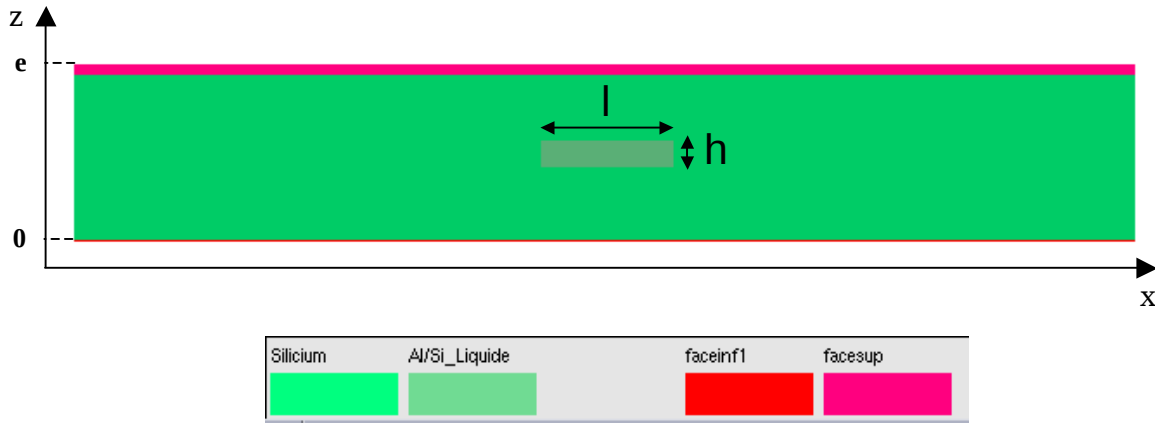


Figure 43 : Structure utilisée pour la simulation du transfert thermique

La deuxième étape consiste à résoudre de manière numérique l'équation de Laplace du transfert thermique (état stationnaire) $\nabla^2 T = 0$ avec les conditions aux limites suivantes :

$$T(z = 0, x) = T_0 \quad \forall x \text{ (faceinf1)} \quad \text{et} \quad T(z = e, x) = T_0 + G_s e \quad \forall x \text{ (facesup)} \quad (37)$$

avec $T_0 = 1300 \text{ }^\circ\text{C} = 1573 \text{ K}$ et $G_s = 108.3 \text{ K/cm}$ calculé à partir de l'équation (36) où $\varepsilon = 0.7$ et $K_s = 0.22 \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Lors de cette étape, on définit aussi les conductivités thermiques des deux zones, $0.22 \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ pour le silicium solide et $0.44 \text{ W K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ pour le liquide. En l'absence de données expérimentales, cette dernière valeur est obtenue par la somme pondérée par les fractions molaires des conductivités thermiques des deux éléments liquides purs (extrapolée pour le silicium), le tout multiplié par 2/3 [57].

La résolution de l'équation de Laplace donne ainsi le champ de température ainsi que la répartition de la composante verticale du flux de conduction représenté sur la figure 44. Le gradient au centre de l'inclusion liquide est alors obtenu en divisant la valeur du flux au même endroit par la conductivité thermique : $G_l = 59.4 \text{ K/cm}$. Le rapport entre les deux gradients dans le liquide et dans le solide est alors de 0.55, ce qui correspond environ au rapport inverse des conductivités thermiques (0.5). Si on augmente le facteur d'aspect de la goutte, i.e. le

rapport l/h , on se rapproche de ce rapport inverse des conductivités thermiques ; on retrouve alors le cas d'une inclusion planaire.

Cette simulation confirme que la correction apportée par la différence de conductivité thermique au gradient dans la goutte et donc à la vitesse de migration est très importante ; en première approximation, elle est donnée par le rapport K_s / K_l . Malheureusement, il est difficile d'en tenir compte pour une évaluation fine de la vitesse de migration car la valeur de la conductivité thermique d'un alliage liquide Al/Si en pseudo-équilibre (i.e. dont la composition est donnée par le *liquidus*) n'est pas disponible dans la littérature. La seule chose que l'on puisse dire est qu'il semble que sa valeur soit supérieure à la conductivité thermique du silicium.

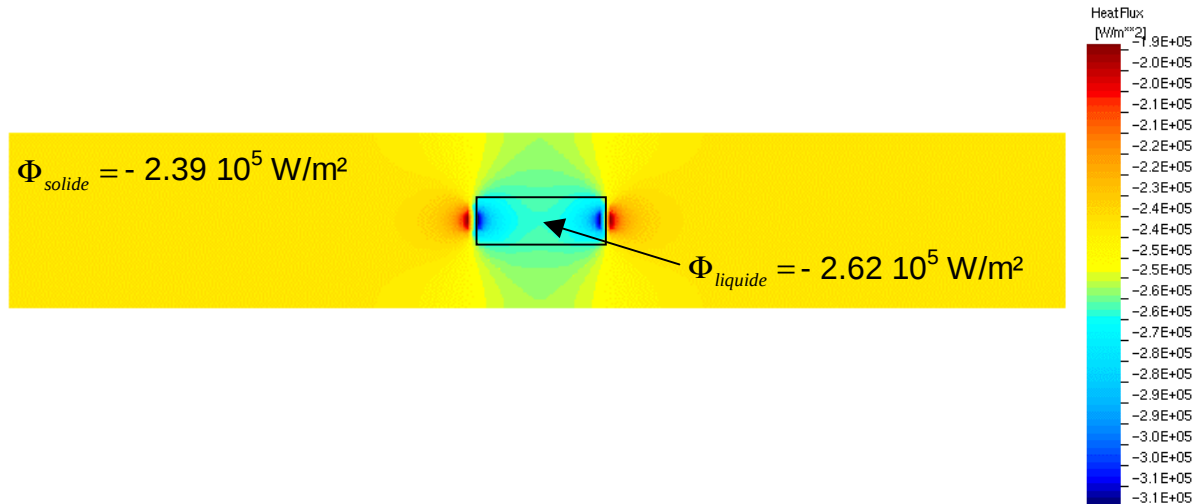


Figure 44 : Distribution 2D de la composante verticale du flux de conduction

Par contre, cette simulation thermique nous montre clairement que la composante verticale du flux de conduction et donc du gradient thermique est supérieure à la périphérie de la goutte par rapport au centre (zones foncées sur la figure 44). La conclusion est que la périphérie a tendance à migrer plus rapidement que le centre de la goutte. Dans le cas de gouttes de largeur importantes, la différence est exacerbée et les forces de tension de surface ne sont plus suffisantes pour maintenir la cohésion globale de la goutte ; celle-ci peut alors se séparer en plusieurs gouttelettes. La stabilité de la goutte en migration à la surface et dans le volume de la plaquette dépend donc de la largeur du motif initial d'aluminium. Une évaluation de la largeur limite supérieure a été faite expérimentalement [19]. Sa valeur dépend de l'orientation cristalline du substrat silicium. Pour une plaquette orientée (111), les lignes sont stables jusqu'à une largeur de 500 μm et pour le (100) jusqu'à 100 μm .

En ce qui concerne l'épaisseur de la goutte, il ne semble pas qu'il y ait de limite supérieure. En respectant les contraintes dimensionnelles énoncées ci-dessus, la thermomigration est stable pour des dépôts allant jusqu'à 20 μm d'épaisseur pour des lignes [21] ou 140 μm pour des gouttes discrètes [58].

IV.3.2 Contraintes cristallographiques

Après avoir donné les contraintes dimensionnelles concernant les lignes pouvant thermomigrer, nous allons voir quelles sont les contraintes imposées par l'orientation cristalline du substrat silicium. Dans l'industrie microélectronique, deux types de substrats sont essentiellement utilisés : le plan (100), très majoritaire, et le plan (111). Quand le

phénomène de cinétiques d'interface est important, l'interface avant de la goutte se facette suivant la famille de plans le plus lent à la dissolution. Dans le cas du système aluminium/silicium, il s'agit de la famille de plans $\{111\}$ [19]. Nous allons voir dans chacun des cas, plan (111) et (100), les conséquences de cette propriété en termes de stabilité et de forme de la goutte.

a) Plan (111)

Dans ce type de substrat, les deux faces de la plaquettes sont des plans cristallographiques de type $\{111\}$. Nous pouvons en conclure que, quelle que soit l'orientation de la ligne à la surface de la plaquette, celle-ci sera stable car son interface avant pourra toujours être limitée par un plan $\{111\}$ sans que la goutte perde sa cohérence. Cette stabilité a été vérifiée expérimentalement ; certaines lignes sont néanmoins plus sensibles que d'autres à un non-alignement strict du gradient thermique du fait que les faces latérales ne correspondent pas aux mêmes plans cristallins [19].

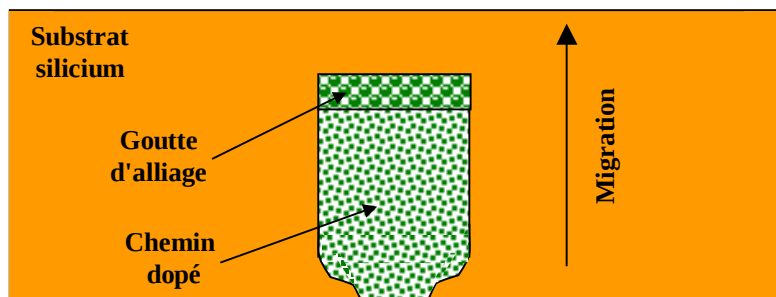


Figure 45 : Evolution de la forme de la goutte sur plan (111)

La ligne en migration prend alors la forme d'un rectangle avec un facettement important à la face avant et une interface arrière arrondie si la goutte est petite ou facetmée si elle est grande (voir partie III.3.2). La description donnée dans cette partie concernant l'élargissement / amincissement de la goutte peut être appliquée dans ce cas. La cinétique de l'interface arrière est plus rapide que celle de la face avant, elle a donc tendance à la rattraper jusqu'à ce que la tension de surface équilibre cette différence (voir figure 45). On peut noter, enfin, que l'élargissement est généralement assez limité [19].

b) Plan (100)

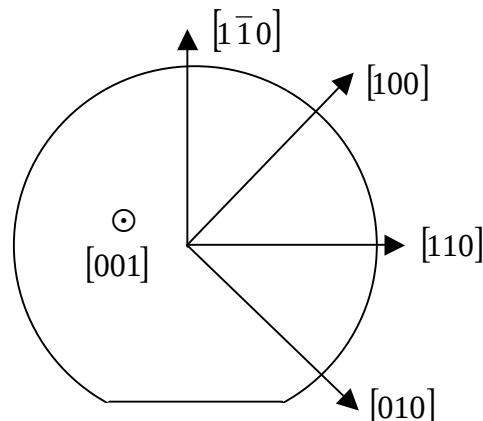


Figure 46 : Géométrie d'une plaquette d'orientation (100)

La figure 46 montre la géométrie d'une plaquette dont la surface est orientée suivant le plan (001) et le méplat coupé suivant la direction [110], ce qui est le cas général. Lors de la formation de l'alliage et de la migration, la face avant de la goutte est facettée suivant des plans de type {111}. Pour voir quelles sont les directions stables, nous allons donc évaluer quelles sont les lignes dont la face avant peut être facettée suivant le plan (111) tout en gardant leur cohérence. Prenons tout d'abord les lignes parallèles ou perpendiculaires au méplat, les lignes de type $\langle 110 \rangle$. La figure 47 représente la forme que prend l'alliage dans ce type de ligne de largeur l . Le dessin montre bien que la ligne peut être limitée par des plans de type {111} tout en conservant son intégrité.

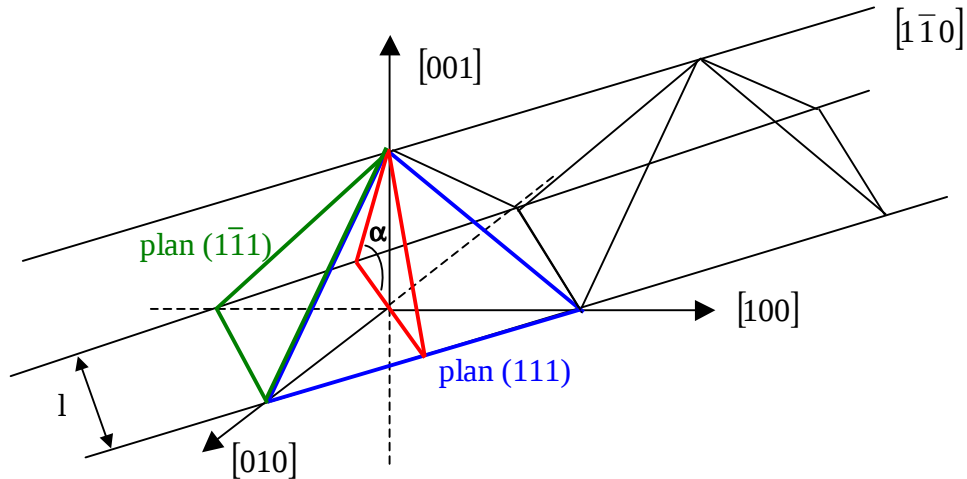


Figure 47 : Forme de l'alliage pour une ligne de type $\langle 110 \rangle$ sur plaquette plan (100)

Si on passe maintenant à une ligne orientée suivant une direction $\langle 100 \rangle$, dessin de la figure 48, on voit que celle-ci ne peut conserver sa cohérence en se facettant suivant des plans (111). En effet, on observe sur la figure que la ligne [010] est "obligée" de se rabattre sur une ligne de type $\langle 110 \rangle$ pour pouvoir obtenir un facettement sur le plan (111).

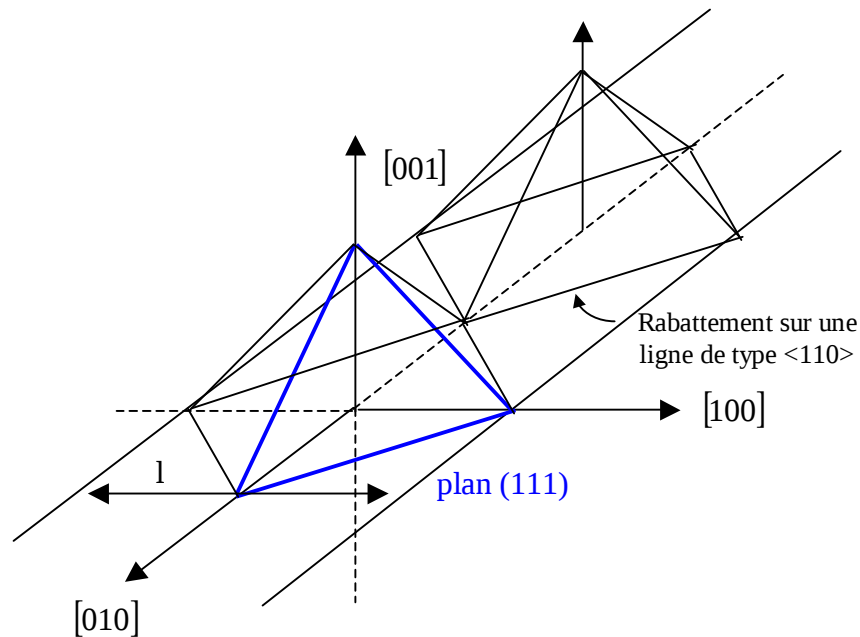


Figure 48 : Forme de l'alliage pour une ligne de type $\langle 100 \rangle$ sur plaquette plan (100)

En analysant les deux cas traités ci-dessus, un critère général de stabilité pour les lignes migrant sur silicium plan (100) peut être obtenu. La stabilité est obtenue si la direction de la ligne $[u \ v \ w]$ appartient au plan d'indice (111) ou $(1\bar{1}1)$, c'est à dire si cette ligne est perpendiculaire à l'un des deux vecteurs normaux à ces plans. Cette condition peut s'exprimer en annulant le produit scalaire entre les vecteurs :

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} = 0 \quad \text{ou} \quad \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 1 \end{bmatrix} = 0$$

De plus, le vecteur $[u \ v \ w]$ appartient au plan (001), il est donc perpendiculaire au vecteur $[001]$:

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} = 0 \quad \text{ce qui donne } w = 0$$

En combinant les deux conditions, on obtient alors la relation suivante :

$$u = v \quad \text{ou} \quad u = -v \quad \text{avec } w = 0$$

Cette condition est donc respectée pour les seules lignes $[110]$ et $[\bar{1}10]$. On en conclut que seules les lignes parallèles ou perpendiculaires au méplat ont une migration stable sur une plaquette orientée (100).

Après avoir vu la condition de stabilité, il est important de connaître la forme de l'alliage en migration dans le cas des lignes de type $\langle 110 \rangle$. La figure 47 montre la forme triangulaire obtenue lors de la coupe longitudinale de la ligne en migration. L'angle α à la base de ce triangle isocèle correspond à l'angle entre les plans (001) et (111). Il peut être obtenu en calculant le produit scalaire entre les deux vecteurs $[001]$ et $[111]$:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \bullet \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} = 1 = \sqrt{3} \cos \alpha$$

d'où $\cos \alpha = 1/\sqrt{3}$, c'est-à-dire $\alpha = 54.7^\circ$. La surface du triangle peut donc être calculée à partir de cet angle et de la base d du triangle, elle est égale à $l^2/2\sqrt{2}$. Une expression approchée de la surface de la section d'une ligne en migration est donnée par la relation $S_g = S_i/(1-X) = (l_{Al} e_{Al})/(1-X)$ où S_i est la surface initiale de la section du dépôt d'aluminium, l_{Al} est sa largeur et e_{Al} son épaisseur (voir partie IV.4.3). En égalant les deux surfaces, on en déduit la valeur de la largeur du chemin dopé :

$$l = \sqrt{\frac{2\sqrt{2} l_{Al} e_{Al}}{1-X}} \quad (38)$$

On voit que le chemin dopé dépend explicitement de la surface initiale du dépôt d'aluminium et de la température par le biais de la fraction molaire de silicium. La largeur de ce chemin peut être comparée à la largeur du dépôt initial d'aluminium. La condition pour que l soit supérieure à l_{Al} est que X soit supérieur à $1 - 2\sqrt{2} e_{Al} / l_{Al}$. Cette condition ne dépend que du facteur d'aspect du dépôt initial. Avec un dépôt d'épaisseur $3 \mu\text{m}$ et de largeur $100 \mu\text{m}$, la valeur de X au delà de laquelle d est supérieur à l est de 0.97 , ce qui correspond à une température de recuit de 1400°C . De manière pratique, la thermomigration est rarement effectuée pour des températures supérieures à 1350°C . On peut donc dire de manière générale que, contrairement au plan (111) où il y a élargissement, la largeur du chemin dopé sur le plan (100) est inférieure à la largeur du dépôt d'aluminium initial.

Le schéma de la figure 49 montre les étapes chronologiques du début de la migration sur plan (100) :

- formation de l'alliage avec facettement sur les plans (111) sur les bords de la goutte
- début de la migration, la goutte a une forme trapézoïdale
- fermeture du triangle formé par les plans (111) avec le plan (100)
- poursuite de la migration

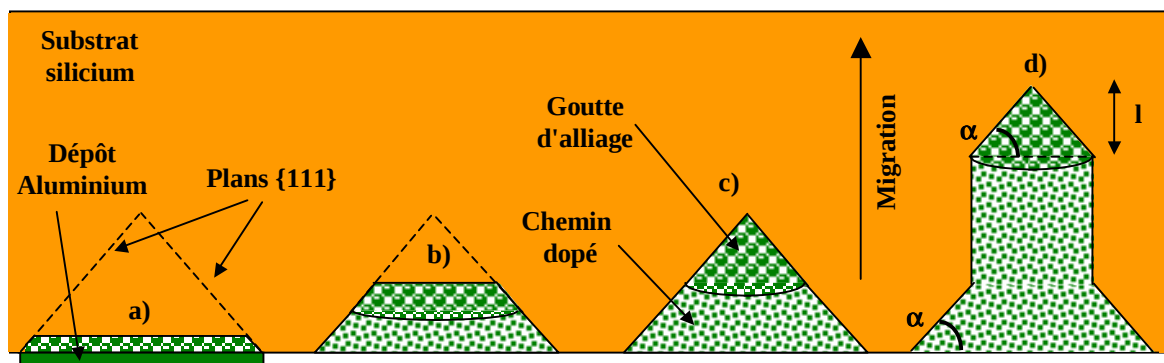


Figure 49 : Début de la thermomigration sur plan (100)

On peut remarquer ici que, contrairement au plan (111), la différence entre les cinétiques d'interface des deux faces avant et arrière n'intervient pas dans la forme de la goutte en migration. En effet, la configuration cristallographique est telle que c'est l'anisotropie de ces cinétiques d'interface qui détermine entièrement la morphologie de l'alliage. On peut noter, enfin, que le cas représenté sur la figure 51 est celui d'une goutte de faible volume. Dans cette situation, la face arrière présente un aspect arrondi alors que pour les gouttes plus grandes, celle-ci peut être facettée suivant les plans (111), ce qui donne une forme en chevron.

IV.4 Autres caractéristiques de la thermomigration d'aluminium dans le silicium

IV.4.1 Nature et dopage du chemin recristallisé

La thermomigration de la goutte d'alliage liquide permet la formation dans son sillage d'une zone recristallisée de silicium contenant de l'aluminium à la solubilité limite. Voyons quelles sont les propriétés de cette zone traversante.

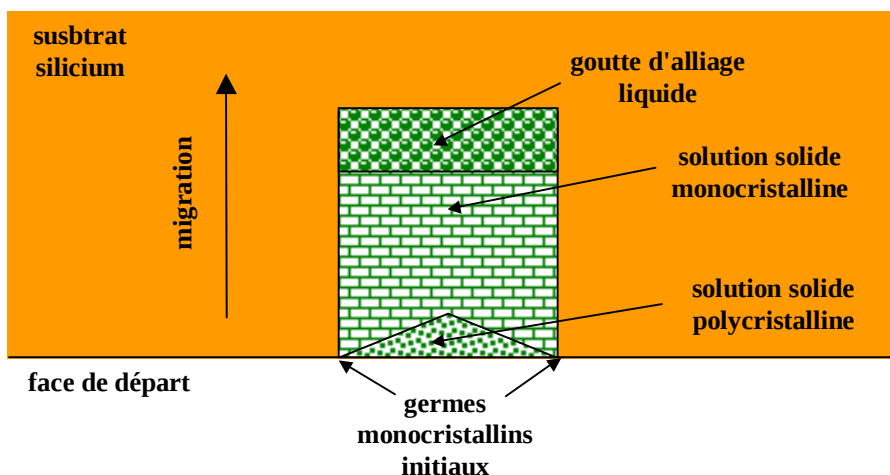


Figure 50 : Formation du triangle de silicium polycristallin au début de la migration

Tout d'abord, au début de la migration, les atomes rejetés par l'alliage ne peuvent trouver de sites de nucléation cristallins, sauf au bord de la goutte, puisque celle-ci est à la surface du silicium (voir figure 50). Ces atomes précipitent au hasard à partir du liquide, formant ainsi une région polycristalline. Au fur et à mesure de la migration, le germe monocristallin constitué par les bords de la goutte s'étend vers le milieu de l'alliage et vient finalement fermer la région polycristalline. A partir de ce moment, tous les atomes rejetés trouvent alors un germe monocristallin sur lequel s'attacher et le chemin dopé devient lui-même monocristallin. A part sur un triangle initial de hauteur limitée, le processus de recristallisation s'apparente donc à une épitaxie en phase liquide.

Nous en concluons que le solide rejeté est une solution solide monocristalline d'aluminium dans le silicium. Comme il s'agit d'une solution solide de substitution, les atomes d'aluminium sont directement placés en position substitutionnelle, ils sont donc électriquement actifs. Le dopage est alors égal à la solubilité limite de l'aluminium dans le silicium. Il n'y a pas besoin de recuit d'activation post-thermomigration.

La courbe de la figure 51 montre deux évaluations de la limite de solubilité de l'aluminium dans le silicium en fonction de la température, selon Trumbore [59] et Murray et McAlister [54]. On remarque que l'allure générale de la courbe est la même, les valeurs de Trumbore étant systématiquement supérieures d'un facteur 2 à 4 pour une température comprise entre 900 et 1400 °C. Dans ce domaine de températures, l'ordre de grandeur est le même pour les deux évaluations. Dans les deux cas, le maximum de solubilité est situé vers 1200 °C où la valeur est de $2 \cdot 10^{19}$ at/cm³ pour Trumbore et de $8 \cdot 10^{18}$ at/cm³ pour Murray *et al.*

Comme nous le verrons dans le chapitre dédié à l'établissement du gradient thermique permettant la thermomigration, la variation de température entre les deux faces de la plaquette est très faible. Pour une plaquette d'épaisseur 200 µm avec un gradient de température de 100 °C/cm, cette différence de température est de l'ordre de 2 °C. En regardant les courbes de la figure 51, il est évident que la limite de solubilité ne varie pas notablement sur un tel intervalle de température. Le dopage obtenu par la migration de l'alliage est, par conséquent, constant dans l'épaisseur de la plaquette et dans la direction latérale jusqu'à la jonction avec le substrat N⁻.

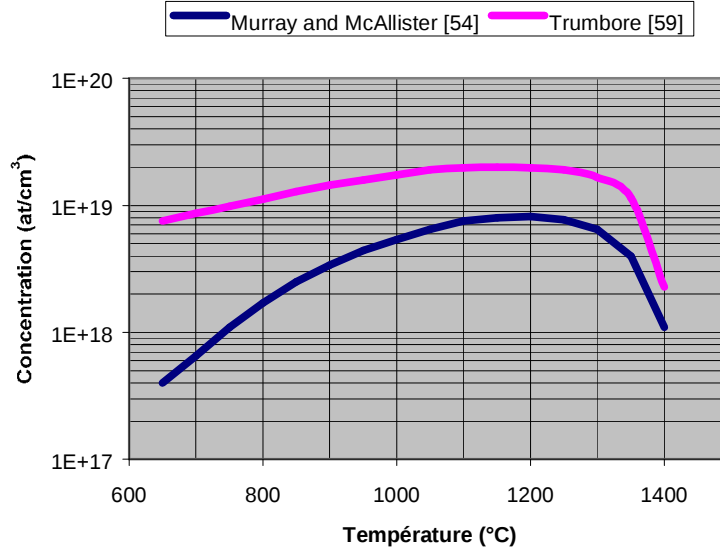


Figure 51 : Solubilité limite de l'aluminium dans le silicium

IV.4.2 Epaisseur minimale du dépôt d'aluminium

Le niveau de dopage obtenu par les courbes de solubilité limite de la figure 43 va nous permettre de calculer l'épaisseur du dépôt d'aluminium nécessaire pour doper le silicium dans son épaisseur. Si on prend un dépôt d'aluminium de surface S et d'épaisseur e_{Al} , il faut calculer le nombre d'atomes nécessaire pour doper l'épaisseur du silicium e_{Si} sur une même surface S (en supposant que le chemin dopé garde la même largeur que le dépôt d'aluminium initial).

Le nombre d'atomes dans la couche d'aluminium est donné par la relation suivante :

$$N_{Al} = \frac{N_a \rho_{Al} S}{M_{Al}} e_{Al} \quad (39)$$

où N_a est le nombre d'Avogadro ($6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$), ρ_{Al} est la masse volumique de l'aluminium (2.7 g/cm^3) et M_{Al} sa masse molaire. Le nombre d'atomes d'aluminium déposés par la goutte en migration est, lui, donné par l'expression :

$$N_{Al} = C_{sol} S e_{Si} \quad (40)$$

En égalant les deux équations, on obtient alors l'épaisseur d'aluminium e_{Al} :

$$e_{Al} = \frac{M_{Al}}{N_a \rho_{Al}} C_{sol} e_{Si} \quad (41)$$

Si on prend une plaquette de silicium de $200 \text{ } \mu\text{m}$ d'épaisseur et une solubilité limite de 10^{19} at/cm^3 (moyenne des deux valeurs à $1200 / 1300 \text{ } ^\circ\text{C}$), l'épaisseur du dépôt d'aluminium est alors égal à $0.03 \text{ } \mu\text{m}$. Comme vu précédemment, un motif d'aluminium de cette épaisseur ne peut pas migrer car une force retardatrice due aux cinétiques d'interface s'oppose à la force

motrice du gradient thermique. L'ordre de grandeur de l'épaisseur nécessaire est alors de 1 μm , ce qui est environ 30 fois plus grand que la valeur suffisante pour doper le silicium. Il y a donc de l'aluminium en excès qui se solidifie en fin de procédé (voir étape d de la figure 41). Nous verrons, dans le chapitre IV, que cette couche solidifiée en face de sortie sera parfois très difficile à enlever.

IV.4.3 Volume de l'alliage en migration

Le volume de la goutte d'alliage en migration est une donnée importante à connaître car nous allons voir qu'elle permet de remonter à la valeur moyenne de la fraction atomique de silicium X dans l'alliage et donc à la température moyenne de la goutte.

Ce volume est obtenu en faisant la somme des volumes molaires de chacun des constituants pondérée par la quantité de matière de chacune des espèces :

$$V_g = \overline{V}_{Si} n_{Si} + \overline{V}_{Al} n_{Al} \quad (42)$$

où n_{Si} et n_{Al} sont les quantités de matière de silicium et d'aluminium exprimées en mol. On peut remplacer la valeur de n_{Si} en fonction de n_{Al} en faisant intervenir la fraction molaire de silicium X : $n_{Si} = n_{Al} X / (1 - X)$. Ensuite, on exprime la conservation du nombre d'atomes d'aluminium lors de la formation de l'alliage liquide. En supposant que tout l'aluminium part de la face d'entrée, tous ces atomes proviennent du dépôt initial sur la plaquette de silicium, dont le volume est noté V_i :

$$n_{Al} = V_i \frac{\rho_{Al}}{M_{Al}} \quad (43)$$

où ρ_{Al} et M_{Al} sont respectivement la densité et la masse molaire de l'aluminium solide "pur". Si on insère l'expression de n_{Si} et si on remplace n_{Al} par sa valeur, on obtient alors l'expression suivante pour le volume de l'alliage :

$$V_g = V_i \frac{\rho_{Al}}{M_{Al}} \left(\overline{V}_{Si} \frac{X}{1 - X} + \overline{V}_{Al} \right) \quad (44)$$

L'évaluation de ce volume nécessite donc de connaître les volumes molaires partiels de chacun des constituants dans l'alliage liquide. De telles données ne sont actuellement pas disponibles dans la littérature, le seul moyen de s'approcher de ces valeurs est de négliger les effets de solution non-idéale en considérant que la valeur de ces volumes partiels est celle des volumes molaires de chacun des constituants liquides (valeurs extrapolées à la température de formation de l'alliage pour le silicium). On peut aller plus loin dans l'approximation en négligeant les effets de dilatation ou de contraction thermique au passage solide pur / liquide pur. On considère alors que le volume molaire partiel de chacun des constituants dans l'alliage est égal au volume molaire du solide pur :

$$\overline{V}_{Si} \cong V_{Si}^{solide} = \frac{M_{Si}}{\rho_{Si}} \quad \text{et} \quad \overline{V}_{Al} \cong V_{Al}^{solide} = \frac{M_{Al}}{\rho_{Al}} \quad (45)$$

où M_{Si} et ρ_{Si} sont la masse molaire et la densité du silicium solide. Si ces valeurs sont insérés dans l'expression (44), nous obtenons :

$$V_g = V_i \left(\frac{X}{1-X} \frac{\rho_{Al}}{M_{Al}} \frac{M_{Si}}{\rho_{Si}} + 1 \right) \quad (46)$$

Là aussi, en prenant $\frac{\rho_{Al}}{M_{Al}} \frac{M_{Si}}{\rho_{Si}} \cong 1$ (le calcul à température ambiante donne 1.2), on arrive à une formule très simple :

$$V_g = \frac{V_i}{1-X} \quad (47)$$

La réalisation de caissons périphériques permettant la tenue en tension inverse nécessite la migration de motifs en forme de grille dans le silicium. A l'exception des coins, la morphologie des gouttes en migration est donc du type "ligne" à 2 dimensions caractéristiques, épaisseur et largeur, en comparaison avec des inclusions de type "planaire" (1 dimension : l'épaisseur) ou des inclusions de type "ponctuel" (limitée suivant les trois dimensions).

En divisant l'expression (47) par une longueur donnée de ligne, on obtient la relation entre la surface de goutte S_g et la surface initiale du dépôt aluminium S_i :

$$S_g = \frac{S_i}{1-X} \quad (48)$$

Si la migration de l'alliage se fait conformément au motif initial sans modification de sa largeur et avec conservation de sa forme rectangulaire, la hauteur de l'alliage est alors donnée par la relation : $h = e_{Al} / (1-X)$. Si, comme vu précédemment, il y a modification de la largeur et/ou de la forme de la goutte d'alliage en migration, la relation (48) doit être appliquée.

Dans les deux cas, le volume de l'alliage dépend très fortement de la température du procédé par le biais de la fraction molaire. En effet, à volume de dépôt d'aluminium constant, si la température augmente, la proportion de silicium doit croître dans le mélange liquide. Comme la quantité d'aluminium est fixée, il faut dissoudre plus de silicium du substrat et la goutte augmente de volume. Si le calcul de l'expression (48) est effectué pour une épaisseur initiale d'aluminium de 3 μm (cas où la goutte ne change pas de forme), la hauteur des gouttes obtenues est importante (entre 10 et 20 μm environ) pour les températures concernées par notre étude (de 1150 à 1350 °C).

IV.4.4 Etalement de l'alliage à la fin de la thermomigration

Lors de la migration de la goutte à l'état stationnaire, le chemin dopé conserve une largeur quasiment constante, que ce soit sur plan (111) ou plan (100). Il peut arriver que cette largeur augmente très fortement lors de l'arrivée de la goutte à la face de sortie si le gradient de température est maintenu entre les deux faces de l'alliage.

Dans ce cas, le gradient de concentration induit par la différence de température impose toujours l'établissement d'un flux de diffusion de silicium dirigé de la face avant vers la face arrière et donc dissolution de silicium pour nourrir ce flux. Or, le silicium ne peut plus être fourni plus avant car la goutte est arrivée à la surface de sortie. Celui-ci est donc dissout sur les côtés de la goutte. Il y a alors augmentation de la largeur de la goutte et donc du chemin dopé. A volume de goutte constant, si la largeur augmente, la hauteur de la goutte doit diminuer ; il en résulte un amincissement et un étalement de l'alliage qui continue tant que le gradient thermique reste appliqué à la plaquette. On obtient au final une forme en trapèze pour le chemin dopé (voir figure 52 où une migration sur plan (111) est présentée).

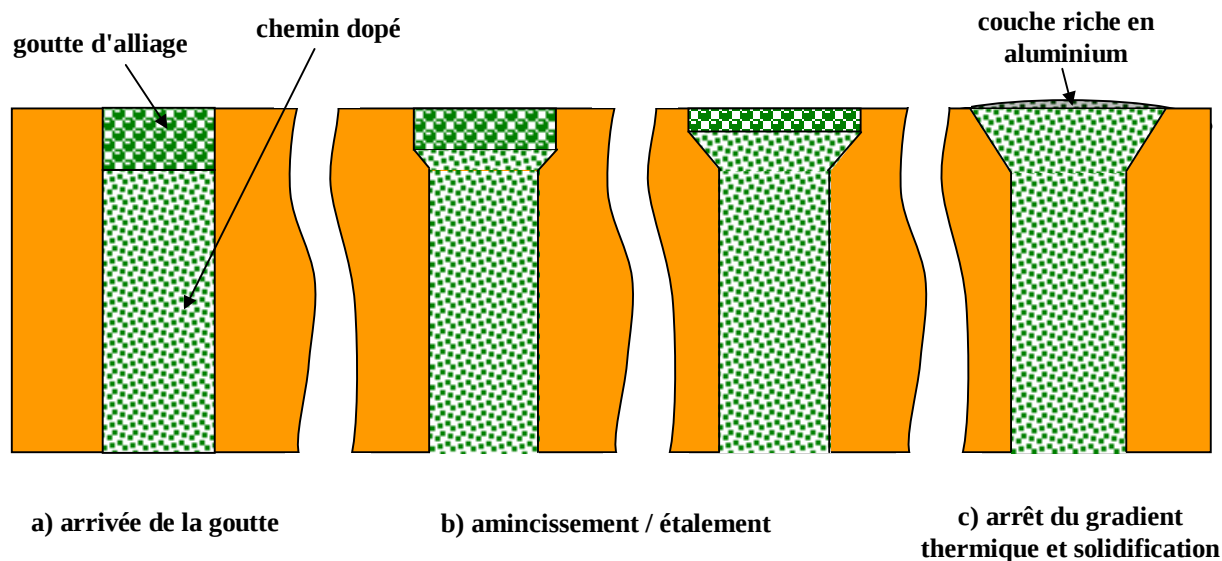


Figure 52 : Etalement de la goutte d'alliage liquide en face de sortie

La thermomigration permet d'obtenir un chemin de migration relativement droit sauf à la face d'entrée (état transitoire de la goutte) et à la face de sortie du fait de l'étalement décrit précédemment. Une solution serait d'arrêter l'application du gradient thermique au moment de l'arrivée de la goutte, mais, nous le verrons au dernier chapitre, toutes les gouttes en migration n'ont pas strictement la même vitesse du fait de non-uniformités locales ou étendues de température. Il est parfois nécessaire d'attendre que toutes les gouttes aient émergé et donc que certaines se soient étalées, pour arrêter le procédé.

IV.4.5 Défauts créés par la thermomigration

Nous avons vu au cours du premier chapitre que la diffusion bore classique à fort bilan thermique provoquait la génération de défauts cristallins en surface et en volume de la plaquette de silicium. La thermomigration, par son bilan thermique réduit, permet de se débarrasser de ces défauts.

Par contre, la migration d'une inclusion liquide dans un solide est susceptible de générer des contraintes du fait des propriétés thermiques, physiques et mécaniques différentes entre les deux phases. Ces contraintes, si elles sont supérieures à la limite élastique, peuvent alors générer des défauts cristallins au voisinage de la transition chemin dopé / substrat, des

dislocations par exemple. Ces défauts peuvent, à leur tour, induire une fragilité de la plaquette ou altérer les propriétés électriques des jonctions P-N formées lors de la thermomigration [20].

Ainsi, au cours de sa migration, la variation de la température subie par la goutte va provoquer une variation de pression et donc une contrainte mécanique au voisinage de cette même goutte. Deux effets interviennent dans ce changement de pression. Tout d'abord, l'augmentation de température provoque une solubilité accrue du silicium dans la goutte. Le volume molaire partiel du silicium dans un alliage liquide Al/Si est inférieur au volume molaire dans le solide, autrement dit un atome de silicium occupe moins de place dans le liquide que dans le solide [60]. On en conclut que la goutte est soumise à une contrainte compressive et donc le solide environnant à une contrainte de traction. A l'opposé, l'expansion thermique de l'alliage liquide est supérieure à celle du silicium solide [4]. La goutte a donc tendance à repousser le solide, une contrainte de traction se développe dans le liquide et donc une contrainte compressive dans le solide. La contrainte résultante σ dans le silicium au voisinage de l'interface liquide / solide est exprimée par la relation suivante (avec la convention "contrainte de traction positive") [4] :

$$\sigma = \frac{\left[(\bar{V}_s - \bar{V}_l) \frac{\partial C_L}{\partial T} - 3(\alpha_l - \alpha_s) \right]}{\left[B_l + \frac{3}{4G_s} + \frac{(\bar{V}_s - \bar{V}_l)^2 C_L}{RT} \right]} \Delta T \quad (49)$$

où $\bar{V}_s$ et $\bar{V}_l$ représentent le volume molaire du silicium dans le solide et le liquide, C_L est la concentration de silicium dans le liquide, α_s et α_l le coefficient linéaire d'expansion thermique du solide et du liquide, B_l le coefficient de compressibilité du liquide, G_s le module de cisaillement du silicium solide, et ΔT la variation de température positive dans l'épaisseur de la plaquette.

Le calcul de cette expression est primordial pour permettre d'évaluer si la contrainte est supérieure à la limite élastique et donc génératrice de défauts cristallins. La difficulté réside dans l'obtention de valeurs numériques pour les différentes grandeurs évoquées ci-dessus. Par exemple, le volume molaire partiel du silicium dans un mélange aluminium / silicium liquide n'est pas disponible dans la littérature. A l'heure actuelle, le seul moyen d'avoir une approximation de ce volume est d'extrapoler la densité du silicium pur à l'état liquide à des températures inférieures à sa température de fusion (1414 °C).

Cette approche a deux limites principales. Tout d'abord, cette méthode ne peut prendre en compte les effets de solution dans le mélange liquide et donc la variation du volume molaire partiel avec la composition de l'alliage. Ensuite, deux familles de valeurs sont disponibles pour la densité du silicium liquide dans la littérature, [61] et [62], avec des écarts certes faibles (3 % au maximum) mais qui peuvent introduire une incertitude importante sur le résultat final. En combinant les deux limites, des calculs numériques ont montré l'extrême sensibilité du résultat vis-à-vis d'une faible variation du volume molaire partiel du silicium dans l'alliage.

En l'état actuel, il est donc très difficile de dire si la contrainte totale donnée par la relation (49) est supérieure ou non à la contrainte élastique. Nous avons ainsi trouvé dans la

littérature deux publications dont la conclusion est opposée sur ce sujet ([20] où la contrainte est supérieure et [63] où elle est inférieure), ce qui illustre bien la difficulté de l'évaluation.

La différence de conductivité thermique entre l'alliage liquide et le solide environnant provoque aussi la génération de contraintes dans le silicium. Dans notre cas où la conductivité thermique est supérieure dans l'inclusion liquide, la région "chaude" en avant de la goutte est soumise à une traction et la région "froide" à l'arrière de la goutte à une compression égale en valeur absolue. Cette contrainte σ est donnée par la relation suivante [20] :

$$\sigma = \alpha_s E l G_s [1 - (G_l / G_s)] \quad (50)$$

où E est le module de Young (ou module d'élasticité) du silicium, l la largeur de la goutte en migration, G_s et G_l le gradient de température dans le solide et le liquide. Sur les côtés de la goutte, l'interaction entre les deux champs de compression et de traction crée une contrainte de cisaillement τ :

$$\tau = (\alpha_s E l^2 / h) [1 - (G_l / G_s)] \quad (51)$$

où h est la hauteur de la goutte. Comme l'a montré la simulation thermique de la partie IV.3.1, le calcul du gradient dans le liquide fait intervenir la conductivité thermique de l'alliage liquide aluminium / silicium dont la valeur est mal connue. L'évaluation de la contrainte est donc difficile à faire.

L'incertitude sur les grandeurs gouvernant l'amplitude des contraintes induites par le gradient de température et par la différence de conductivité thermique empêche donc une prédiction *a priori* de la génération de défauts cristallins. Il faut aussi souligner que ces contraintes sont transitoires car liées au passage de la goutte dans le solide. Si leur valeur n'excède pas la contrainte limite élastique, elles disparaissent à la température ambiante.

Nous allons voir maintenant deux types de contraintes qui sont permanentes dans le silicium car leur cause ne disparaît pas après le recuit de thermomigration. La première est provoquée par le dopage élevé d'aluminium. En effet, l'introduction d'atomes d'aluminium, dont la "taille" est différente de celle du silicium, en substitution dans le réseau cristallin provoque une déformation du solide. La contrainte associée à cette déformation est exprimée sous la forme [64] :

$$\sigma = E_{Si} \left(\frac{1 - R_{Al} / R_{Si}}{N_{Si}} \right) N_{Al} \quad (52)$$

où R_{Al} est le rayon covalent de l'aluminium, R_{Si} celui du silicium, N_{Si} la concentration de silicium en at/cm^3 dans le solide et N_{Al} le niveau de dopage d'aluminium en at/cm^3 . Le terme entre parenthèse est appelé coefficient d'expansion du réseau cristallin pour l'aluminium. L'évaluation de cette contrainte sera faite dans le chapitre IV quand le niveau de dopage expérimental sera connu. Si cette contrainte n'est pas supérieure à la limite élastique, il n'y aura pas de génération de défauts. Par contre, étant permanente, elle pourra dégrader les propriétés électriques de la jonction P-N, notamment augmenter son courant de fuite [20].

Enfin, le dernier type de contrainte intervient lorsque la goutte d'alliage liquide se solidifie à l'intérieur de la plaquette de silicium, par exemple si l'on veut réaliser des zones dopées P⁺ non traversantes. Lors du refroidissement de la plaquette, le liquide se solidifie progressivement en s'appauvrissant en silicium suivant la courbe de liquidus (s'il y a équilibre) jusqu'à la température eutectique (577 °C, voir diagramme de phases de la figure 39). A cette température, le liquide restant se solidifie en donnant un mélange eutectique de solutions solides (Si) et (Al).

La différence de volume molaire entre le liquide et le solide "eutectique" provoque alors la génération d'une contrainte dans le silicium donnée par la relation suivante [20] :

$$\sigma(r) = - \frac{\left(\frac{V_s^{eutectique}}{V_l^{eutectique}} - 1 \right) l^3}{\left(\frac{1}{E_{eutectique}} + \frac{1}{E_{Si}} \right) r^3} \quad (53)$$

où $V_s^{eutectique}$ et $V_l^{eutectique}$ sont les volumes molaires du solide et du liquide eutectique, $E_{eutectique}$ le module d'Young du solide eutectique, l la largeur de la goutte et r la distance par rapport à la goutte. Un calcul simple pour $r = l$ montre que cette contrainte est énorme, de l'ordre de 10^3 MPa, ce qui peut être supérieur à la limite élastique à cette température. La transition ductile / fragile du silicium se situe entre 520 et 600 °C, suivant les conditions expérimentales [65]. On ne peut donc savoir s'il y a fracture du matériau (régime fragile) ou génération de défauts cristallins par déformation plastique (régime ductile). Dans les deux cas, l'intégrité mécanique de la plaquette est remise en cause.

Il est donc absolument nécessaire d'éviter la recristallisation d'inclusions dans le volume du silicium. Nous comprenons donc mieux pourquoi la réalisation de zones non traversantes par thermomigration est très difficile. Le seul moyen serait de maintenir la goutte à l'état liquide tout en inversant le gradient de température pour la faire ressortir par la face d'entrée.

La génération de défauts cristallins est donc un problème potentiel lié à l'utilisation de la thermomigration pour la réalisation de caissons périphériques. Nous avons ainsi donné les principales causes de la génération de contraintes ainsi que les équations associées. Du fait de l'incertitude sur certaines données numériques intervenant dans le calcul de ces contraintes, une réponse à ce problème ne peut être que d'ordre expérimental (voir chapitre IV).

Enfin, il faut noter aussi la possibilité de défauts créés par des contraintes thermiques dues à une non-uniformité en température lors du chauffage de la plaque. Ce problème est lié à l'équipement RTP utilisé pour établir le gradient vertical de température et non au procédé de thermomigration en lui-même. Il sera étudié dans le prochain chapitre.

V Conclusion

Dans ce chapitre II, nous avons donné les principales caractéristiques de la thermomigration d'aluminium en phase liquide dans le silicium. Après un historique de la technique montrant le caractère fortement non-linéaire de la recherche sur le sujet, nous nous sommes intéressés à la théorie de la thermomigration. Nous avons ainsi donné les principaux phénomènes affectant la migration, la diffusion et le transport de masse dans l'alliage liquide, dont nous avons tiré une expression simplifiée de la vitesse de migration, puis les cinétiques d'interface et la modification du gradient dans la phase liquide.

Ensuite, nous avons appliqué ces résultats au système binaire aluminium / silicium choisi pour l'application visée, à savoir la réalisation de caissons d'isolation de type P dans les composants de puissance à tenue en tension bidirectionnelle. Une analyse des différents dopants de type P a montré que seul l'aluminium remplissait les différentes conditions énoncées dans la partie théorique.

L'application au système Al/Si nous a permis de mettre en évidence les principaux avantages et inconvénients de la thermomigration pour la réalisation des caissons traversants. Nous avons ainsi calculé la vitesse de migration et montré que le bilan thermique associé au procédé était réduit d'un facteur 4000 par rapport à la diffusion bore classique.

L'analyse de la stabilité et de l'évolution de la forme de l'alliage Al/Si en migration a mis en évidence le fait que le chemin dopé était relativement droit, à l'exception d'une phase transitoire où le chemin s'élargit sur le plan (111) et où il s'amincit sur le plan (100). En règle générale, la largeur du chemin dopé reste proche de la largeur du dépôt initial d'aluminium. Le phénomène de consommation de surface est donc évité avec ce procédé.

Le niveau de dopage obtenu correspond à la limite de solubilité de l'aluminium dans le silicium, il est de l'ordre de 10^{19} at/cm³ et ne varie pas sur l'épaisseur de la plaquette. La thermomigration permet donc d'obtenir un dopage élevé et constant dans l'épaisseur de la plaquette, ce qui a pour conséquence la suppression totale du phénomène de diaphonie. Par contre, à moins de faire un recuit post-thermomigration de diffusion de l'aluminium à l'état solide, le gradient latéral de concentration est très élevé, ce qui peut affecter la tenue en tension du caisson.

Enfin, après avoir vu quelques caractéristiques de la migration (volume de l'alliage, étalement en face de sortie), nous avons donné les principales sources de contraintes provoquées par le procédé de thermomigration et potentiellement génératrices de défauts cristallins. L'incertitude sur les données numériques intervenant dans le calcul de ces contraintes ne permet pas de savoir si elles excèdent la limite élastique au-delà de laquelle la génération de défauts peut intervenir. La réponse à la problématique "défauts" ne peut donc être que d'ordre expérimental.

La thermomigration est un procédé très attractif mais, on le verra après le chapitre III dédié à l'établissement du gradient vertical de température, il posera de redoutables problématiques qu'il faudra résoudre pour rendre le procédé industriel.

Références Bibliographiques du Chapitre II

- [1] L. Cornibert, "Isolations électriques pour circuits microélectroniques de puissance basées sur des techniques de fusion localisée", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, Mai 1999.
- [2] W. G. Pfann, "Temperature gradient zone melting", *Metals Transactions AIME* **203**, 961 (1955).
- [3] M. G. Whitman, "Elimination of salt from sea-water ice", *American Journal of Science* **11**, 126 (1926).
- [4] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Thermomigration of aluminum-rich liquid droplets in silicon", *Journal of Applied Physics* **43**, 4391 (1972).
- [5] J. H. Wernick, "Determination of diffusivities in liquid metals by means of temperature-gradient zone melting", *Journal of Chemical and Physics* **25**, 47 (1956).
- [6] W. A. Tiller, "Migration of a liquid zone through a solid: part I and II", *Journal of Applied Physics* **34**, 2757 (1963).
- [7] D. R. H. Jones, "The determination of the kinetics of ice-brine interfaces from data on temperature-gradient zone melting", *Philosophical Magazine* **25**, 97 (1972).
- [8] V. N. Lozovskii and V. P. Popov, "The stability of the growth front in crystallization by the moving-solvent method", *Soviet Physics Crystallography* **15**, 116 (1970).
- [9] P. Hoekstra, T. E. Osterkamp and W. F. Weeks, "The migration of liquid inclusions in single ice crystals", *Journal of Geophysical Research* **70**, 5035 (1969).
- [10] R. L. Bradshaw and F. Sanchez, "Migration of brine in rock salt", *Journal of Geophysical Research* **74**, 4209 (1969).
- [11] T. R. Anthony and H. E. Cline, "Thermomigration of liquid droplets in salt", *Proceedings of the 4th Symposium on Salt*, p. 313 (1974).
- [12] T. R. Anthony and H. E. Cline, "The kinetics of droplet migration in solids in an accelerational field", *Philosophical Magazine* **22**, 893 (1970).
- [13] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Interface stability in temperature gradient zone melting", *Acta Metallurgica* **21**, 547 (1973).
- [14] H. E. Cline and T. R. Anthony, "The shape relaxation of liquid droplets in solids", *Acta Metallurgica* **19**, 175 (1971).
- [15] T. R. Anthony and H. E. Cline, "Thermal migration of liquid droplets through solids", *Journal of Applied Physics* **42**, 3380 (1971).
- [16] H. E. Cline and T. R. Anthony, "High velocity thermomigration method of making deep diodes", US Patent n° 3,898,106 (1975).

- [17] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Thermomigration of metal-rich liquid wires through semiconductor materials", US Patent n° 3,899,362 (1975).
- [18] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Migration on fine wires in thin silicon wafers", *Journal of Applied Physics* **49**, 2412, (1978).
- [19] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Thermomigration of aluminum-rich wires through silicon", *Journal of Applied Physics* **47**, 2332 (1976).
- [20] T. R. Anthony and H. E. Cline, "Stresses generated by the thermomigration of liquid inclusions in silicon", *Journal of Applied Physics* **49**, 5774 (1979).
- [21] H. E. Cline and T. R. Anthony, "High-speed droplet migration in silicon", *Journal of Applied Physics* **47**, 2325 (1976).
- [22] T. R. Anthony, J. K. Boah, M. F. Chang and H. E. Cline, "Thermomigration processing of isolation grids in power structures", *IEEE Transactions on Electron Devices* **ED-23**, 818 (1976).
- [23] M. Chang and R. Kennedy, "The application of temperature gradient zone melting to silicon wafer processing", *Journal of the Electrochemical Society* **128**, 2193 (1981).
- [24] M. F. Chang, "Instabilities in the Al-Si temperature gradient zone melting", *Journal of the Electrochemical Society* **128**, 1963 (1981).
- [25] Communication privée, T.R. Anthony et H. E. Cline, Juillet 2001.
- [26] D. J. Lischner, H. Basseches and F. A. D'Altroy, "Observations of the temperature gradient zone melting process for isolating small devices", *Journal of the Electrochemical Society* **132**, 2997 (1985).
- [27] C. C. Wen, T. C. Chen and J. N. Zemel, "Gate-controlled diodes for ionic concentration measurement", *IEEE Transactions on Electron Devices* **ED-26**, 1945 (1979).
- [28] T. Mizrah, "Joining and recrystallisation of Si using the thermomigration process", *Journal of Applied Physics* **51**, 1207 (1980).
- [29] A. C. Norskog and R. M. Warner, "A horizontal monolithic series-array solar battery employing thermomigration", *Journal of Applied Physics* **52**, 1552 (1981).
- [30] J. Y. M. Lee, R. H. Brown, R. D. Etchells, J. Grinberg, G. R. Nudd and P. A. Nygaard, "Aluminum thermomigration technology for 3-dimensional integrated circuits", *IEDM 81*, p. 66 (1981).
- [31] M. Yasumoto, H. Hayama and T. Enomoto, "Process of fabricating three-dimensional semiconductor device", US Patent n° 4,612,083 (1986).

- [32] A Blum, M. Briska and K. Najmann, "Integrated wiring system for VLSI", US Patent n° 4,802,062 (1989).
- [33] G. E. Alcorn, K. A. Kost and F. E. Marshall, "X-ray spectrometer by aluminum thermomigration", IEDM 82, p. 312 (1982).
- [34] H. M. Liaw and F. Secco d'Aragona, "Purification of metallurgical grade silicon by the thermomigration of impurity clusters", Solar Cells **10**, 119 (1983).
- [35] P. K. Campbell, K. E. Jones, R. J. Huber, K. W. Horch and R. A. Normann, "A silicon-based, three-dimensional neural interface: manufacturing processes for an intracortical electrode array", IEEE Transactions on Biomedical Engineering **38**, 758 (1991).
- [36] R. A. Normann, P. J. Rousche, K. W. Horch and S. P. Schmidt, "Impact inserter mechanism for implantation of a biomedical device", US Patent n° 5,361,760 (1994).
- [37] <http://www.bionictech.com/>
- [38] T. Johansson, M. Abbasi, R. J. Huber and R. A. Normann, "A three-dimensional architecture for a parallel processing photosensing array", IEEE Transactions on Biomedical Engineering **39**, 1292 (1992).
- [39] http://www.silicon-sensor.com/eng/news_sso.html
- [40] M. Mikkor, "Silicon capacitive pressure sensor and method of making", US Patent n° 4,625,561 (1986).
- [41] C. C. Chung and M. G. Allen, "Electrical isolation of bulk silicon MEMS devices via thermomigration", MEMS'2000, p. 153 (2000).
- [42] V. Yu. Gershanov, S. I. Garmashov and I. Yu. Nosuleva, "Migration of liquid inclusions in a solid under asymmetric temperature oscillations", Crystallography Reports **45**, 323 (2000).
- [43] V. Yu. Gershanov, S. I. Garmashov and R. A. Minyaev, "Computer simulation of thermomigration process", Materials Research Society Symposium Proceedings, vol. 490, p. 135 (1998).
- [44] J. Kaupuzs, T. Puritis and G. Taube, "Theory of droplets migration in silicon", ISPS'2000, p. 149 (2000).
- [45] J-M. Dilhac, L. Cornibert and C. Ganibal, "Deep diffusions and SOI layers produced by rapid thermal processing for smart power applications", Symposium of the Materials Research Society, "Rapid thermal and integrated processing VI", p. 319 (1997).
- [46] G. S. Hartley and J. Crank, "Some fundamental definitions and concepts in diffusion processes", Transactions of the Faraday Society **45**, 801 (1949).

- [47] R. M. Barrer, "Some properties of diffusion coefficients in polymers", *The Journal of Chemical Physics* **61**, 178 (1957).
- [48] H. E. Cline and T. R. Anthony, "The migration of liquid droplets in solids", *Journal of Crystal Growth* **13/14**, 790 (1972).
- [49] R. Wilcox, "Removing inclusions from crystals by gradient techniques", *Industrial and Engineering Chemistry* **60**, 13 (1968).
- [50] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, "Conduction of heat in solids", Oxford University Press, Oxford (1959).
- [51] W. C. O'Mara, R. B. Herring and L. P. Hunt, "Handbook of semiconductor silicon technology", Noyes Publication, Park Ridge (1990).
- [52] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Thermomigration of molten Ga in Si and GaAs", *Journal of Applied Physics* **48**, 2196 (1977).
- [53] S. M. Sze and J. C. Irvin, "Resistivity, mobility and impurity levels in GaAs, Ge and Si at 300 K", *Solid State Electronics* **11**, 599 (1968).
- [54] J. L. Murray and A. J. McAlister, "The Al-Si (aluminum-silicon) system", *Bulletin of Alloy Phase Diagrams* **5**, 74 (1984).
- [55] Periodic table of the elements, Sargent-Welch, Buffalo Grove (United States), 1992.
- [56] C. J. Glassbrenner and G. A. Slack, "Thermal conductivity of silicon and germanium from 3K to the melting point", *Physical Review* **134**, A1058 (1964).
- [57] T. R. Anthony and H. E. Cline, "Thermomigration of gold-rich droplets in silicon", *Journal of Applied Physics* **43**, 2473 (1972).
- [58] T. R. Anthony and H. E. Cline, "Deep diode arrays", *Journal of Applied Physics* **47**, 2550 (1976).
- [59] F. A. Trumbore, "Solid solubilities of impurity elements in germanium and silicon" *The Bell System Technical Journal* **39**, 260, January 1960.
- [60] R. D. Etchells, J. Grinberg and G. R. Nudd, "Developpement of a three dimensional circuit integration technology and computer architecture", *Proceedings of the SPIE*, vol. 282, p. 64 (1981).
- [61] V. M. Glazov, "Liquid semiconductors", Plenum Press, New York (1969)
- [62] H. Sasaki, E. Tokizaki, K. Terashima and S. Kimura, "Density variation of molten silicon measured by an improved archimedian method", *Japanese Journal of Applied Physics Part 1* **33**, 3803 (1994).

- [63] V. N. Lozovskii, V. P. Popov, A.V. Balyuk and A. M. Dobkina, "Defects in silicon due to thermomigration of aluminum-rich droplets", *Inorganic Materials* **27**, 1790 (1991).
- [64] K. G. McQuhae and A. S. Brown, "The lattice contraction coefficient of boron and phosphorus in silicon", *Solid-State Electronics* **15**, 259 (1972).
- [65] K. Yasutake, J. Murakami, M. Umeno and H. Kawabe, "Mechanical properties of heat-treated CZ-Si wafers from brittle to ductile temperature range", *Japanese Journal of Applied Physics* **21**, L288 (1982).

CHAPITRE III

**LE FOUR DE RECUIT RAPIDE A
GRADIENT DE TEMPERATURE VERTICAL**

I Introduction

La technique de thermomigration d'aluminium dans le silicium requiert l'établissement d'un gradient de température vertical, i.e. dans l'épaisseur de la plaquette. Cette exigence n'est pas très courante dans le domaine des procédés à haute température permettant le dopage du silicium. En général, la force motrice de ce dopage est le gradient de concentration des espèces diffusantes qui est créé lors d'une étape précédant le recuit principal (implantation ionique ou prédépôt, par exemple). Ce gradient n'est bien sûr pas créé par le four lui-même, celui-ci se contente de chauffer les plaquettes de façon à ce que la température de la plaquette soit suffisante pour que le phénomène puisse s'exprimer (cf. loi d'Arrhénius).

L'interaction entre le procédé de thermomigration et l'équipement permettant sa réalisation pratique est donc très importante. L'instauration du gradient de température suppose que les deux faces de la plaquette ne soient pas en équilibre thermique. L'utilisation d'un four de recuit classique ne permet pas de remplir cette fonction, car tous ses éléments sont en équilibre thermique au bout d'un certain temps au cours du recuit. Au contraire, un four de recuit rapide à lampes halogènes (ou four RTP) se caractérise par le fait qu'aucun de ses éléments n'a la même température pendant le traitement thermique. Il en découle donc une potentialité de gradient de température entre les deux faces de la plaquette, gradient irréalisable avec un four classique. Le four RTP est donc un candidat sérieux pour la mise en œuvre de la thermomigration.

Dans un premier temps, nous allons donc décrire les propriétés des fours de type RTP. Nous verrons ainsi quelle a été la démarche historique ayant amené à la conception de ce nouveau type de four. Le moteur de cette innovation a été la recherche de bilans thermiques réduits pour la fabrication des circuits microélectroniques en technologie micronique et submicronique. Les caractéristiques permettant d'atteindre de faibles bilans thermiques seront alors données, en insistant tout particulièrement sur la notion de non-équilibre thermique. Cette propriété est essentielle dans la mesure où elle explique aussi bien les avantages (faible bilan thermique) que les problèmes (difficulté de la mesure de la température et non-uniformités thermiques) liés à la technologie RTP, problèmes qui ont longtemps empêché son utilisation industrielle.

Nous verrons ensuite comment ce type de four peut être alors adapté pour réaliser le gradient nécessaire à la thermomigration. En effet, l'introduction d'une paroi absorbante de type "corps noir" en regard d'une des faces de la plaquette permet d'obtenir cette fonction. La structure ainsi constituée est appelée four de recuit rapide à gradient de température vertical. Ce type d'équipement n'est pas disponible sur le marché des équipements RTP du fait d'un nombre très réduit d'applications. Nous terminerons ce chapitre en calculant le gradient vertical obtenu grâce au RTP à paroi absorbante.

II Généralités sur les fours à recuits rapides (RTP)

Nous allons voir dans cette première partie les caractéristiques générales des fours à recuits rapides RTP. Comme leur nom l'indique, ces fours permettent d'atteindre des températures pouvant aller jusqu'à la fusion du silicium (1414 °C) et ce avec des rampes de températures très rapides, allant de 30 à 500 °C/s. Pour remplir ces conditions drastiques en termes de bilan thermique, le four RTP doit posséder des propriétés bien particulières qui le distinguent très nettement d'un four de diffusion ou de recuit classique (qu'il soit horizontal ou vertical). Ces spécificités propres au RTP vont en faire un candidat intéressant pour la réalisation du procédé de thermomigration.

II.1 Intérêt et principe de la technologie RTP

II.1.1 Evolution de la technologie des fours de recuits en microélectronique

Jusqu'il y a quelques années, les divers recuits nécessaires pour la fabrication des circuits microélectroniques à base de silicium (ou d'autres semiconducteurs) étaient effectués dans des fours de recuits classiques. Ces fours, qu'ils soient horizontaux ou verticaux, ont tous en commun plusieurs caractéristiques (voir figure 53). Les plaquettes sont disposées en grand nombre (jusqu'à plusieurs centaines) sur des nacelles puis introduites dans un tube en quartz ou en SiC porté à haute température grâce à des éléments chauffants externes au tube. De part la masse thermique importante de l'ensemble "tube + nacelles + plaquettes", les vitesses de montée et de descente en température sont très limitées (de l'ordre de 5 à 10 °C/min pour la montée et de 5° C/min pour la descente). Même si la température d'introduction est élevée (de l'ordre de 800 °C), la durée nécessaire pour atteindre la température d'un procédé donné est importante. Si on prend l'exemple d'un recuit à 1100 °C pour une température d'introduction de 800 °C, une vitesse de montée de 10 °C/min et de descente de 5 °C/min, les régimes transitoires durent alors 30 min pour la montée et 1 h pour la descente. Le bilan thermique sans palier de température est donc déjà important.

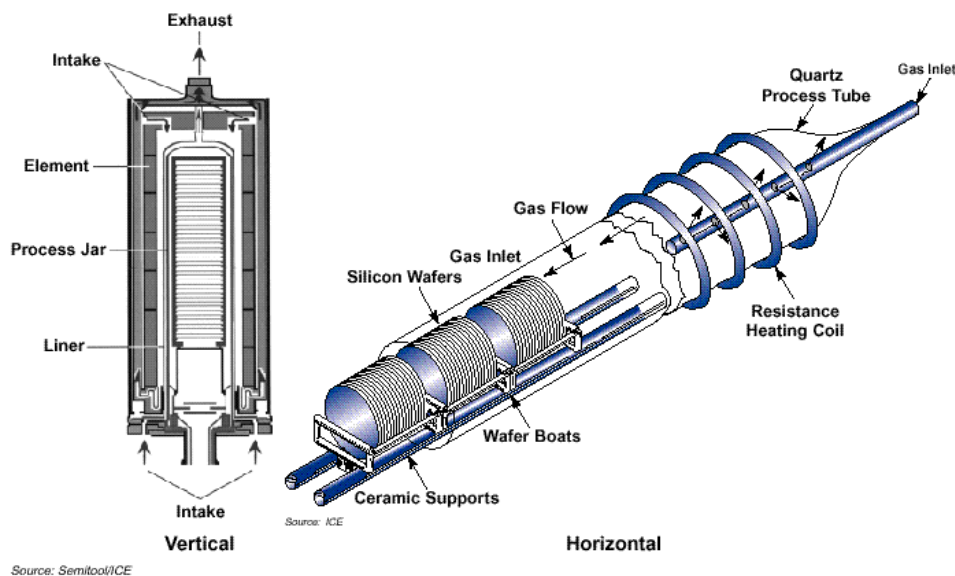


Figure 53 : Fours classiques de recuit

Avec la réduction constante des dimensions des composants élémentaires constituant les circuits intégrés, le besoin de recuits à très faible bilan thermique s'est manifesté de manière très critique dès le début des années 80. Ainsi, l'abaissement du bilan thermique est un moyen d'obtenir des jonctions très peu profondes, des niveaux de dopages plus élevés, des diélectriques plus fins et des densités de défauts moins importantes, de façon à permettre l'augmentation de la densité des circuits. Malgré les améliorations constantes des fours classiques (technologie d'abord horizontale, puis ensuite verticale), ils ne permettent pas d'abaisser le bilan thermique de façon drastique pour remplir les exigences technologiques des générations de circuits intégrés de dimension typique $0.25\ \mu\text{m}$ et moins.

Un nouveau type de fours a donc été conçu pour répondre à ces exigences, le four de recuit rapide ou four RTP. De manière générale, un four RTP se caractérise par une source de chaleur à faible inertie thermique permettant des rampes de température rapides et par un volume de traitement limité contenant une seule plaquette. La masse thermique de l'ensemble est donc très faible et permet la réduction significative du bilan thermique.

II.1.2 Applications de la technologie RTP

Le principe du recuit thermique rapide est très ancien, il est notamment mis en œuvre dans le mode de cuisson dit *Tandoori* utilisé en Inde du Nord depuis 3000 ans [1]. Dans ce style de cuisson, les aliments sont découpés en petits morceaux (pains plats, viande) pour avoir une faible masse thermique. Ils sont ensuite chauffés dans un four (plats en céramique ou en métal) dont la température est de l'ordre de $400\ ^\circ\text{C}$. La durée de cuisson est alors très courte, de 30 à 150 s ; on le voit, la similarité avec le RTP est frappante.

La première application des recuits rapides au traitement thermique des semiconducteurs date de 1977 avec un recuit post-implantation sur de l'arséniure de gallium [2]. A partir de cette date, de nombreuses études ont été menées avec différentes sources d'énergie : laser visible ou infrarouge, faisceau d'ions ou d'électrons, résistances chauffantes, lampes à arc et lampes halogènes [3]. Cette dernière technologie est la plus couramment utilisée à l'heure actuelle pour les recuits de quelques secondes à quelques minutes (en palier).

Les applications des fours de recuits rapides pour la technologie Silicium sont très nombreuses. La première a été le recuit post-implantation. Le but du recuit à faible bilan thermique est, ici, d'activer électriquement les atomes implantés et de recristalliser les zones endommagées par l'implantation, tout en évitant la diffusion des dopants. Cette technique a d'abord été utilisée pour le contrôle de l'étape d'implantation puis très récemment pour la réalisation industrielle de zones de drain/source ultra-courtes pour les technologies MOS à haute densité.

Le faible volume de la chambre de traitement a comme avantage un très bon contrôle de l'atmosphère de recuit. Cette propriété a été exploitée pour la formation de siliciures à partir de dépôts métalliques (tungstène, titane, tantale, molybdène, nickel, cobalt, palladium, platine ou niobium). Ces siliciures ont une résistivité plus faible que l'aluminium, ils peuvent donc le remplacer avantageusement pour servir de métal de contact [3]. La réaction mise en jeu n'est efficace (oxydation évitée) que si la contamination en oxygène est réduite à moins de 10 ppm. Ce contrôle sévère de l'atmosphère n'est pas possible dans un four de recuit classique notamment à cause du volume important du tube et de l'introduction importante d'air au chargement des nacelles. De plus, le faible bilan thermique permet de mieux contrôler la

quantité de métal ayant réagi, la diffusion des dopants et la croissance latérale du siliciure [3]. Ce procédé a longtemps été la seule application industrielle du RTP.

On peut aussi noter l'utilisation de fours RTP pour le recuit d'alliage des contacts métal/silicium et notamment Al/Si sur silicium. Ce recuit, par l'interdiffusion de chaque espèce Al et Si en sens opposé, permet de diminuer les résistances de contact et donc la consommation des circuits.

La technologie RTP permet la réalisation ou le recuit de couches diélectriques très fines, natives ou déposées : oxyde, nitrure de silicium et très récemment isolants à fortes constantes diélectriques ϵ tels que HfO_2 , La_2O_3 ou ZrO_2 [4, 5]. Ces composés sont utilisés comme diélectrique de grille dans les transistors MOS en remplacement de l'oxyde de silicium. En effet, pour remplir les conditions d'intégration toujours plus drastiques, l'épaisseur e de cet oxyde doit être abaissée jusqu'à des valeurs de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Pour cette valeur, le courant de fuite induit par l'effet tunnel quantique à travers le diélectrique est trop important. Il est donc nécessaire de trouver des couches plus épaisses pour limiter cet effet tunnel. A surface S constante, la valeur de capacité C est la même si on utilise des couches à plus forte constante diélectrique ($C = \epsilon S / e$).

Enfin, nous pouvons citer des applications telles que le fluage de verres PSG (*PhosphoroSilicate Glass*), BPSG (*BoroPhosphoroSilicate Glass*) ou USG (*Undoped Silicate Glass*) servant de diélectriques inter-métallisations ou de passivation, et le recuit de polysilicium dopé par implantation [3].

Cette liste d'applications n'est pas exhaustive. Les fours RTP sont aussi utilisés pour les semiconducteurs composés tels que le GaAs, l'InP et le CdTe. De fait, la technologie recuit rapide est utilisée à chaque fois que l'on veut un bilan thermique faible et/ou un contrôle strict de l'atmosphère de recuit.

II.1.3 Principe des fours RTP à lampes

La figure 54 montre le schéma de principe d'un four RTP dit "à lampes" typiquement utilisé pour la fabrication des circuits intégrés à très haute densité d'intégration.

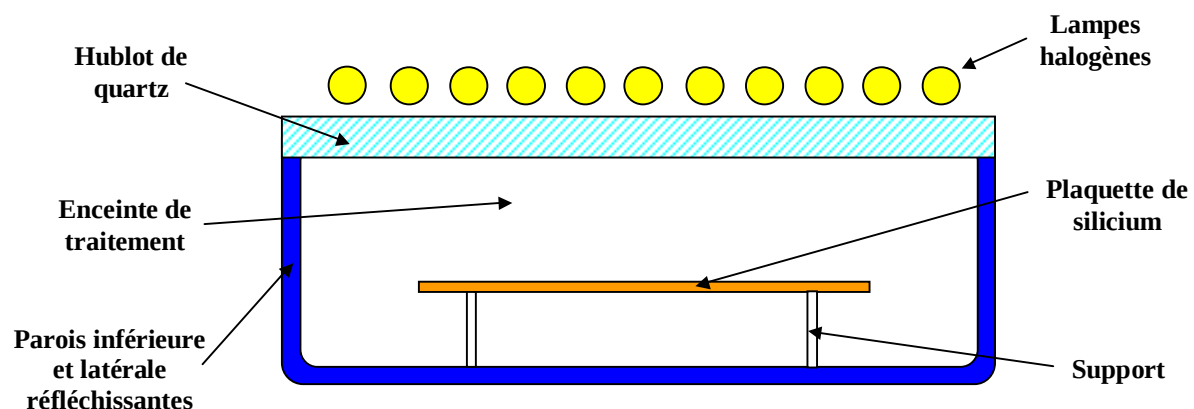


Figure 54 : Schéma de principe d'un four RTP à lampes "standard"

Les lampes halogènes permettent le chauffage de la plaquette de silicium par transfert d'énergie radiative dans le domaine de l'infrarouge essentiellement et aussi du visible. Leur température typique est de l'ordre de 2000 °C.

L'enceinte du four accueille une seule plaquette à la fois, son volume typique est de l'ordre de quelques dm³. Elle est limitée en partie supérieure par un hublot de quartz quasi-transparent au rayonnement des lampes. Ce hublot permet d'isoler la chambre de traitement des lampes halogènes évitant ainsi leur éventuelle pollution et donc leur défaillance prématurée. Le quartz n'étant pas totalement transparent au rayonnement, une partie de cette chaleur est absorbée et élève sa température aux alentours de 300/400 °C en régime stationnaire.

La partie basse de l'enceinte est constituée d'une paroi hautement réfléchissante généralement métallique, refroidie par eau de façon à ce que sa température reste inférieure à 100 °C environ. Cette caractéristique justifie alors l'appellation de four à "parois froides" qui est souvent donnée à ce type de four RTP. Ainsi, même si la paroi est métallique, sa température basse empêche une contamination excessive de la plaquette par désorption ou évaporation d'atomes provenant de la paroi.

Dans certains types de fours RTP, la paroi réfléchissante est remplacée par un deuxième hublot de quartz et une seconde rangée de lampes alignées perpendiculairement à la première. Dans les deux cas, on peut parler de four à configuration "symétrique", c'est-à-dire qu'il n'existe pas de gradient de température dans l'épaisseur de la plaquette. La dénomination se justifie bien pour le four à deux rangées de lampes et dans le premier cas, la paroi basse réfléchissante vient annuler un éventuel gradient vertical dans les premiers instants du recuit. Cette configuration "symétrique" est la seule actuellement utilisée dans les fours RTP dits à lampes car elle permet de minimiser la puissance individuelle à fournir aux lampes. Dans un cas, la réflexion sur la paroi basse permet de récupérer de l'énergie sur la plaquette et dans l'autre, la puissance individuelle est divisée par deux grâce aux deux rangées de lampes.

La caractéristique principale d'un four RTP à lampes halogènes est le non-équilibre thermique du système, par construction et du fait que les échanges thermiques par rayonnement prédominent. Aucun élément du four n'est à la même température. En effet, pour des recuits à 1000/1200 °C (température plaquette), le filament des lampes est environ à 2000 °C, le hublot à 300/400 °C et la paroi inférieure à moins de 100 °C. Combiné à la masse thermique faible de la plaquette, ce non-équilibre thermique explique la très grande rapidité des rampes de température car il n'y a pas besoin de chauffer l'ensemble des éléments du four. Ceci permet l'obtention d'un bilan thermique très faible.

A l'opposé, dans un four de recuit classique, tous les éléments sont en équilibre thermique un certain temps après le début du palier de température. Nous verrons dans la partie III.1 que cette propriété de non-équilibre thermique de la technologie RTP sera essentielle dans son choix pour un four de recuit dédié thermomigration.

II.1.4 Lois du transfert thermique par rayonnement

Comme nous l'avons vu précédemment, les échanges thermiques ayant lieu dans un four RTP sont dominés par le transfert radiatif. Pour comprendre les problématiques et les

caractéristiques d'un four RTP, il est donc nécessaire de s'intéresser au phénomène physique de transfert thermique par rayonnement.

Tout corps porté à une température absolue T émet de l'énergie sous forme de rayonnement du fait de l'agitation atomique. La densité spectrale d'énergie (ou émittance spectrale M_λ) qui exprime la puissance rayonnée par unité de surface et de longueur d'onde est donnée pour un corps noir, i.e. un émetteur parfait, par la loi de Planck :

$$M_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1 \right)} \quad \text{en } \text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1} \quad (54)$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement considéré, T la température absolue du corps noir, h la constante de Planck ($h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$), c la vitesse de la lumière ($c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$) et k la constante de Boltzmann ($k = 1.381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$). Cette loi, démontrée par Planck en 1900, a été obtenue en introduisant pour la première fois le concept de quantification, ici appliqué au rayonnement lumineux. Elle est à l'origine de nombreux développements qui, quelques années plus tard, donneront naissance à la mécanique quantique.

La figure 55 montre une évaluation de l'émittance spectrale du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures caractéristiques d'éléments d'un four RTP : 400 °C pour le hublot de quartz, 1200 °C pour la plaquette de silicium et 2000 °C pour les lampes halogènes.

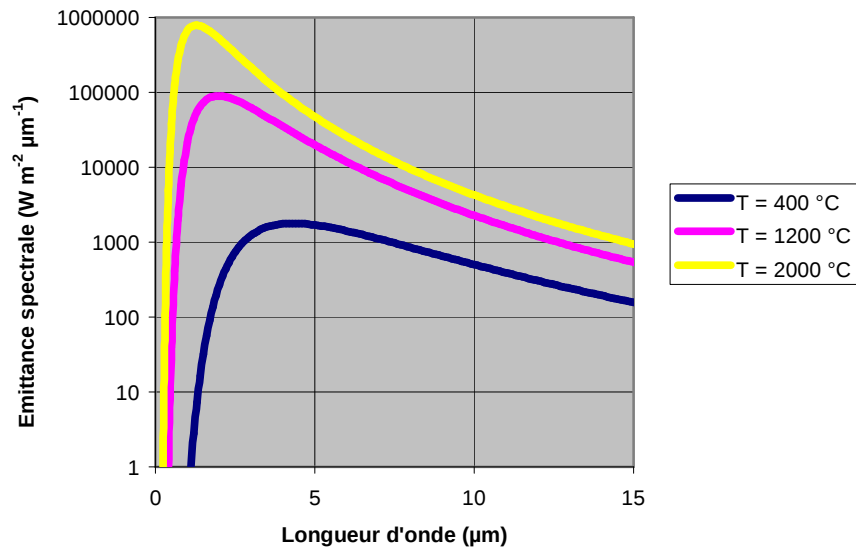


Figure 55 : Emission spectrale du corps noir pour différentes températures

On peut remarquer que, plus la température T augmente, plus la longueur d'onde λ_m où l'émission est maximale diminue. Cette observation se retrouve dans la loi de déplacement de Wien :

$$\lambda_m T = \frac{ch}{5k} = 2898 \mu\text{m K} \quad (55)$$

Cette expression est antérieure à la loi de Planck (1896) mais elle peut en être tirée par annulation de la dérivée de l'expression (54) en négligeant le terme 1 au dénominateur, ce qui est valable pour $\lambda_m T \ll hc/k$. Cette approximation revient à ne pas prendre en compte l'effet de quantification que Wien ignorait. Le maximum d'émission est donc situé respectivement à 4.3, 2.0 et 1.3 μm pour le quartz, la plaquette et les lampes.

L'intégration de la relation (54) par rapport à λ donne la puissance totale (ou émittance totale) rayonnée par le corps noir par unité de surface :

$$M(T) = \sigma T^4 \quad (56)$$

où σ est la constante de Stefan Boltzmann, elle est égale à $(2\pi^5 k^4)/(15c^2 h^3)$, soit $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$. L'énergie totale émise par un corps noir est donc proportionnelle à la température élevée à la puissance quatre.

La relation (54) est valable uniquement pour un corps idéal parfaitement émissif, le corps noir. Les matériaux réels diffèrent de ce comportement, ils ne sont pas des émetteurs parfaits de rayonnement. Le concept d'émissivité, défini comme le rapport entre le rayonnement issu du corps réel et celui issu du corps noir, permet de quantifier cette différence :

$$M_\lambda(\lambda, T) = \frac{2\pi \varepsilon(\lambda, T) h c^2}{\lambda^5 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1 \right)} \quad (57) \quad \text{et} \quad M(T) = \varepsilon(T) \sigma T^4 \quad (58)$$

où ε est l'émissivité du corps considéré, elle est comprise entre 0 et 1. Dans l'expression (57) de l'émittance spectrale, on considère l'émissivité spectrale dépendant de la longueur d'onde et de la température, dans celle de l'émittance totale (58), c'est l'émissivité totale, dépendant uniquement de la température, qui est utilisée.

En toute rigueur, l'émissivité d'un corps réel dépend de sa température, de la longueur d'onde, de l'angle d'émission et de la polarisation du rayonnement. En considérant un rayonnement isotrope et incohérent (polarisation aléatoire), on peut définir la notion d'émissivité spectrale qui ne dépend que de la température et de la longueur d'onde, grandeur utilisée dans l'expression (57). Dans le cas particulier où cette émissivité spectrale ne varie pas avec la longueur d'onde, on dit que le corps considéré est un "corps gris".

Enfin, il est possible de relier les propriétés émissives d'un corps avec ses propriétés absorbantes. Ainsi un corps en équilibre thermique avec son environnement, i.e. dont la température ne varie pas émet autant d'énergie qu'il en absorbe. Cette loi est connue sous le nom de loi de Kirchhoff et s'exprime de la manière suivante :

$$\varepsilon(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) \quad (59)$$

où $\alpha(\lambda, T)$ représente l'absorptivité du corps en question défini comme le rapport du rayonnement absorbé sur le rayonnement incident (sans dimension). On peut ensuite relier l'émissivité aux autres propriétés radiatives du corps. Ainsi, le rayonnement peut être soit

absorbé, soit réfléchi soit transmis par le corps étudié. Cette conservation de l'énergie radiative s'écrit alors sous la forme :

$$\alpha(\lambda, T) + \rho(\lambda, T) + \tau(\lambda, T) = 1 \quad (60)$$

où $\rho(\lambda, T)$ et $\tau(\lambda, T)$ représentent la réflectivité et la transmissivité du corps.

Dans le cas d'un corps opaque, i.e. ne transmettant aucun rayonnement ($\tau(\lambda, T)=0$), l'équation (60) combinée avec la loi de Kirchhoff donne la relation (61), montrant que plus un corps est réfléchissant, plus son émissivité est faible :

$$\alpha(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) = 1 - \rho(\lambda, T) \quad (61)$$

II.1.5 Mesure de la température

La mesure de la température dans un four de recuit rapide est un problème crucial. En effet, du fait de la propriété de non-équilibre thermique propre à ce type de fours, il est nécessaire de mesurer la température de la plaquette et non celle de son environnement. Dans le cas d'un four de recuit classique, l'équilibre thermique entre les différents éléments du four (plaquettes, nacelles, tube, pelles, gaz de procédé) n'oblige pas à prendre la température de la plaquette elle-même. Bien souvent, un ou plusieurs thermocouples sont introduits dans le tube du four, la température ainsi mesurée est celle du gaz de procédé et donc celle de la plaquette du fait de l'équilibre thermique.

Deux technologies sont disponibles pour la mesure de la température d'une plaquette de silicium dans un four RTP, la mesure par contact (thermocouple) et sans contact (pyromètre).

a) Mesure par thermocouple

Le premier moyen est donc l'utilisation de thermocouples. Ils sont constitués de deux fils métalliques de nature thermoélectrique différente, soudés à l'une de leurs extrémités, appelée "soudure de mesure", et comportant à l'autre extrémité deux bornes de raccordement. Ces deux bornes sont à la même température T_a , qui est généralement la température ambiante. Lorsque la température T_s de la soudure est différente de T_a , il apparaît alors, par effet thermoélectrique (effet Seebeck), une force électro-motrice (f.e.m.) aux bornes de raccordement. Cette f.e.m. dépend de la différence de température $T_s - T_a$ et de la nature des deux fils métalliques. Des tables de correspondance permettent alors de relier, pour chaque type de thermocouple, la f.e.m. mesurée à la différence de température $T_s - T_a$. Bien souvent, cette mesure est compensée pour donner directement la température T_s .

Dans notre application, le thermocouple est généralement posé ou soudé à la surface de la plaquette de silicium (voir figure 56). Les propriétés thermiques des éléments constitutifs du thermocouple doivent être choisies de façon à ce que la température de la soudure T_s soit la plus proche de la température de la plaquette T_{Si} . Il faut ainsi que la masse thermique (autrement dit la masse et la capacité calorifique du thermocouple) soit la plus faible possible, ce qui est obtenu avec une soudure et des fils de section réduite [3].

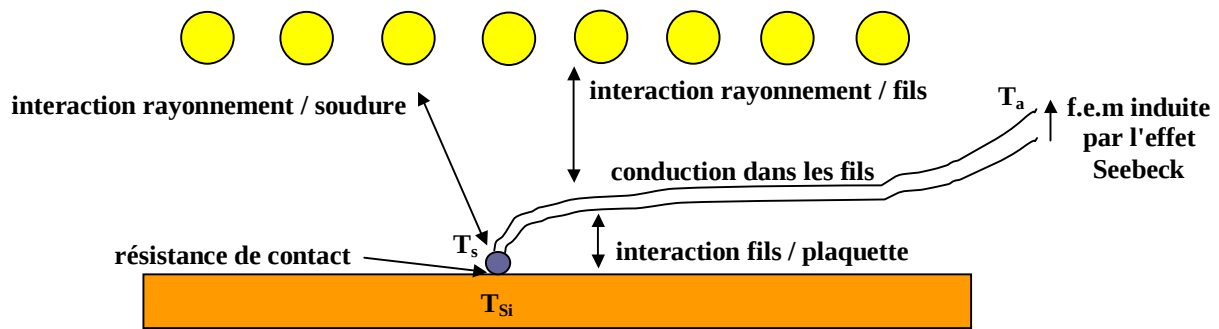


Figure 56 : Mesure de température par thermocouple et principaux phénomènes perturbant la mesure

L'interaction du thermocouple avec la source d'énergie (ici les lampes) ainsi que l'interaction entre la plaquette et les constituants du thermocouple (soudure et fils) peuvent aussi fausser la mesure. Les grandeurs influentes sont alors l'émissivité et la conductivité thermique de la soudure et des fils. De même, la résistance thermique de contact entre la soudure et la plaquette, qu'elle soit constituée d'un matériau de collage ou par l'espace entre le thermocouple et la plaquette (thermocouple simplement posé), doit être minimisée pour favoriser l'équilibre thermique entre la soudure et la plaquette. Des calculs analytiques [6] ont ainsi montré que des écarts très significatifs peuvent intervenir entre la température de la plaquette et celle mesurée par le thermocouple, jusqu'à 80 °C à 927 °C. Ces écarts augmentent avec la température de la plaquette (différence maximale de 40 °C à 427 °C) et la température mesurée est presque systématiquement supérieure (respectivement inférieure) à la température de la plaquette si le thermocouple est disposé sur la face de la plaquette exposée (respectivement non exposée) au rayonnement.

L'utilisation de thermocouples est donc loin d'être évidente pour mesurer avec précision la température d'une plaquette de silicium dans un four RTP. De plus, le risque de contamination métallique issue des constituants du thermocouple sur le wafer (mesure par contact) et dans la chambre rend impossible son utilisation comme moyen routinier de mesure. Nous le verrons par la suite, la mesure par thermocouple est essentiellement utilisée pour des essais de réglage d'uniformité ou plus fréquemment encore pour la calibration de pyromètres optiques.

Comme expliqué précédemment, le degré de confiance que l'on peut accorder à la mesure dépend de la qualité du contact thermique, et donc du contact physique entre le thermocouple et la plaquette. Par exemple, les propriétés d'élasticité d'un thermocouple de type K (Nickel-Aluminium / Nickel-Chrome) permettent un bon contact avec la plaquette, mais sa plage d'utilisation va jusqu'à 1150 °C seulement. Pour les températures concernées par notre étude (1200 – 1350 °C), il est nécessaire d'utiliser des thermocouples de type R ou S (Platine / Platine rhodié) mais la rigidité des fils fait que le contact thermique obtenu n'est pas aussi bon et surtout moins reproductible que pour un thermocouple de type K. Nous verrons dans le chapitre IV que cette difficulté rend la mesure de la température (et donc l'étalonnage d'un pyromètre) très problématique.

b) Pyromètre optique

Le deuxième moyen d'évaluation de la température du silicium dans un four RTP est la mesure de l'énergie thermique radiative émise par la plaquette. Cette énergie est détectée par un pyromètre optique, i.e. un photodétecteur actif sur un intervalle de longueur d'onde, dans le visible ou dans l'infrarouge. En général, le pyromètre mesure l'énergie de la face arrière de la plaquette, i.e. la face non-éclairée, comme le montre la figure 57.

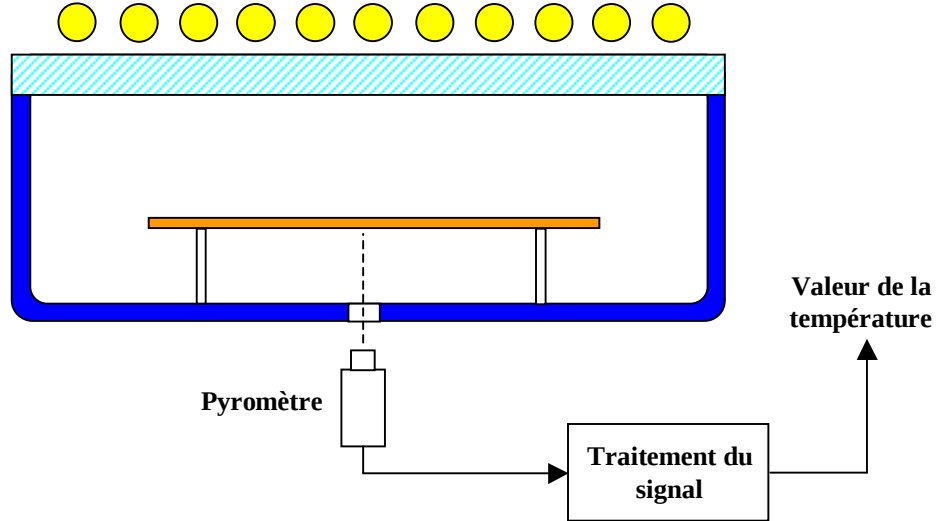


Figure 57 : Mesure de la température par pyromètre optique

Le pyromètre délivre un signal (en général un courant) qui est proportionnel à l'émittance totale $M(T)$ envoyée par la plaquette sur l'intervalle de détection $\Delta\lambda$ centré sur la longueur d'onde λ_p :

$$M(T) = \frac{2\pi \varepsilon_{Si}(\lambda_p, T) hc^2}{\lambda_p^5 \left(\exp\left(\frac{hc}{\lambda_p kT}\right) - 1 \right)} \Delta\lambda \quad (62)$$

où $\varepsilon_{Si}(\lambda_p, T)$ est l'émissivité du silicium à la longueur d'onde λ_p et à la température T . Pour obtenir cette expression, on suppose que $\Delta\lambda$ est faible pour pouvoir considérer que $M_\lambda(\lambda, T)$ varie très peu sur cet intervalle.

En général, un premier étalonnage du pyromètre est effectué en mesurant le signal issu de la détection du rayonnement d'un corps noir. La connaissance de l'émissivité du corps mesuré permet alors de donner sa température par comparaison avec cet étalonnage. Nous allons voir que la connaissance de l'émissivité effective d'une plaquette de silicium vue par le pyromètre dans un environnement RTP est difficile à évaluer.

Tout d'abord, en régime d'équilibre thermique (cf loi de Kirchoff), les propriétés d'absorption du silicium permettent d'obtenir l'émissivité intrinsèque de ce matériau. Elle ne prend en compte que le rayonnement issu de la plaquette à l'exclusion de tout autre rayonnement provenant des différents éléments du four (réflexions des parois, lampes,

quartz). La figure 58 montre l'émissivité spectrale du silicium non dopé pour plusieurs températures [7]. La mesure de cette émissivité intrinsèque peut être faite en chauffant le corps considéré par conduction dans une chambre noire et en évaluant l'intensité du rayonnement émis. Ces courbes peuvent s'expliquer en fonction des différents processus intervenant dans l'absorption de rayonnement par un semiconducteur.

Ainsi dans la gamme des longueurs d'onde inférieures à 1.2 μm (i.e. pour des énergies supérieures au gap du silicium, 1.1 eV à température ambiante), l'absorption se fait par création de paires électrons-trous. Ce phénomène est très peu dépendant de la température (légère diminution de l'énergie de bande interdite quand la température augmente), la partie de la courbe concernée varie donc très peu avec la température. Au delà de 6 μm , ce sont les phonons qui provoquent l'absorption du rayonnement. Elle est dans ce cas fortement dépendante de la température. Enfin, le dernier phénomène intervenant entre 1.2 et 6 μm est l'absorption du rayonnement par les porteurs libres présents dans le matériau. Là aussi, le phénomène est très dépendant de la température par le biais de la génération thermique des porteurs. Le dopage initial apportant des porteurs libres (électrons ou trous) peut aussi modifier l'absorption et donc l'émissivité du silicium à des températures inférieures à 600 °C. Pour cette gamme de températures, l'absorption est donc limitée, ce qui amène une transparence partielle au rayonnement issu des lampes pour la partie du spectre supérieure à 1.2 μm .

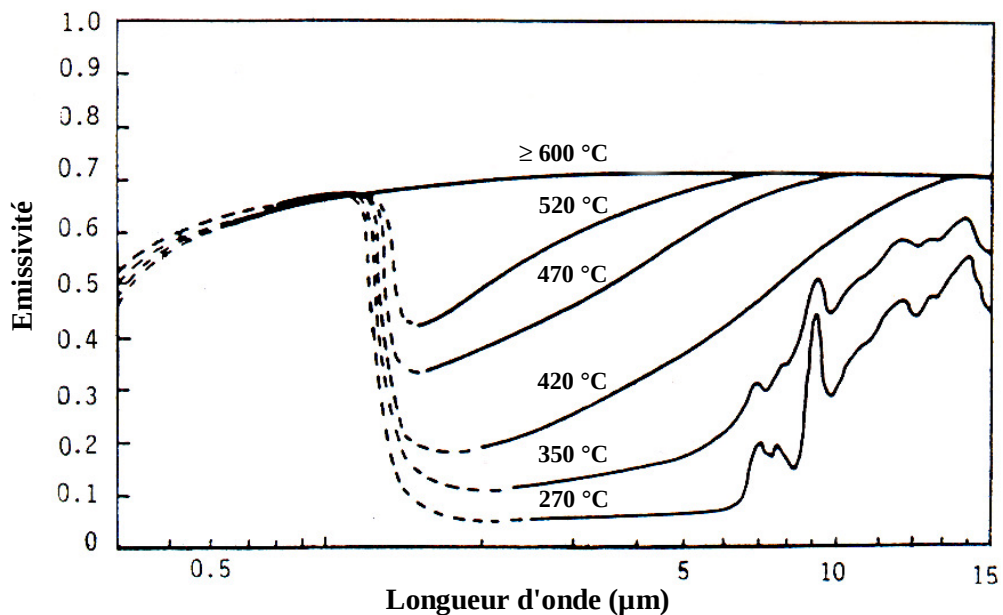


Figure 58 : Emissivité spectrale du silicium en fonction de la température

Pour une température supérieure à 600 °C, l'émissivité ne varie plus avec la température. En effet, le coefficient d'absorption du silicium à ces températures devient très élevé, ce qui rend sa transmittivité nulle, le silicium est alors opaque. Son émissivité est alors reliée à la réflectivité par la relation (61), celle-ci ne dépendant que très peu de la température, l'émissivité est donc constante avec la température. De même, l'émissivité est très peu dépendante de la longueur d'onde au delà de 1.2 μm , on dit alors que le silicium se comporte

comme un corps gris. La valeur de cette émissivité intrinsèque est de l'ordre de 0.7, et ce quelque soit son dopage. Sa réflectivité est alors de l'ordre de 0.3.

Cette émissivité intrinsèque est modifiée par l'état de la surface émissive, c'est ce que l'on appelle l'émissivité extrinsèque. Ainsi, la rugosité de la surface visée par le pyromètre (exemples : poli miroir ou simple attaque chimique) modifie les propriétés de réflexion, d'absorption et donc d'émissivité du matériau [8]. De même, la présence de couches minces (oxyde ou nitrure de silicium par exemple) à la surface peut modifier de manière importante l'émissivité de la plaquette. Du fait de leur faible épaisseur (de l'ordre de la longueur d'onde du rayonnement) et de leur indice de réfraction différent de celui du silicium, ces couches peuvent créer des interférences optiques qui modifient considérablement la réflectivité de la structure et donc son émissivité [9].

Enfin, l'émissivité vue par le pyromètre dépend aussi de l'environnement de la plaquette dans le four RTP. Ainsi, une partie du rayonnement issu de la plaquette, du quartz ou des lampes se réfléchit sur les parois métalliques du four puis à nouveau sur la plaquette et se rajoute ainsi au rayonnement direct venant de la plaquette. L'émissivité effective de la plaquette est alors augmentée du fait de ce rayonnement supplémentaire détecté par le pyromètre [10].

La méthode la plus simple pour étalonner un pyromètre est de mesurer la température de la plaquette par un thermocouple, ce qui permet de relier cette température au flux lumineux mesuré par le pyromètre et donc d'en déduire l'émissivité. Le principal inconvénient de la technique est qu'elle doit être répétée pour chaque type de plaquette d'émissivité différente. De plus, elle ne tient pas compte de la variation éventuelle de l'émissivité au cours du procédé due, par exemple, à la croissance de couches minces. Enfin, l'étalonnage n'est correct que si la température lue par le thermocouple est fiable et reproductible.

De nombreuses méthodes ont donc été développées pour s'affranchir de la variation de l'émissivité effective. Nous pouvons citer, par exemple, la méthode dite d'ondulation (*ripple method*) [11] qui consiste à mesurer en temps réel l'émissivité effective de la plaquette dans son environnement. Une autre méthode consiste à concevoir une chambre hautement réfléchissante de façon à recueillir sur le pyromètre le maximum de rayonnement par réflexions multiples (effet de cavité) ; l'émissivité effective est alors proche de 1, quel que soit l'état de surface de la plaquette.

En conclusion, la mesure de température par pyrométrie possède certains avantages ; c'est une technique sans contact, rapide, non invasive (pas de problème de contamination). Par contre, elle suppose un étalonnage rigoureux et/ou la mise en place de techniques sophistiquées pour prendre en compte l'émissivité effective dans le calcul de la température à partir de la mesure.

Nous voyons donc la difficulté de la mesure de la température dans un four de type RTP. Toutefois, le traitement "plaque à plaque" rend possible le recours à des moyens de caractérisation *in-situ*, permettant un contrôle relatif de la reproductibilité des traitements. Il en sera question dans le chapitre IV.

II.2 Uniformité du transfert thermique et contraintes induites

Après avoir vu différentes caractéristiques de la technologie RTP et notamment la difficulté de la mesure de la température, nous allons nous intéresser à une question cruciale, à savoir l'uniformité du transfert thermique.

De manière schématisée, le rayonnement venant chauffer la plaquette est divisé en deux types de flux [12, 13, 14]. Le flux primaire est l'énergie qui provient directement des lampes ou qui est issue des réflexions sur les parois réfléchissantes du four ou sur la plaquette. Le flux secondaire provient de l'émission d'énergie radiative issue de la plaquette portée à haute température. Cette énergie est ensuite réfléchiée par l'environnement et réabsorbée par la plaquette. Ces concepts de flux primaire et secondaire vont nous permettre de donner, qualitativement au moins, la répartition radiale de température suivant la phase du recuit rapide.

II.2.1 Evaluation qualitative du champ de température en régime transitoire de montée en température

Ce paragraphe concerne la phase transitoire de montée en température. Le flux primaire est alors le plus important car la plaquette n'a pas une température suffisante (au moins dans les premiers temps de la montée) pour émettre un flux secondaire significatif. C'est ce flux primaire associé à une faible perte d'énergie par radiation qui permet la montée en température de la plaquette.

La répartition de température est alors gouvernée par la probabilité d'absorption des photons primaires sur la plaquette. La figure 59 montre la configuration dite de la "boîte à photons", qui correspond à un RTP classique, i.e. avec la paroi basse et les parois latérales hautement réfléchissantes. Il a été montré que, dans cette configuration, la probabilité d'absorption des photons est plus importante au bord de la plaquette du fait des nombreuses réflexions sur les parois du four [13]. La densité des flèches sur la figure représente la densité du flux primaire absorbé.

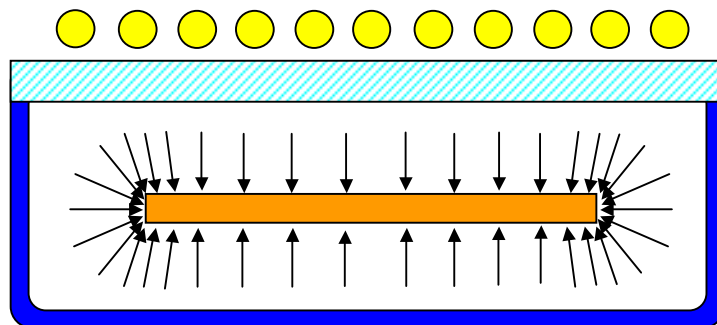


Figure 59 : Non-uniformité de l'éclairement primaire dans une "boîte à photons"

On en déduit que la température est supérieure au bord de la plaquette par rapport à son centre. Cet effet est d'autant plus marqué que la vitesse de montée en température est importante car, dans ce cas, la puissance envoyée par les lampes est aussi plus élevée pour

une même émission thermique par la plaquette. Le flux primaire domine donc encore plus le flux secondaire.

II.2.2 Expression du champ de température en régime stationnaire

A l'état stationnaire, i.e. pendant le palier de température, il y a équilibre entre flux primaire et flux secondaire [13], la plaquette reçoit autant d'énergie qu'elle en émet. Cet équilibre intervient pour une température plus basse à la périphérie de la plaquette par rapport à son centre, et ce, essentiellement, à cause de l'émission de rayonnement par la tranche de la plaquette et de la plus faible absorption de ce flux secondaire au bord de la plaquette. La configuration est alors inversée par rapport à la montée en température.

Un modèle analytique simple a été développé par Bentini *et al.* [15] pour exprimer de manière quantitative la non-uniformité de température en régime stationnaire entre le centre et la périphérie de la plaquette. Ce modèle fait intervenir le flux primaire et l'émission du flux secondaire (exacerbée à la périphérie) sans prendre en compte sa réabsorption par la plaquette. On considère aussi que la plaquette est éclairée de manière uniforme sur toute sa surface. Enfin, la faible épaisseur de la plaquette permet de considérer que la température ne dépend que de la distance radiale r (symétrie circulaire de la plaquette). Le champ de température en régime stationnaire doit alors satisfaire l'équation suivante [15] :

$$K_{Si} e \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = -Q + 2\sigma \varepsilon T^4(r) \quad (63)$$

où K_{Si} est la conductivité thermique du silicium, e l'épaisseur de la plaquette et Q la puissance fournie par les lampes par unité de surface. Si on écrit la température sous la forme $T(r) = T_0 + u(r)$ avec $u(r) \ll T_0$, le terme de droite en T^4 peut se mettre sous la forme $T^4(r) = (T_0 + u(r))^4 \cong T_0^4 + 4T_0^3 u(r)$. En choisissant T_0 tel que $Q = 2\sigma \varepsilon T_0^4$ (valeur uniforme de la température pour une plaquette d'extension latérale infinie) et en introduisant la valeur approchée de $T^4(r)$ dans l'équation (63), on obtient pour $u(r)$ l'équation différentielle linéaire suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{du}{dr} \right) - \frac{1}{\lambda^2} u = 0 \quad (64)$$

avec $\lambda = \sqrt{K_{Si} e / (8\sigma \varepsilon T_0^3)}$.

La perte radiative au bord de la plaque est exprimée par la condition aux limites suivante :

$$K_{Si} \frac{dT}{dr} \Big|_{r=R} = -\sigma \varepsilon T^4(R) \quad (65)$$

où R est le rayon de la plaquette. A l'ordre zéro d'approximation, cette condition peut se mettre sous la forme :

$$K_{Si} \frac{du}{dr} \Big|_{r=R} = -\sigma \varepsilon T_0^4 = -H_0 \quad (66)$$

La solution de l'équation (64) avec la condition aux limites (66) est alors la suivante [15] :

$$T(r) = T_0 + u(r) = T_0 - \frac{H_0 \lambda}{K_{Si}} \frac{I_0(r/\lambda)}{I_1(R/\lambda)} \quad (67)$$

où I_0 et I_1 sont les fonctions de Bessel modifiées de premier type, d'ordre 0 et 1 respectivement. Les courbes de la figure 60 montrent deux évaluations de cette relation pour $T_0 = 1200$ et 1300 °C avec $e = 200$ μm , $R = 62.5$ mm (plaquette 5"), $\varepsilon = 0.7$ et K_{Si} fonction de la température ($0.230 \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 1200 °C et $0.224 \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 1300 °C).

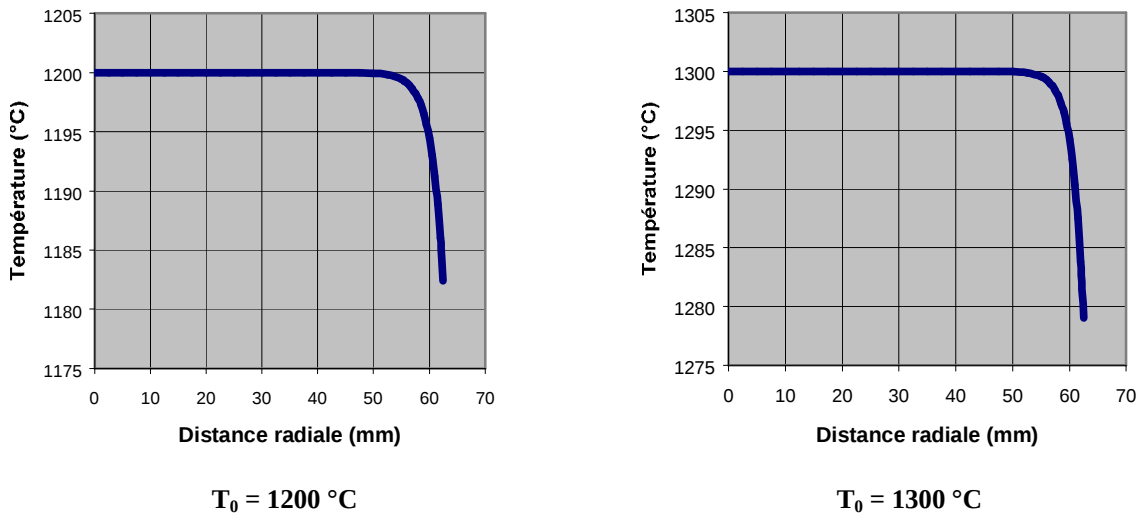


Figure 60 : Répartition radiale de température

Ces figures nous permettent de donner quelques caractéristiques générales de l'effet de bord. Nous voyons, tout d'abord, que le champ de température n'est perturbé significativement que sur une couronne d'une dizaine de mm au bord de la plaquette. D'autre part, l'écart de température maximum augmente quand T_0 augmente (17 °C à 1200 °C et 23 °C à 1300 °C) du fait d'une perte radiative plus importante sur les bords de la plaquette (émission en T^4). La non-uniformité thermique augmente donc avec la température de recuit. Le modèle utilisé est approché, mais de nombreuses simulations numériques avec un modèle d'éclairement réaliste (i.e. non uniforme) et la prise en compte des différentes réflexions ont montré un bon accord avec ces résultats analytiques [16, 17].

Enfin, nous pouvons noter que la distribution qualitative de la température typique du régime stationnaire (bord moins chaud que le centre) est aussi valable pour la descente de température. En effet, dans ce cas, c'est aussi le flux secondaire qui prédomine les échanges thermiques et donc, l'effet de pertes radiatives sur le bord de la plaque est conservé.

Aux pertes radiatives par la tranche, on peut aussi ajouter les échanges convectifs entre le gaz de recuit et la plaquette [18] :

$$q_{cond} = -h (T - T_{gaz}) \quad (68)$$

où q_{cond} est la puissance échangée par convection par unité de surface, T_{gaz} la température du gaz de recuit et h le coefficient de transfert convectif, qui dépend de la nature du gaz considéré, de la pression et du débit de gaz.

L'échange convectif est donc proportionnel à l'écart de température entre le gaz et la plaquette. En général, le gaz est introduit par la périphérie de la chambre et vient donc au contact de la plaquette sur son bord. Du fait de la température basse du gaz à son introduction, les échanges convectifs à la périphérie sont donc très importants. Au fur et à mesure que le gaz se rapproche du centre, celui-ci a été réchauffé par le bord de la plaquette, il est donc beaucoup plus chaud et l'échange par convection moins important.

Les échanges thermiques convectifs sont donc plus importants à la périphérie qu'au centre, cette non-uniformité s'additionne aux pertes radiatives pour accroître le gradient de température radial sur la plaquette. L'effet de transfert par convection l'emporte même sur le rayonnement pour des températures relativement basses (jusqu'à 950 °C pour un recuit sous azote à la pression atmosphérique [19]). Au delà de 1000 °C, du fait de leur variation en T^4 , les pertes radiatives deviennent prédominantes.

En général, les phénomènes mis en jeu dans les procédés thermiques rapides sont très dépendants de la température. Par conséquent, les non-uniformités thermiques ont une influence néfaste sur l'uniformité des procédés réalisés. Le rendement des étapes de production peut donc être affecté de manière très importante.

II.2.3 Défauts engendrés par la non-uniformité thermique

Une autre des conséquences de la non-uniformité thermique est l'instauration d'un champ de contraintes mécaniques dans la plaquette de silicium. Pour calculer ce champ, nous nous plaçons dans le cadre de la théorie élastique en milieu isotrope et ce, par souci de simplicité. Nous supposons une symétrie radiale de la distribution de température et une variation linéaire de la température dans l'épaisseur du wafer (voir partie III.1). Dans ce cas, les conditions de compatibilité sont satisfaites sans génération de contraintes dans l'épaisseur de la plaquette [20, 18]. La description du tenseur des contraintes se réduit alors à une matrice bidimensionnelle suivant les coordonnées polaires r et θ . Dans ce système de coordonnées, le champ de contraintes s'écrit alors sous la forme [21] :

$$\sigma_{rr}(r) = \alpha E \left[\frac{1}{R^2} \int_0^R T(r) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr \right] \quad (69)$$

$$\sigma_{\theta\theta}(r) = \alpha E \left[\frac{1}{R^2} \int_0^R T(r) r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr - T(r) \right] \quad (70)$$

$$\text{et } \sigma_{r\theta} = 0 \text{ (axisymétrie du problème)} \quad (71)$$

Au centre de la plaquette ($r = 0$), les composantes du champ sont égales et données par l'expression (72).

$$\sigma_{rr}(0) = \sigma_{\theta\theta}(0) = \alpha E \left[\frac{1}{R^2} \int_0^R T(r) r dr - \frac{1}{2} T(0) \right] \quad (72)$$

Dans les expressions (69) à (72), α désigne le coefficient d'expansion thermique et E le module d'Young du silicium (respectivement $4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ et $1.7 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$). La convention pour la contrainte est la suivante : une contrainte en traction est comptée positivement et une contrainte en compression négativement.

Ces contraintes ont été calculées analytiquement par Bentini *et al.* [15]. Les courbes de la figure 61 représentent l'application de leurs formules avec nos paramètres pour $T_0 = 1200$ et $1300 \text{ }^\circ\text{C}$.

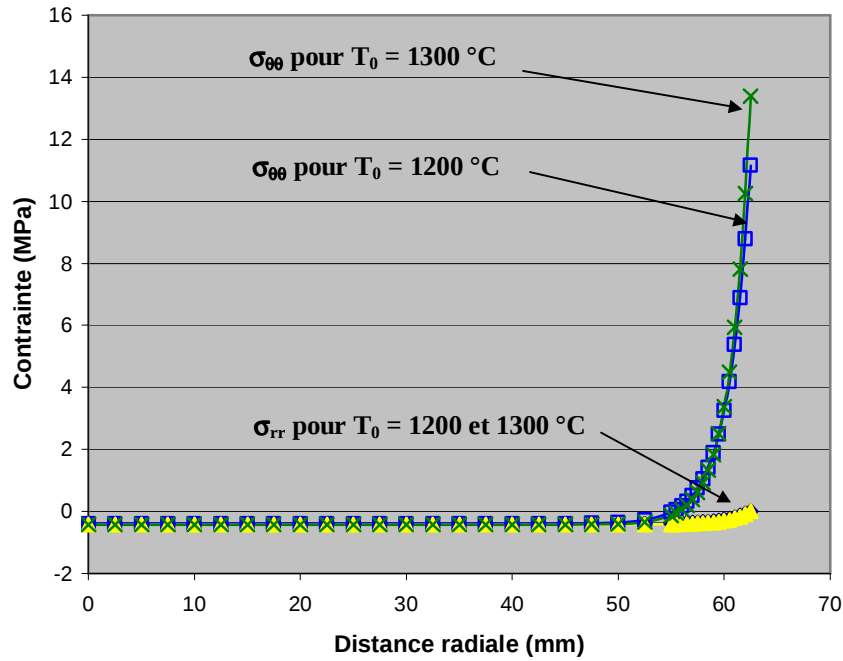


Figure 61 : Champ de contrainte dû au gradient de température dans un four RTP

Les courbes montrent que la contrainte est maximale à la périphérie de la plaquette (composante tangentielle), comme le gradient de température. Cette valeur maximale augmente avec la température (comparaison $1200 \text{ }^\circ\text{C}$ / $1300 \text{ }^\circ\text{C}$), car le gradient à la périphérie augmente aussi avec T . Cette contrainte maximale est de l'ordre de 13 MPa à $1300 \text{ }^\circ\text{C}$.

Les contraintes générées par le gradient thermique dans le four RTP sont donc importantes, elles peuvent causer la déformation plastique, i.e. permanente, du silicium si elles dépassent la contrainte limite élastique de cisaillement. Dans ce cas, les contraintes se relâchent par génération de dislocations suivant des lignes de glissement. La contrainte limite de cisaillement σ_c , qui est le seuil de déformation thermoplastique, peut être évaluée par la relation suivante [15] :

$$\sigma_c = C \dot{\epsilon}^{1/n} \exp\left(\frac{U}{nkT}\right) \quad (73)$$

Dans cette équation, U est l'énergie d'activation du glissement, $\dot{\varepsilon} = \frac{d\varepsilon}{dt}$ le taux temporel de déformation, C et n des constantes dépendant du matériau. Le point important à noter est que cette limite de déformation varie de façon exponentielle avec l'inverse de la température. Cela signifie que, à contrainte constante, la déformation sera plus importante à haute température. Selon les valeurs prises pour les paramètres intervenant dans l'équation (73), la contrainte limite varie entre 0.2 MPa [18] et 2 MPa [15] à 1300 °C. La dispersion sur cette valeur est donc très importante d'autant plus qu'elle dépend aussi du taux d'oxygène dans le silicium, facteur non pris en compte dans l'équation (68).

Les mouvements de cisaillement qui provoquent la déformation thermoplastique se propagent le long de certaines directions cristallographiques. Les contraintes thermiques doivent donc être déterminées sur les plans de glissement le long des directions de glissement. Celles-ci correspondent aux directions mécaniquement "faibles" du réseau diamant du silicium. Les lignes de dislocations se forment alors dans les parties de la plaquette où la contrainte "projetée" excède la contrainte limite élastique.

La génération de défauts cristallins n'est pas la seule conséquence de la non-uniformité thermique. En effet, si les contraintes ne sont relâchées que partiellement par la déformation thermoplastique, les contraintes résiduelles provoquent alors la déformation macroscopique de voile de la plaquette, quand la plaquette revient à température ambiante [22]. Cette déformation est initiée dans les directions cristallographiques mécaniquement "faibles". Une fois que celle-ci a commencé dans une direction et que la plaquette devient convexe (respectivement concave) dans cette direction, la probabilité pour que la déformation continue de la même manière et dans la même direction est très forte. Simultanément, la direction perpendiculaire à la première doit se déformer de manière concave (respectivement convexe) par l'effet du coefficient de Poisson. La déformation globale résultante donne alors à la plaquette une forme de selle de cheval (*anticlastic deformation*, voir figure 62) [22, 23].

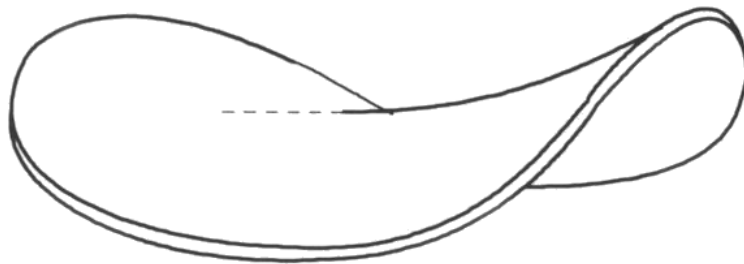


Figure 62 : Déformation de la plaquette en forme de selle de cheval (anticlastique)

En plus de l'impact sur l'uniformité des procédés thermiques rapides, la non-uniformité thermique peut donc amener la déformation microscopique (génération de dislocations) et macroscopique (voile) de la plaquette. Les défauts cristallins créés peuvent interagir avec les composants réalisés en dégradant notamment la durée de vie des porteurs ou en augmentant les courants de fuite. En outre, la déformation de voile peut rendre difficile la poursuite du processus de fabrication, en augmentant le risque de casse de la plaquette.

En conclusion, l'uniformité thermique est une des problématiques les plus délicates associées à l'utilisation d'un four de recuit rapide. Elle est inhérente au non-équilibre thermique régnant dans le four, caractéristique permettant par ailleurs un faible bilan thermique. Cette non-uniformité a des conséquences sur le procédé lui-même (rendement) et sur la génération de défauts. Ce dernier phénomène est plus important à haute température du fait de l'augmentation des contraintes et surtout à cause d'une plus grande sensibilité du matériau à la déformation thermoplastique (cf. variation de la limite élastique).

La non-uniformité thermique, combinée à la difficulté de la mesure de la température, a longtemps été un obstacle majeur à l'utilisation industrielle des fours RTP. Nous verrons, dans le chapitre IV, un certain nombre de techniques visant à la diminuer.

III Application à un four de thermomigration

Lors de la partie précédente, nous avons donné les caractéristiques principales d'un four de recuit rapide à lampes. Dans un premier temps, et grâce à ces propriétés, nous allons pouvoir justifier l'utilisation d'un four RTP pour la réalisation du procédé de thermomigration. Nous verrons ainsi quelle est la modification à apporter à un four RTP classique pour obtenir la fonction de gradient vertical. Nous déterminerons alors l'expression du gradient thermique vertical obtenu grâce à ce type de four RTP à lampes dédié thermomigration.

III.1 Justification du choix d'un four RTP et réalisation de la fonction "gradient vertical"

La force motrice du procédé de thermomigration est le gradient vertical de température entre les deux faces de la goutte et donc entre les deux faces de la plaquette de silicium. Pour que ce gradient puisse s'établir, il est donc nécessaire que les deux faces de la plaquette ne soient pas en équilibre thermique. L'utilisation de fours classiques de diffusion est donc complètement exclue du fait même de cette exigence. Dans ce type de fours, l'équilibre thermique se fait entre tous les éléments du four, il ne peut donc pas exister de gradient vertical entre les deux faces de la plaquette. De plus, le bilan thermique associé à ce type de fours est généralement trop élevé pour le procédé de thermomigration, dont les temps de réalisation sont courts (environ 10 minutes à 1250 °C). Enfin, les fours classiques sont difficilement compatibles avec les températures exigées par le procédé (entre 1200 et 1350 °C). Toutes ces raisons rendent donc impossible l'utilisation de fours classiques de diffusion pour la réalisation de la thermomigration.

Au contraire, les fours de recuit rapide possèdent les propriétés pouvant permettre leur utilisation. L'absence d'équilibre thermique donne la potentialité d'établir un gradient thermique entre les deux faces de la plaquette, moyennant quelques aménagements de l'enceinte. De plus, le bilan thermique réduit et la température de recuit potentiellement non limitée (sauf par la fusion du matériau) montrent une bonne adéquation entre ce type de four et le procédé de thermomigration.

Le choix semble donc se porter vers un four de type RTP. Pour autant, les configurations usuelles ne permettent pas d'obtenir un gradient vertical et des modifications d'équipement sont nécessaires pour assurer cette fonction.

En effet, la partie basse du four est généralement constituée d'une paroi réfléchissante (voir figure 54) ou d'une deuxième rangée de lampes. Dans les deux cas, un rayonnement est fourni à la face inférieure de la plaquette, soit directement, soit par réflexion et un équilibre s'instaure entre les deux faces, rendant impossible l'établissement d'un gradient thermique vertical.

La solution consiste alors à empêcher le rayonnement d'arriver à la face inférieure de la plaquette. Ceci peut être réalisé en remplaçant la paroi réfléchissante ou la deuxième rangée de lampes par une partie basse absorbante de type "corps noir" (figure 63). Ce corps doit être maintenu à basse température pour éviter une émission thermique et sa surface doit avoir une émissivité proche de 1 pour que son absorptivité soit maximale. Dans ces conditions, aucun rayonnement n'est transmis à la face inférieure et la dissymétrie d'éclairement ainsi créée permet l'établissement d'un gradient vertical de température entre les deux faces de la plaquette.

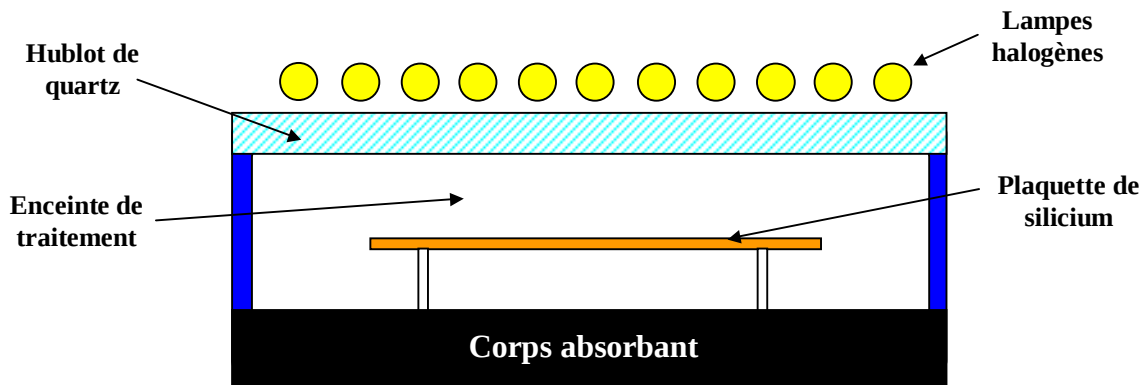


Figure 63 : Schéma de principe d'un four de recuit rapide à gradient vertical de température

Ce type de four est très peu courant en microélectronique et de fait, il n'existe pas dans le catalogue des équipementiers de RTP. Les seules applications répertoriées dans la littérature autres que la thermomigration, restent, pour le moment, dans le domaine de la recherche. Elles concernent la recristallisation latérale de silicium sur oxyde pour la réalisation de couches SOI (*Silicon On Insulator*, silicium sur isolant) localisées [24, 25] et la croissance d'oxyde de silicium sous l'effet d'un gradient vertical de température [26].

III.2 Expression du gradient thermique vertical

Le choix d'un four de type RTP à paroi basse absorbante permet donc d'obtenir la fonction de gradient vertical indispensable à la thermomigration. Les lampes halogènes fournissent de l'énergie infrarouge sur la face supérieure de la plaquette. Cette énergie est absorbée en surface du silicium puis transmise vers l'autre face par conduction dans le volume. La face inférieure rayonne alors librement vers la partie basse du four qui doit

absorber théoriquement la totalité du rayonnement. Cette absorption maintient le flux de conduction et donc le gradient thermique $\overrightarrow{\nabla T_s}$ dans l'épaisseur du substrat (voir figure 64).

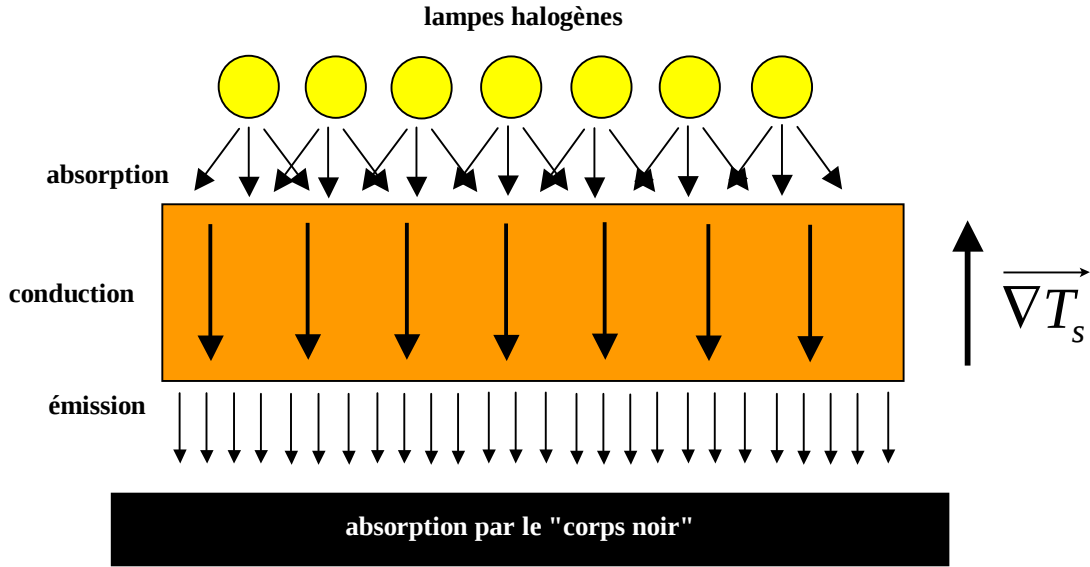


Figure 64 : Principe de l'établissement du gradient de température vertical

Pour le calcul du gradient, deux hypothèses sont faites. Tout d'abord, nous supposons que la totalité du flux émis par la face arrière de la plaquette est absorbée par le "corps noir". Ensuite, nous négligeons la transparence partielle du silicium au rayonnement infrarouge, ce qui est parfaitement justifié pour nos température de travail (1150 – 1350 °C). Le silicium est alors opaque, l'émission en face arrière (ainsi que l'absorption en face avant) se fait à la surface. Dans ces conditions, l'expression du gradient de température peut être obtenue en égalant le flux de conduction dans le silicium et le flux radiatif émis par la plaquette vers le "corps noir" :

$$\Phi_{therm} = \sigma \varepsilon T^4 = K_{Si} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (74)$$

où Φ_{therm} est le flux thermique (radiatif ou de conduction) en Wcm^{-2} , σ la constante de Stefan-Boltzmann ($\sigma = 5.62.10^{-12} Wcm^{-2}K^{-4}$), ε l'émissivité de la surface arrière du silicium (sans dimension), K_{Si} la conductivité thermique du silicium à la température considérée ($Wcm^{-1}K^{-1}$), T la température absolue de la face arrière en K, $\partial T / \partial z$ le gradient de température vertical. Celui-ci est alors donné par l'expression suivante :

$$G_s = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\sigma \varepsilon T^4}{K_{Si}} \quad (75)$$

Le gradient est constant dans l'épaisseur de la plaquette, la variation de température est donc linéaire comme indiqué sur la figure 64. Nous avons calculé ce gradient en fonction de la température entre 700 et 1414 °C, en prenant pour ε une valeur de 0.7 (voir figure 50) et en tenant compte de la variation de K_{Si} avec la température. Le résultat est représenté sur la figure 65.

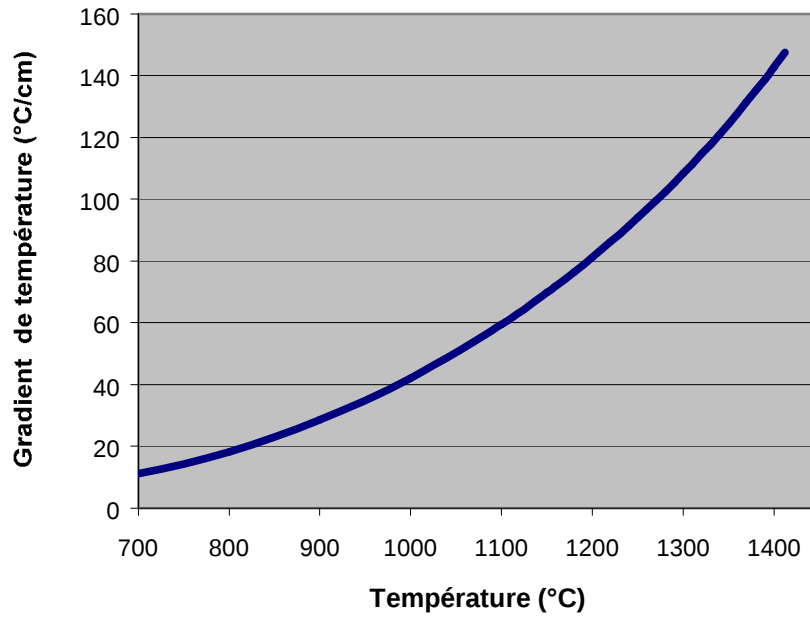


Figure 65 : Gradient vertical en fonction de la température

Aux températures concernées par notre étude, ce gradient est compris entre 70 °C/cm à 1150 °C et 125 °C/cm à 1350 °C. L'écart de température entre les deux faces d'une plaquette de 250 µm d'épaisseur est alors respectivement de 1.8 °C et 3.1 °C. Malgré la faible valeur apparente de ces écarts, le gradient de température est suffisant pour permettre une réalisation rapide du procédé de thermomigration, comme nous l'avons vu dans la partie IV.2 du chapitre II.

L'expression du gradient obtenue dans l'équation (75) a été déterminée en supposant que le transfert de chaleur entre la face inférieure et le "corps noir" se fait par rayonnement uniquement. Rigoureusement, le calcul est donc valable seulement quand le recuit se fait sous vide. Si le recuit est effectué à la pression atmosphérique, le gaz introduit dans la chambre permet un transfert supplémentaire de chaleur par conduction. Les transferts par convection peuvent être négligés si la distance entre la plaquette et le corps "noir" est faible (de l'ordre du cm). Le gradient additionnel généré par la conduction dans le gaz est donné par la relation suivante [27] :

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{\text{cond}} = \frac{K_g}{K_{Si}} \left(\frac{T - T_c}{h} \right) \quad (76)$$

où K_g est la conductivité thermique du gaz utilisé, T_c la température du "corps noir" et h la distance entre la plaquette et le "corps noir". Ce gradient a été évalué pour deux types de gaz, un à faible conductivité thermique, l'azote (K_g de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4} \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 500 °C [28]) et l'autre bon conducteur de chaleur, l'hélium (K_g de l'ordre de $3 \cdot 10^{-3} \text{ Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 500 °C [28]). Nous avons pris une distance de 2 cm et une température du corps noir de 50 °C.

La figure 66 montre le gradient additif par conduction obtenu pour les deux gaz. Pour les températures de notre étude (1150-1350 °C), la contribution de la conduction au gradient

thermique est nettement plus faible que celle due au transfert radiatif. Comme prévu, l'utilisation d'hélium permet d'obtenir un gradient additif plus important qu'avec l'azote. Néanmoins, même avec ce gaz, le gradient par conduction correspond seulement à 14 % du gradient radiatif, à la température de 1350 °C. Le gaz utilisé le plus souvent dans notre étude expérimentale est l'azote et dans ce cas, le gradient supplémentaire maximum (à 1350 °C) est de l'ordre de 2.5 % du gradient radiatif. Vu la précision des données concernant le calcul de la vitesse de migration, et le nombre d'hypothèses amenant à son expression (voir partie III.2 du chapitre II), une telle précision n'est pas significative, nous négligeons donc le terme de conduction dans l'expression du gradient vertical.

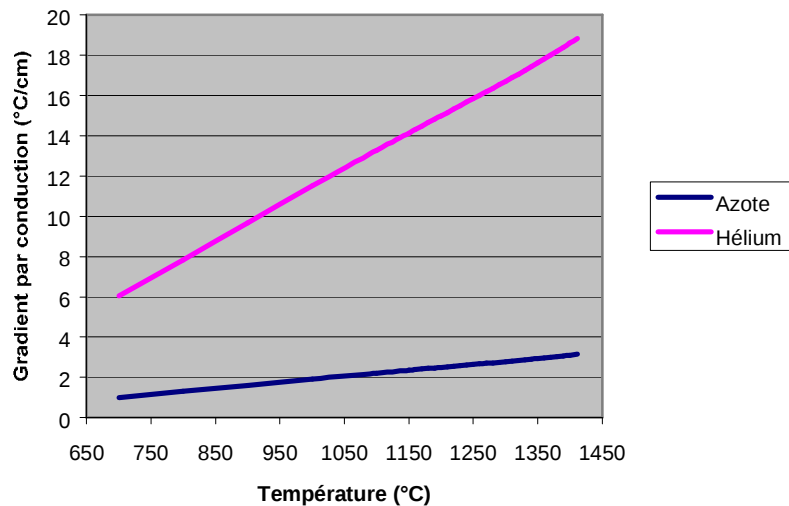


Figure 66 : Gradient vertical obtenu par conduction dans le gaz de recuit

IV Conclusion

L'analyse du fonctionnement des deux technologies de fours disponibles à l'heure actuelle montre que seule l'utilisation d'un four RTP peut permettre l'établissement d'un gradient de température entre les deux faces de la plaquette traitée. En effet, contrairement au four RTP, les fours de recuit classiques ne possèdent pas la propriété de non-équilibre thermique, condition *sine qua non* de l'obtention de ce gradient.

Néanmoins, l'application directe des technologies RTP à lampes les plus répandues ne permet pas l'établissement du gradient désiré. La partie basse du four est généralement constituée soit d'une paroi réfléchissante, soit d'une deuxième rangée de lampes. Dans les deux cas, du rayonnement est fourni sur la face inférieure venant homogénéiser la température dans l'épaisseur de la plaquette.

L'introduction d'une structure absorbante de type "corps noir" empêche le rayonnement de retourner sur la face inférieure, ce qui entretient le flux de conduction issu de l'absorption sur la face supérieure de rayonnement venant des lampes. Cette dissymétrie d'éclairement crée alors le gradient de température vertical. Le calcul de ce gradient a été effectué en égalant le flux de conduction dans l'épaisseur de la plaquette et le flux de chaleur

échangé entre la face inférieure et le corps noir par rayonnement et conduction dans le gaz de recuit, le cas échéant. Pour les températures de notre étude (1150 – 1350 °C) et le gaz utilisé (azote), le gradient dû à la conduction dans le gaz est négligeable devant le gradient obtenu par rayonnement. Seule cette contribution a été prise en compte pour le calcul théorique de la vitesse de migration dans le chapitre II.

L'utilisation d'un four de type RTP est nécessaire pour l'établissement du gradient vertical. Elle pose aussi un certain nombre de problèmes propres à cette technologie, comme la mesure de la température et la non-uniformité thermique, qui découlent directement de la propriété de non-équilibre thermique, elle-même nécessaire au gradient recherché.

Nous verrons dans le chapitre IV que ces difficultés vont poser d'importantes problématiques liées à l'équipement. Ainsi, le gradient thermique radial à la périphérie de la plaquette peut dévier les gouttes d'alliage lors de leur migration. De même, les contraintes créées par ce gradient peuvent générer des défauts cristallins et provoquer la déformation macroscopique de la plaquette qui, on le verra, est exacerbée à faible rapport épaisseur / diamètre. Nous verrons aussi que la mesure de la température sera très difficile à mettre en place ; il sera alors nécessaire de trouver d'autres moyens pour assurer la reproductibilité du procédé. A ces difficultés dues à la technologie RTP, se rajouteront des problématiques liées à l'emploi d'un corps absorbant : conception de ce corps, rendement thermique moins élevé et contamination métallique accrue.

Références Bibliographiques du Chapitre III

- [1] C. Russo, Proceedings of the 5th International Conference on Ion Implantation Equipment and Techniques, Vermont, July 23-27, 1984, Varian Semiconductor Equipment Group Report n° 69 (1984).
- [2] R. K. Surridge, B. J. Sealy, A. D. E. D'Cruz and K. G. Stephens, "Annealing kinetics of donor ions implanted into GaAs", Proceedings of the International Symposium on GaAs and Related Compounds, Inst. Phys. Conf. Ser., vol. 33a, p. 161 (1977).
- [3] R. Singh, "Rapid isothermal processing", Journal of Applied Physics **63**, R59 (1988).
- [4] R. Nieh, K. Onishi, R. Choi, E. Dharmarajan, S. Gopalan, C. S. Kang and J. C. Lee, "High-K dielectrics: HfO₂, ZrO₂ and their silicates", Proceedings of the Electrochemical Society Meeting, vol. 2001-9, p. 171 (2001).
- [5] A. I. Kingon, J. P. Maria, D. Wicaksana and J. Parrette, "An annealing study of La₂O₃-SiO₂ and ZrO₂-SiO₂ gate dielectrics", Proceedings of the Electrochemical Society Meeting, vol. 2001-9, p. 221 (2001).
- [6] T. Borca-Tasciuc, D. A. Achimov and G. Chen, "Difference between wafer temperature and thermocouple reading during rapid thermal processing", Materials Research Society Symposium Proceedings, vol. 525, p. 103 (1998).
- [7] K. Sato, "Spectral emissivity of silicon", Japanese Journal of Applied Physics **6**, 339 (1967).
- [8] P. Vandenabeele and K. Maex, "Emissivity of silicon wafers during rapid thermal processing", Proceedings of the SPIE, vol. 1393, p. 316 (1990).
- [9] D. W. Pettibone, J. R. Suarez and A. Gat, "The effect of thin dielectric films on the accuracy of pyrometric temperature measurement", Materials Research Society Symposium Proceedings, vol. 52, p. 209 (1986).
- [10] R. E. Sheets, "Temperature measurement and control in a rapid thermal processor", Materials Research Society Symposium Proceedings, vol. 52, p. 191 (1986).
- [11] C. W. Schietinger, B. Adams and C. Yarling, "Ripple technique: a novel non-contact wafer emissivity and temperature method for RTP", Materials Research Society Symposium Proceedings, vol. 224, p. 23 (1991).
- [12] R. Kakoschke, E. Bussmann and H. Föll, "The appearance of spatially nonuniform temperature distributions during rapid thermal processing", Applied Physics A **52**, 52 (1991).
- [13] Z. Nényei, H. Walk and T. Knarr, "Defect-guarded rapid thermal processing", Journal of the Electrochemical Society **140**, 1728 (1993).

- [14] A. V. Kolpakov, T. M. Makhviladze, A. V. Panjukhin, O. S. Volchek, A. F. Erofeev and M. Orlowski, "Comprehensive RTP modeling and simulation including thermal stress analysis and feature size optical effects", IEDM 94, p. 541 (1994).
- [15] G. Bentini, L. Correra and C. Donolato, "Defects introduced in silicon wafers during rapid isothermal annealing. Thermoelastic and thermoplastic effects", Journal of Applied Physics **56**, 2922 (1984).
- [16] J-M. Dilhac, N. Nolhier, C. Ganibal and C. Zanchi, "Thermal modeling of a wafer in a rapid thermal processor", IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing **8**, 432 (1995).
- [17] F. Y. Sorrell, M. J. Fordham, M. C. Oztürk and J. J. Wortman, "Temperature uniformity in RTP furnaces", IEEE Transactions on Electron Devices **39**, 75 (1992).
- [18] H. A. Lord, "Thermal and stress analysis of semiconductor wafers in a rapid thermal processing oven", IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing **1**, 105 (1988).
- [19] S. A. Campbell, K-H. Ahn, K. L. Knutson, B. Y. H. Liu, J. D. Leighton, "Steady-state thermal uniformity and gas flow patterns in a rapid thermal processing chamber", IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing **4**, 14 (1991).
- [20] M. M. Moslehi, "Process uniformity and slip dislocations patterns in linearly ramped-temperature transient rapid thermal processing of silicon", IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing **2**, 130 (1989).
- [21] S. Timoshenko, "Theory of elasticity", Mc Graw – Hill Book Company, New York, 1934, 1st ed., p. 366.
- [22] S. M. Hu, "Temperature distribution and stresses in circular wafers in a row during radiative cooling", Journal of Applied Physics **40**, 4413 (1969).
- [23] S. Yamagishi, "Anticlastic bending of silicon wafers induced during thermal cycling", Japanese Journal of Applied Physics **12**, 1748 (1973).
- [24] M. Robinson, D. J. Lischner and G. K. Celler, "Large area recrystallization of polysilicon with tungsten-halogen lamps", Journal of Crystal Growth **63**, 484 (1983).
- [25] S. Roux, "Isolation diélectrique des circuits intégrés de puissance par recristallisation en phase liquide", Thèse de Doctorat, INSA de Toulouse, Décembre 2001.
- [26] V. I. Rudakov and B. V. Mochalov, "The effect of temperature gradient on silicon oxidation", Russian Microelectronics **29**, 106 (2000).
- [27] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Migration on fine wires in thin silicon wafers", Journal of Applied Physics **49**, 2412, (1978).
- [28] Handbook of Chemistry and Physics, 53rd edition (1972-1973), CRC Press, Cleveland, Ohio, USA, 1972, p. E-3.

CHAPITRE IV

CONTRIBUTION A LA MISE AU POINT D'UN PROCEDE INDUSTRIEL DE THERMOMIGRATION D'ALUMINIUM

I Introduction

Nous avons vu dans les trois premiers chapitres de ce manuscrit, les différents éléments permettant d'appréhender le procédé de thermomigration d'aluminium réalisé dans un four de recuit rapide à gradient de température vertical et ce, pour l'application à la fabrication de composants de puissance à tenue en tension inverse.

Ainsi, dans le premier chapitre, nous avons montré l'intérêt de la thermomigration d'aluminium comme solution de remplacement à la diffusion bore pour la réalisation des caissons périphériques de tenue en tension inverse. Le deuxième chapitre nous a permis d'explicitier les phénomènes physiques mis en jeu dans ce procédé et qui expliquent ses propriétés intéressantes (vitesse, absence de dopage latéral, dopage élevé et constant, etc.). Enfin, le troisième chapitre est consacré à la technologie de recuit RTP et à son adaptation à l'établissement d'un gradient vertical de température nécessaire à la thermomigration.

Nous avons ainsi mis en évidence le caractère très particulier de la thermomigration, tant du point de vue du procédé (migration d'une phase liquide dans un substrat solide) que de l'équipement choisi pour le réaliser (gradient vertical). Cette technologie est en totale rupture avec le procédé de diffusion bore actuellement utilisé. Le but de notre étude est de réussir ce changement en répondant à un certain nombre de critères dits "industriels" de rendement, de fiabilité, et de reproductibilité. Ce dernier chapitre va donc être consacré à la mise au point d'un procédé industriel de thermomigration sur plaquettes fines (épaisseur typique 250 μm) et de diamètre 125 mm. L'analyse du procédé dans son ensemble, faite *a priori* et *a posteriori* de l'étude expérimentale, nous a permis de mettre en évidence les différentes conditions de cette industrialisation :

- ✓ Conformité du chemin dopé au dépôt d'aluminium initial ⁽¹⁾
- ✓ Largeur de chemin dopé suffisante pour la découpe dans le caisson ⁽¹⁾
- ✓ Intégrité générale du silicium ^{(1) et (2)}
 - Minimiser la génération de défauts cristallins ^{(1) et (2)}
 - Eviter la déformation macroscopique de la plaquette ⁽²⁾
 - Enlèvement des couches résiduelles sur le caisson ⁽¹⁾
 - Limiter la rugosité de surface et l'apparition d'amas ou de billes ⁽¹⁾
 - Eviter la contamination de la surface par l'aluminium ⁽¹⁾
 - Supprimer la gravure thermique du silicium ⁽¹⁾
- ✓ Vitesse de migration élevée ⁽²⁾
 - Création du gradient vertical par la réalisation d'un corps absorbant efficace ⁽²⁾
 - Réalisation du procédé à haute température (1200 / 1350 °C) ⁽²⁾
- ✓ Uniformité d'émergence des motifs liquides ⁽²⁾
- ✓ Déviation limitée du chemin dopé, absence de gradient latéral (local ou étendu) ^{(1) et (2)}
- ✓ Reproductibilité du procédé ⁽²⁾
- ✓ Fiabilité et robustesse de l'équipement RTP à gradient vertical ⁽²⁾
- ✓ Impact minimum sur l'outil industriel de fabrication

Les deux premières parties de ce chapitre seront dédiées à la résolution des problématiques liées à ces exigences, problématiques dues au procédé de thermomigration en lui-même ⁽¹⁾ et celles liées à l'équipement ⁽²⁾. Nous verrons ensuite l'application de ces résultats à la conception d'un véhicule test montrant la faisabilité de l'insertion de la thermomigration dans une filière de fabrication, tant du point de vue de la compatibilité avec les autres procédés de la filière que de la fonctionnalité de tenue en tension inverse.

II Problématiques du procédé technologique

Dans cette première partie, nous allons nous consacrer à l'étude expérimentale du procédé technologique de thermomigration. L'un des principaux apports de ce travail est la mise en évidence, de la manière la plus exhaustive possible, des problématiques s'appliquant à l'industrialisation du procédé en tant que processus physique, indépendamment du moyen de sa réalisation (four RTP à gradient vertical de température).

La bibliographie dont nous nous sommes servis dans le chapitre II pour esquisser une théorie synthétique de la thermomigration ne permet pas, par sa seule application, d'obtenir un procédé technologique industriel. En effet, un grand nombre de problématiques mises en évidence dans ce travail n'est pas du tout décrit dans les publications sur le sujet. Il semble que l'attention ait été essentiellement portée sur les différents phénomènes physiques permettant de comprendre le processus. Par contre, la mise en œuvre pratique n'a donné lieu qu'à quelques publications seulement, issues des recherches de GE [1, 2, 3] puis de ATT [4]. Cela est, somme toute, logique puisqu'il s'agit là plus de la mise en œuvre d'un savoir-faire industriel que d'une connaissance "universitaire". Il paraît donc légitime que, dans cette démarche industrielle, un certain nombre de problèmes pratiques ne soient pas évoqués. Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que ces problématiques ne sont pas non plus abordées dans les très nombreux brevets déposés par General Electric.

Dans cette partie, nous donnerons d'abord quelques caractéristiques générales de la thermomigration (morphologie des caissons thermomigrés, niveau de dopage et défauts engendrés par la migration). Ces différents éléments nous permettront d'appréhender la réalité expérimentale du procédé et de confronter nos résultats à la théorie exposée dans le chapitre II.

Nous verrons ensuite la contrainte majeure mise en évidence lors de notre travail expérimental, à savoir la nécessité de l'utilisation d'oxygène pendant le recuit de thermomigration. Cette condition n'a pas été découverte tout de suite lors de cette thèse mais elle figure en premier lieu dans notre travail sur le procédé technologique car elle est devenue une condition *sine qua non* en vue d'une industrialisation future. Nous verrons ensuite l'influence que cette utilisation peut avoir sur le phénomène de thermomigration, notamment au niveau de la conformité du chemin dopé avec le motif initial de la couche d'aluminium et de l'intégrité de la surface pendant le recuit. Nous verrons enfin les problématiques concernant la largeur du chemin dopé avec la mise en évidence d'un rétrécissement de la goutte en début de migration et la déviation des gouttes en configuration dissymétrique.

II.1 Introduction : paramètres de l'étude et méthodes expérimentales

II.1.1 Paramètres expérimentaux

Si la bibliographie n'est pas très instructive pour l'identification *a priori* des différents verrous technologiques posant obstacle au développement d'un procédé industriel, elle nous donne un très grand nombre de paramètres qui influencent le phénomène de thermomigration. En voici la liste qui a été utilisée lors de notre étude expérimentale avec dans chaque cas la justification "théorique" (i.e. donnée par la littérature disponible) ou pratique (i.e. issue de notre expérience) du choix de ces paramètres et de leur valeur.

✓ ***température du recuit de thermomigration ou puissance de chauffage***

Comme vu dans le chapitre II, ce paramètre est le paramètre majeur influant sur la vitesse de migration et il semble donc le plus important par rapport au phénomène en général. Dans la majeure partie des cas traités dans ce travail expérimental, les recuits se font en boucle ouverte, i.e. à puissance constante et non à température constante. Le paramètre étudié est donc plus précisément la puissance de chauffage. Nous verrons que la détermination de la température dans le four RTP dédié thermomigration pose, en outre, un certain nombre de problèmes. L'incertitude sur cette mesure est donc importante.

✓ ***orientation cristalline de la plaquette de silicium : (100) ou (111)***

Nous l'avons aussi vu dans le chapitre II, l'orientation cristalline a une influence sur la morphologie de la goutte en migration et donc aussi sur sa vitesse par le biais du changement du gradient de température à l'intérieur de la goutte.

En ce qui concerne les deux orientations choisies, elle sont les plus utilisées dans l'industrie microélectronique avec une très nette domination par le plan (100) car il offre des propriétés d'interface Si / SiO₂ intéressantes pour la technologie MOS, qui est, depuis les années 70/80, la technologie dominante. L'orientation (111) présente la particularité de faciliter le tirage en lingots monocristallins par la technologie Czochralski (ou CZ). Cette technique a longtemps été utilisée sur le site de Tours pour la fabrication de plaquettes de silicium aux propriétés spécifiques des applications de puissance, de redressement ou de protection. Ceci explique donc que, depuis cette période, l'orientation (111) est majoritairement utilisée sur le site de Tours. Notamment, l'ensemble des produits de type thyristors/triacs est fabriqué sur substrats de type (111). Il reste un troisième cas spécifique aux substrats (111) utilisés pour l'épitaxie. Ceux-ci sont désorientés à 4° par rapport à l'axe [111]. Nous verrons dans la partie IV de ce chapitre consacrée à la réalisation d'un thyristor sur épitaxie (111) quelle est l'influence de cette désorientation sur la migration.

Les plaquettes utilisées sont, sauf indication contraire, de type N (de façon à pouvoir effectuer la révélation chimique de la jonction P-N ainsi formée), dopées au phosphore et de résistivité 33-39 Ωcm, ce qui correspond à un dopage d'environ $1.5 \cdot 10^{14}$ at/cm³.

✓ ***géométrie du dépôt d'aluminium :***

➤ *épaisseur : 3, 6, 10 μm*

Le facteur épaisseur est l'un des paramètres fondamentaux que l'étude théorique du chapitre II a mis en évidence. En effet, cette grandeur influence la vitesse de migration par le biais des cinétiques d'interface ainsi que la largeur du chemin dopé pour le plan (100). L'étude de la bibliographie montre que l'épaisseur minimale d'aluminium pouvant migrer est de l'ordre du micron [5]. En ce qui concerne la borne supérieure, celle-ci semble être de l'ordre de quelques dizaines de microns [5]. L'étude préliminaire au LAAS-CNRS [6] a montré que la valeur de 3 μm semblait être une limite inférieure de stabilité. Nous avons donc décidé d'étendre l'étude à des valeurs plus importantes comprises dans l'intervalle de stabilité.

➤ *largeur : entre 50 et 200 μm*

La largeur de la ligne d'aluminium est une grandeur fondamentale en ce qui concerne la stabilité des lignes en migration (voir chapitre II). Là aussi, les valeurs de largeur de ligne sont dictées par les travaux expérimentaux antérieurs (chez GE et au LAAS). La largeur des lignes dont la migration est stable va de 25 à 500 μm . Comme nous cherchons une largeur de chemin dopé de l'ordre de 100 μm , nous avons pris quelques valeurs autour pour compléter l'étude.

➤ *forme du motif : grille continue, double grille continue, carrés disjoints.*

La forme du motif d'aluminium défini par photolithographie n'est pas un paramètre qui est décrit comme primordial dans la littérature antérieure. Nous avons montré cette importance au cours de nos travaux, notamment en ce qui concerne l'étalement de l'alliage liquide sur la face d'entrée au début de la migration. Les différentes formes permettant d'assurer la fonction de tenue en tension inverse (i.e. une continuité de la zone dopée P^+ à la périphérie de la puce) sont représentées sur la figure 67, avec à chaque fois la représentation du trait de scie permettant la découpe des puces :

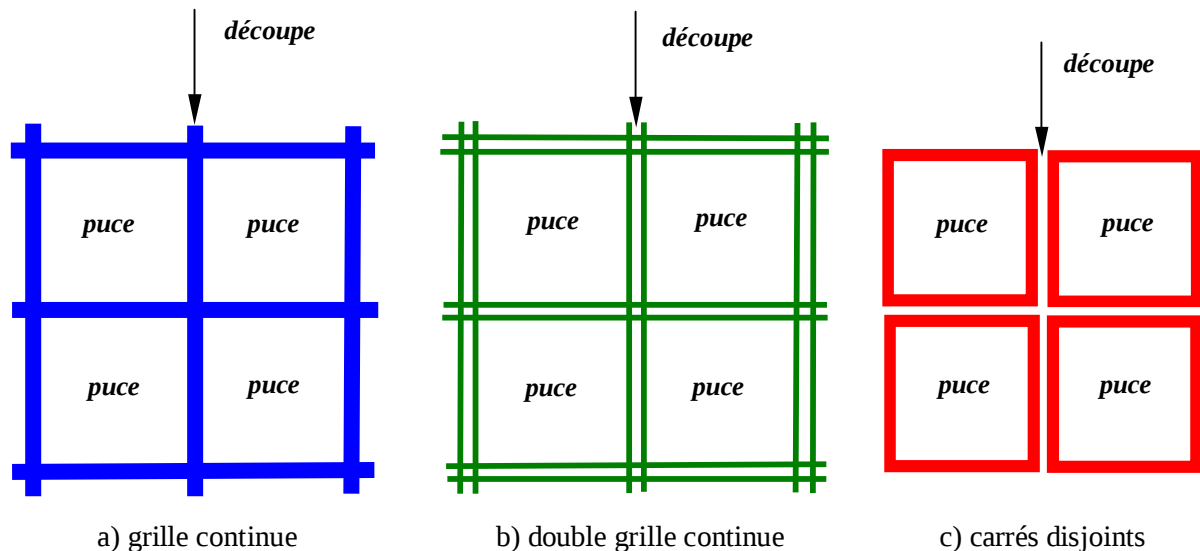


Figure 67 : Les trois formes de motifs d'aluminium étudiées

La première configuration semble être, *a priori*, la plus évidente pour assurer la fonction de continuité du caisson P^+ . Pour que cette configuration soit valable, il faut que la largeur minimale du chemin dopé dans l'épaisseur de la plaquette soit de l'ordre de grandeur de la largeur du trait de scie. En comptant une marge pour tenir compte de la zone perturbée par le passage de la scie, le chemin de découpe et donc la largeur du chemin dopé doivent être de l'ordre de 100 μm . Nous verrons dans les parties suivantes que les lignes dont la largeur excède 100 μm ne sont pas forcément très stables, notamment en présence d'oxygène, alors que les petites lignes (50 et 100 μm) le sont. Bien sûr, une telle largeur ne suffit pas pour faire une découpe dans le caisson, il est alors nécessaire de doubler la ligne. Les configurations b) et c) correspondent à ce cas de figure. Dans le cas b), les lignes sont continues, il n'y a pas d'interruption sauf au bord de la plaquette et dans les motifs de test. Au contraire, pour le cas disjoint c), chaque motif d'aluminium est isolé de ses voisins.

La couche d'aluminium sera déposée sur du silicium "nu" après, généralement, l'ouverture d'une couche de dioxyde de silicium formée préalablement. Des études expérimentales [2] ont montré la possibilité d'effectuer le dépôt sur l'oxyde mais nous n'utiliserons pas cette configuration du fait d'une mauvaise conformité du chemin dopé avec le motif initial d'aluminium et de la difficulté du retrait des couches résiduelles après thermomigration.

✓ **gaz de recuit : azote "pur" ou azote + oxygène**

Ce paramètre a été découvert au cours de l'étude expérimentale pour résoudre le problème de pollution de la chambre de recuit par monoxyde de silicium SiO. Nous verrons dans la partie II.3 une explication plus détaillée du phénomène conduisant à la nécessité de l'utilisation de l'oxygène lors du recuit à haute température. Le gaz de recuit n'est donc pas un paramètre comme les autres puisque, pour obtenir un procédé industriel, sa "valeur" qualitative est fixée (oxygène obligatoire). Cela dit, des aménagements du procédé (quantité d'oxygène, moment d'introduction dans la chambre, ...) seront étudiés (partie II.4) pour minimiser l'influence du gaz sur la thermomigration et essentiellement sur son initiation à la surface d'entrée.

II.1.2 Méthodes d'analyse

Les méthodes expérimentales d'analyse utilisées dans notre étude ont pour but de dégager les caractéristiques du chemin dopé dans l'épaisseur et dans le plan de la plaquette. Dans le premier cas, on procède à une micro-section consistant en une coupe perpendiculaire à l'axe du caisson suivie d'un polissage de la tranche sur disques abrasifs en SiC puis sur tapis avec suspension diamantée. L'aspect de la coupe doit être alors de type "poli miroir" pour pouvoir procéder à la révélation chimique des zones dopées P⁺. Dans le deuxième cas, on accède à la morphologie du chemin dopé dans le plan de la plaquette par simple polissage de la surface (d'entrée ou de sortie) avec le même matériel que pour la coupe, suivi d'une révélation chimique.

La solution chimique utilisée pour révéler les zones P⁺ est de type acide avec la composition suivante : un volume d'acide fluorhydrique HF à 49 %, trois volumes d'acide nitrique HNO₃ à 69 % et dix volumes d'acide acétique CH₃COOH à 99.8 %. Le temps de traitement de la micro-section ou de la surface est de l'ordre de 30 s. Nous avons utilisé cette solution car elle permet un très fort contraste entre les zones N et P⁺. Ensuite, du fait des dimensions mises en jeu (de l'ordre de la dizaine de microns), l'observation peut se faire par un simple microscope optique.

Nous avons aussi utilisé un Microscope Electronique à Balayage (MEB) de type XL40 Philips pour faire des observations de surface, le plus souvent couplées à une analyse EDX (*Energy Dispersive X-Rays*) permettant de déterminer la composition chimique des couches observées. Cette technique est basée sur l'excitation énergétique des atomes par le faisceau incident d'électrons servant à obtenir l'image MEB (par diffusion des électrons secondaires). Le retour à l'état non-excité des atomes se fait par émission de raies dans le domaine des rayons X. La détection automatique de l'énergie de ces raies permet alors d'identifier les atomes présents dans la zone de mesure. La hauteur des pics d'énergie permet de quantifier chacun des éléments détectés. La limite de détection est très élevée, elle est de l'ordre de 1 %. Cette technique est donc bien adaptée à l'identification de couches mais ne permet pas de

détecter une contamination de surface (qui peut être de l'ordre du ppm). La profondeur d'analyse peut varier suivant l'énergie du faisceau incident et la nature du matériau analysé. Sur du silicium, elle est de l'ordre de 1 μm pour une énergie du faisceau incident de 10 keV.

II.2 Caractéristiques générales de la thermomigration

Avant de présenter les différentes problématiques propres à la mise au point d'un procédé technologique dit "industriel", nous allons nous attacher à décrire les propriétés générales de la migration. Nous allons ainsi tester expérimentalement un certain nombre d'éléments théoriques énoncés dans le deuxième chapitre. Cette confrontation nous permettra de mieux comprendre le phénomène d'un point de vue pratique et, dans certains cas, de nuancer ou de compléter la théorie déjà disponible sur le sujet.

II.2.1 Morphologie des caissons thermomigrés

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les principales caractéristiques d'un caisson réalisé par thermomigration à partir de la photographie d'une micro-section typique (voir figure 68). Cette présentation permettra aussi d'introduire un certain nombre de problématiques qui seront décrites en détail dans les parties suivantes.

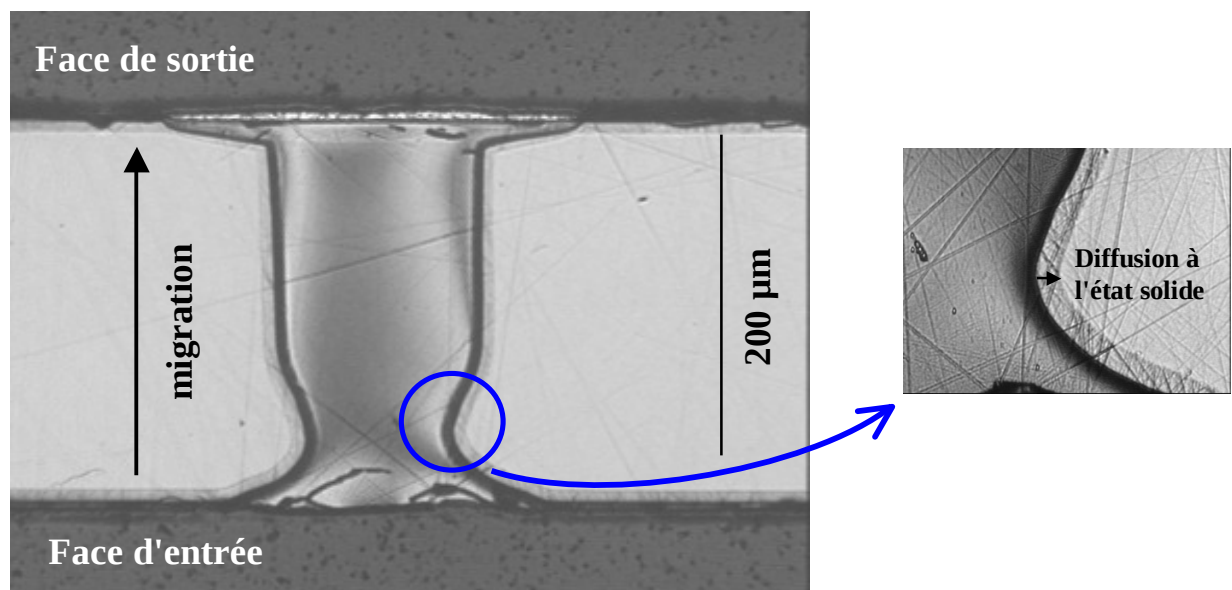


Figure 68 : Micro-section montrant un caisson typique réalisé par thermomigration

Le cas représenté ici correspond à une épaisseur de dépôt d'aluminium de 6 μm , une largeur de ligne de 200 μm sur une plaquette d'épaisseur 240 μm et d'orientation cristalline (111). Le recuit utilisé est le suivant : 30 s de montée en température, 9 min de palier à environ 1200 °C, 30 s de descente, rotation de la plaquette de 10 tours/min. Le gaz de recuit est de l'azote "pur" à pression atmosphérique. La photographie représente la plaquette telle qu'elle est disposée dans le four. La face inférieure est la face d'entrée de la goutte d'alliage liquide en regard du corps absorbant et la face supérieure est éclairée par les lampes. La migration se fait donc du bas de la photographie vers le haut. Sauf indication contraire,

l'échelle présentée sur la figure sera valable pour toutes les micro-sections présentées dans ce chapitre.

Tout d'abord, la photographie montre l'excellent contraste obtenu par la révélation chimique entre la zone dopée P^+ et le substrat N^- . La qualité générale de la micro-section (bon aspect miroir) associée à la révélation chimique permet ainsi de visualiser très nettement la diffusion à l'état solide de l'aluminium pendant le recuit le long du chemin dopé (voir détail sur la photographie). En effet, une fois la solution solide d'aluminium dans le silicium recristallisée à l'arrière de la goutte, celle-ci sert de source de diffusion à l'état solide. Nous pouvons ainsi remarquer que l'avancée de jonction due à cette diffusion diminue au fur et à mesure que l'on s'approche de la face de sortie, ce qui est normal puisque le temps de diffusion est de moins en moins important pour devenir nul au niveau du trapèze de sortie.

La jonction P-N ainsi formée n'est donc pas strictement abrupte du fait de cette diffusion. Ceci est donc un point positif en ce qui concerne la tenue en tension de la jonction (voir chapitre I). Néanmoins, la partie graduelle est peu large (moins de 10 μm dans notre cas), ce qui limite son apport pour la tenue en tension. Enfin, nous verrons dans la troisième partie de ce chapitre que la mesure de l'avancée de jonction par rapport à l'interface initialement abrupte permet (avec d'autres méthodes indirectes) de donner une valeur approchée de la température de recuit.

La morphologie du chemin dopé est une image de la forme de la goutte pendant la migration. La figure montre, dans ce cas, la cohérence de la goutte pendant toute la migration. En effet, il n'y a pas eu scission en plusieurs gouttelettes sinon on observerait plusieurs chemins dopés. Cette cohérence est bien sûr recherchée pour assurer une conformité du chemin dopé avec le dépôt initial d'aluminium. Si le motif est une simple grille, on espère obtenir une simple et non une double grille de matériau dopé dans le volume de la plaquette. Nous verrons dans la partie II.4.4 les conditions de cette cohérence pendant la migration.

La photographie montre aussi très nettement que l'ensemble de l'aluminium "métallique" se retrouve dans la couche brillante de la face de sortie. Il ne reste pas d'aluminium sur la face d'entrée. Comme nous le verrons plus tard, la couche restant en face d'entrée est une couche d'alumine Al_2O_3 .

L'analyse EDX de la couche "brillante" confirme qu'elle est très riche en aluminium (voir figure 69). La composition quantitative est de l'ordre de 87 % Al / 13 % Si, ce qui, avec l'incertitude de la mesure EDX (± 1 %), est très proche de la composition du mélange eutectique donné par le diagramme de phases Al/Si à l'équilibre (environ 12.2 % Si, voir figure 40 dans le chapitre II). La solidification de l'alliage liquide Al/Si lors de la descente en température se fait donc quasiment à l'équilibre.

La figure 68 montre aussi très bien que la fin de la thermomigration se caractérise par un trapèze d'étalement en face de sortie si le recuit est prolongé au-delà de l'émergence de la goutte (c'est le cas ici). Cette observation confirme le modèle décrit dans la partie IV.4.4 du chapitre II.

On peut enfin remarquer un rétrécissement du chemin dopé au début de la migration. Si on se réfère à la partie IV.3.2 du chapitre II concernant l'évolution de la forme de l'alliage au cours de la migration sur orientation (111), on constate que ce rétrécissement initial n'est pas prédit par la théorie développée. De même, ce phénomène qui se manifeste aussi bien

pour le plan (100), n'a jamais été observé expérimentalement dans les publications antérieures. Nous reviendrons en détail sur ce problème dans la partie II.6.

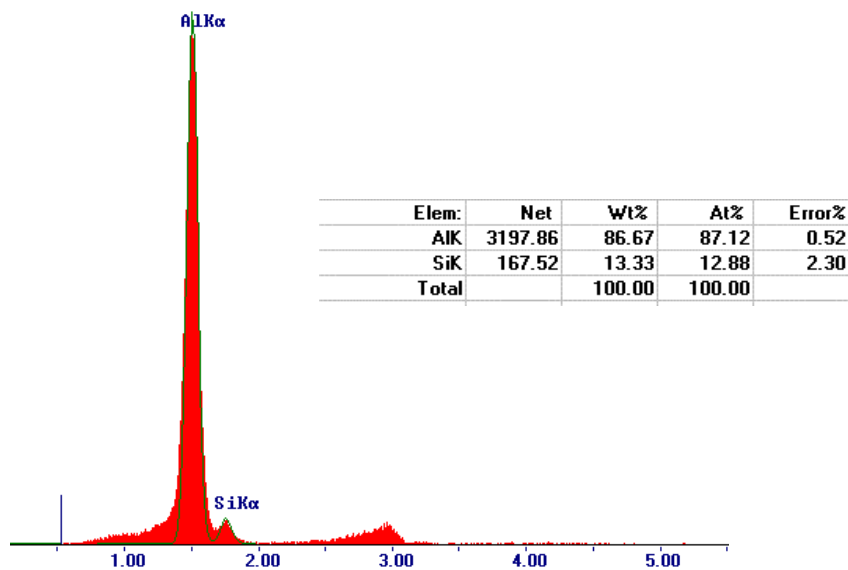


Figure 69 : Analyse EDX de la couche solidifiée

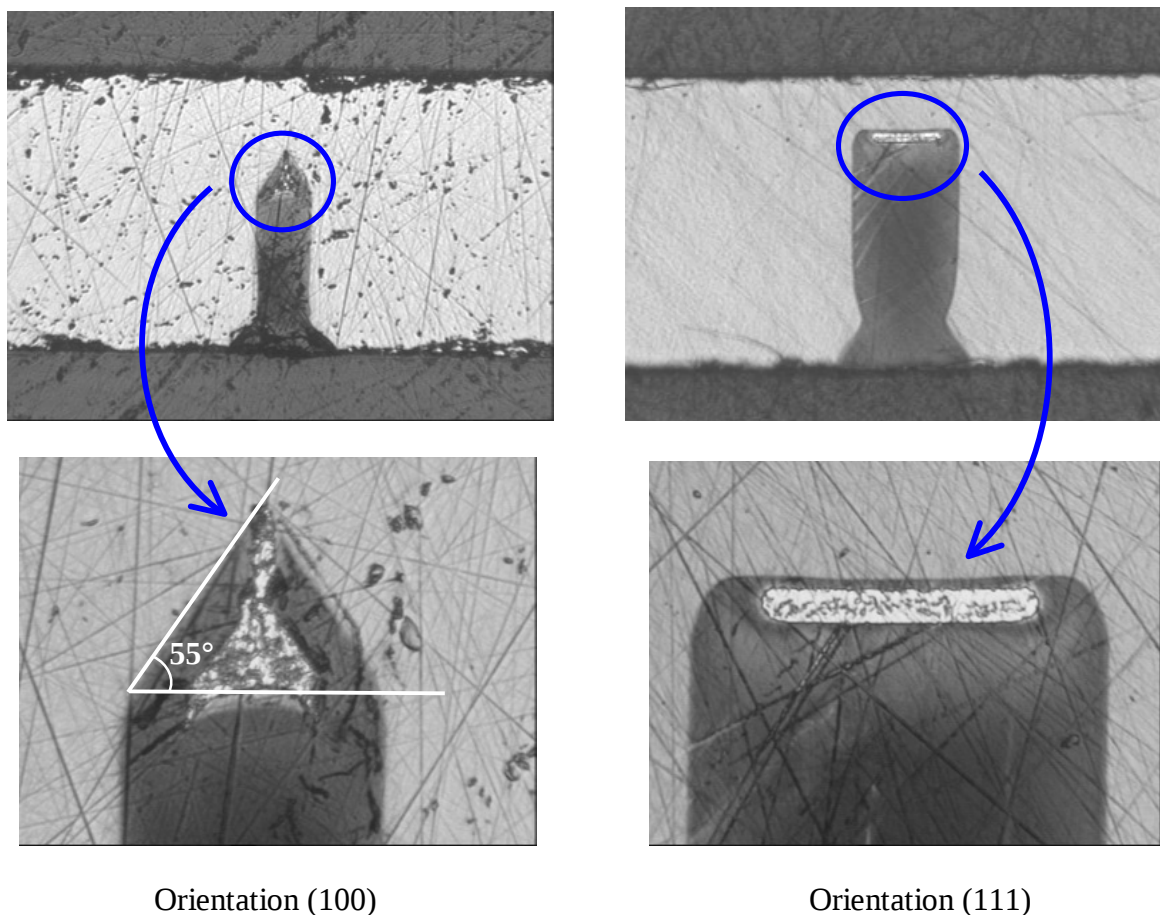


Figure 70 : Comparaison de la forme de l'alliage liquide entre l'orientation (100) et (111)

Les micrographies de la figure 70 représentent deux zones dopées P^+ non traversantes, sur deux substrats d'orientation différente (100) et (111). Ce type de micro-section permet de vérifier la forme de la goutte d'alliage liquide à partir de la forme du chemin dopé à son extrémité, et ce pour les deux orientations cristallines considérées. Pour le plan (100), on constate bien une forme triangulaire avec un angle à la base de 55° environ, ce qui correspond à l'angle calculé dans la partie IV.3.2 du chapitre II. Pour le plan (111), la forme de l'alliage semble rectangulaire avec les coins arrondis au moins sur la face avant de la goutte. La forme de la couche solidifiée riche en aluminium suppose aussi une forme arrondie pour les coins de l'interface arrière. Dans les deux cas, le résultat est conforme à la théorie exposée dans le chapitre II. Ce sont bien les plans de type $\{111\}$ qui sont les plus lents à la dissolution et donc, qui limitent l'alliage liquide sur sa face avant.

L'analyse de micro-sections permet l'étude de la morphologie des caissons thermomigrés dans l'épaisseur de la plaquette. Cet angle d'approche nous renseigne sur la largeur de chemin dopé ainsi que sur la vitesse de migration (en faisant deux coupes à des temps différents par exemple). Par contre, nous n'avons pas accès à des informations essentielles telles que la continuité et la morphologie des lignes dans le plan de la plaquette de silicium. Il est nécessaire de connaître ces éléments car ce sont eux qui déterminent la fonction de tenue en tension du caisson.

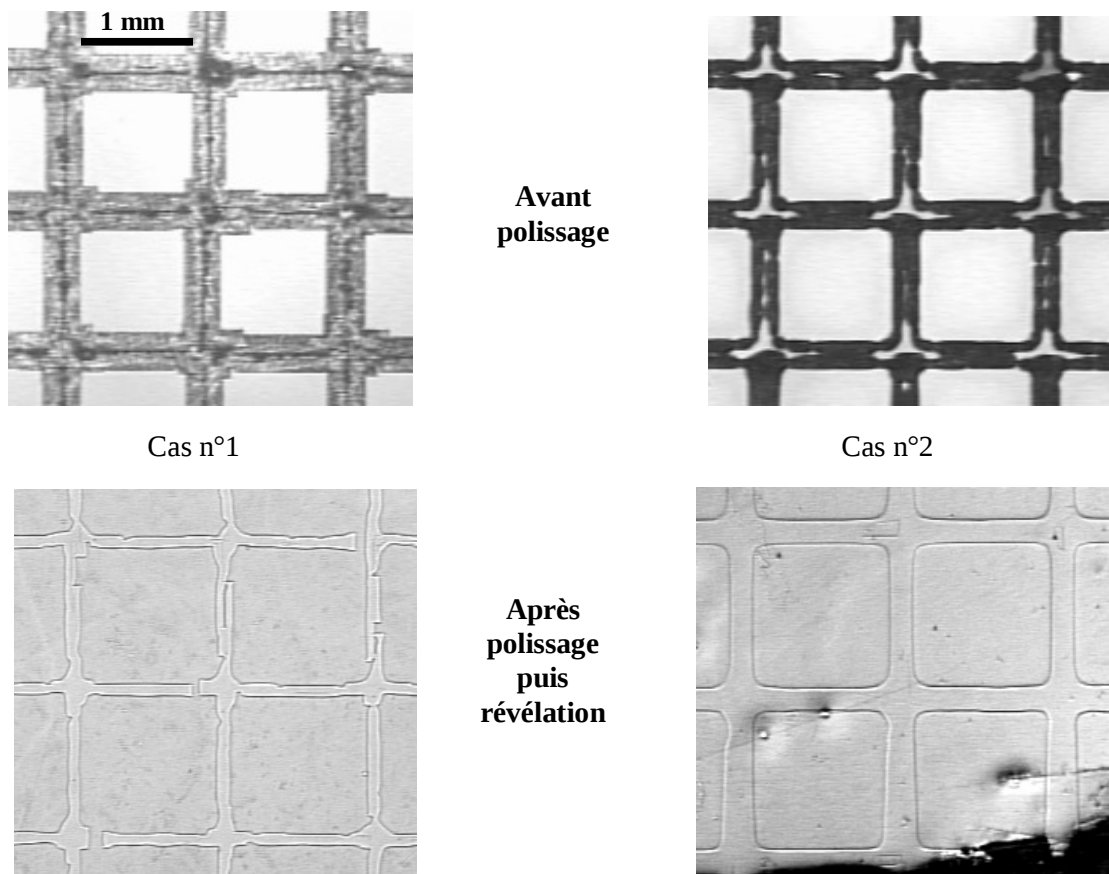


Figure 71 : Importance du polissage pour l'évaluation de la morphologie des caissons dans le plan de la plaquette

L'observation des motifs thermomigrés à la surface de sortie devrait pouvoir apporter une réponse à cette exigence. Néanmoins, il est souvent préférable de procéder à un polissage de l'une des deux faces pour avoir accès à l'information dans le volume de la plaquette. En effet, comme vu précédemment, l'alliage liquide a tendance à s'étaler à son arrivée, et ce dans les deux directions du plan de la plaquette. Cet étalement a pour effet de combler certaines discontinuités et irrégularités de la ligne sur la face de sortie, si bien que la simple observation de la ligne émergée peut être trompeuse. Les photos de gauche de la figure 71 (cas n°1) montrent ainsi que les discontinuités dans le chemin dopé ne sont visibles qu'après polissage. Comme pour les microsections, l'échelle représentée sur la photo est valable pour toutes les vues en surface de ce chapitre, sauf indication contraire.

A l'inverse, si la goutte n'a pas entièrement émergé et que son centre se déplace moins rapidement que la périphérie (cas des gouttes de largeur importante, voir chapitre II, partie IV.3.1), l'observation de la face de sortie nous amènerait à conclure que la ligne s'est divisée en deux au cours de la migration. Les deux photos de droite de la figure 71 (cas n°2) illustrent cette situation.

Ces deux exemples montrent bien l'importance du polissage pour accéder aux propriétés du chemin thermomigré dans les deux dimensions du plan de la plaquette. De plus, ils permettent de visualiser la différence entre un chemin dopé conforme (i.e. continu et linéaire) au motif d'aluminium initial (cas n°2) et un chemin discontinu et irrégulier (cas n°1)

II.2.2 Niveau de dopage – Comparaison SIMS / SRP

Avec la vitesse de migration importante, le dopage élevé et constant de la zone dopée traversante est l'un des avantages cruciaux de la thermomigration vis-à-vis de la diffusion bore. Cette caractéristique permet, en effet, de supprimer le problème de diaphonie si le caisson doit isoler en courant deux interrupteurs élémentaires sur une même puce. Nous avons donc voulu vérifier le niveau de dopage aluminium obtenu grâce à notre procédé de thermomigration.

Avant de déterminer le niveau de dopage électriquement actif par mesure de résistance d'étalement (*Spreading Resistance Profile* ou SRP), comme pratiqué dans les publications donnant une mesure expérimentale de la concentration de dopants [2, 3], nous avons d'abord voulu connaître le profil "chimique" de l'aluminium dans le chemin dopé TGZM. La technique SIMS (pour *Secondary Ion Mass Spectroscopy*) permet la détermination de la concentration d'une espèce dans un matériau, et ce indépendamment de sa nature électrique. Le bombardement de la surface par des ions argon ou oxygène forme un cratère dans le matériau avec simultanément, émission d'ions secondaires provenant de ce matériau. L'analyse des ions par un spectromètre de masse permet alors l'identification et la quantification (après calibration sur un échantillon de composition connue) de l'espèce dans le matériau, et ce en fonction de la profondeur.

Nous avons procédé à une analyse SIMS sur la face d'entrée d'un échantillon issu d'une plaquette recuite à 1250 °C. Nous avons préféré cette face à celle de sortie de façon à éviter d'analyser la couche solidifiée riche en aluminium, couche dont l'épaisseur est assez importante (de l'ordre de l'épaisseur de la couche initiale, soit de 3 à 10 µm). La figure 72 montre la zone d'analyse ainsi que le résultat obtenu.

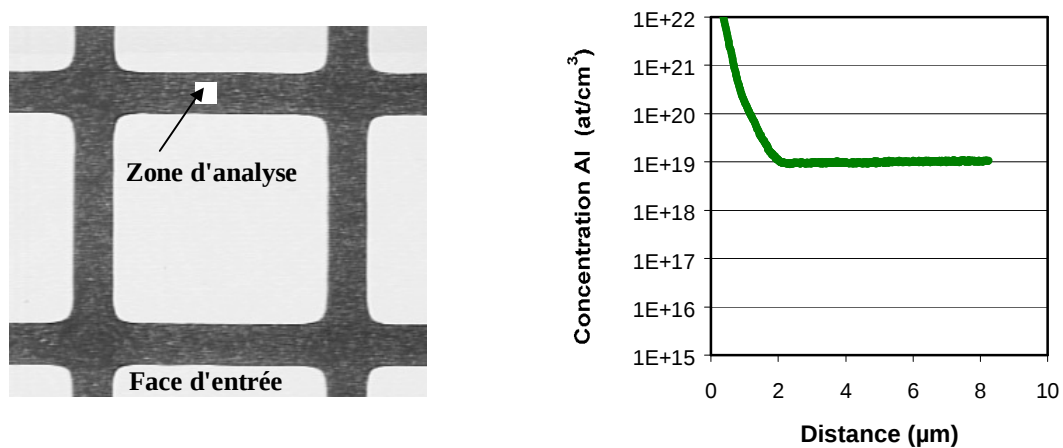


Figure 72 : Analyse SIMS d'un caisson thermomigré : zone de mesure et résultats

La courbe montre que la concentration "chimique" d'aluminium dans le chemin thermomigré est remarquablement constante à une valeur de l'ordre de 10^{19} at/cm³. Les valeurs expérimentales de la solubilité limite d'aluminium dans le silicium à 1250 °C varient entre $8 \cdot 10^{18}$ at/cm³ (valeurs de McAlister *et al.* [7]) et $2 \cdot 10^{19}$ at/cm³ (travaux de Trumbore [8]). Nous constatons donc que notre résultat est cohérent avec la littérature antérieure, il est situé entre les deux valeurs déjà publiées. Le solide recristallisé dans le sillage de la goutte d'alliage liquide est donc bien une solution solide de silicium saturée en aluminium.

Le pic de concentration à la surface de l'échantillon est dû à la couche d'alumine (zone sombre sur la photographie) qui se forme au début de la migration par la réaction de l'oxygène présent dans la chambre (résiduel dans l'azote "pur" ou intentionnellement introduit) avec l'aluminium liquide. L'épaisseur de cette couche n'est sûrement pas égale à 2 μm, la détermination de la profondeur est ici imprécise à cause de la rugosité de surface et de l'hétérogénéité du matériau analysé (alumine / silicium dopé aluminium) [9].

Nous allons maintenant déterminer la concentration d'atomes d'aluminium électriquement actifs dans la zone thermomigrée par mesure de SRP. Plus que la concentration "chimique", c'est ce niveau de dopage qui est important, puisqu'il détermine l'efficacité de la zone dopée en termes de tenue en tension et d'isolation en courant. La technique de SRP consiste à mesurer sur un échantillon préalablement biseauté, la résistance et donc le dopage d'une zone entre deux pointes. Le balayage des pointes le long du biseau permet alors d'obtenir le dopage en fonction de la profondeur dans l'échantillon. La figure 73 montre le dispositif expérimental et le résultat obtenu lors de notre mesure.

Le niveau de dopage dans la zone P⁺ TGZM est constant à une valeur de 10^{19} at/cm³. On constate donc une égalité entre le niveau de dopage et la concentration "chimique" d'aluminium. Tous les atomes d'aluminium présents dans le chemin thermomigré sont donc électriquement actifs, ils sont en position substitutionnelle dans le réseau du silicium. Ceci n'est pas surprenant dans la mesure où la recristallisation à l'arrière de la goutte est similaire à une épitaxie en phase liquide menant à la formation d'une solution solide d'aluminium dans le silicium, qui est une solution solide de substitution.

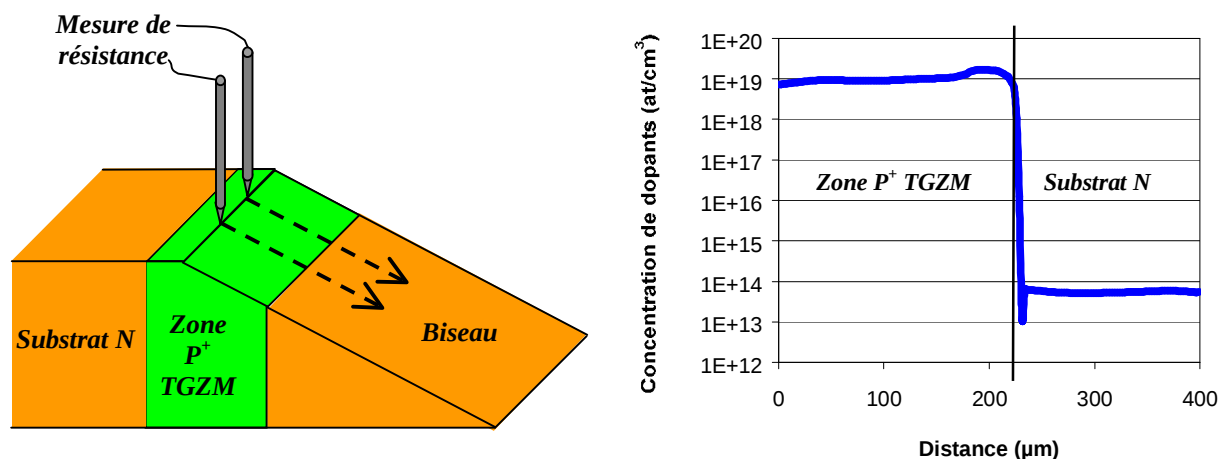


Figure 73 : Mesure de *Spreading Resistance* : dispositif et résultat

La mesure de SRP confirme donc le dopage élevé et constant du caisson réalisé par thermomigration, ce qui doit permettre de supprimer le problème de diaphonie en améliorant l'isolation en courant entre deux composants adjacents sur une même puce et séparés par un caisson P⁺.

Enfin, il est intéressant de remarquer que la jonction P⁺/N formée par thermomigration est très abrupte, la transition entre la zone dopée P⁺ et le substrat se fait sur environ 10 µm, ce qui correspond bien au résultat observé sur la micro-section de la figure 68.

II.2.3 Défauts cristallins induits par la thermomigration

Nous avons vu dans le chapitre II, que le procédé de thermomigration est générateur de contraintes pouvant amener à la création de défauts cristallins dans le silicium. Nous avons donc essayé de mettre en évidence ces dislocations par des méthodes de révélation chimique sur les micro-sections de caissons thermomigrés. Cette méthode est basée sur la variation du potentiel chimique à l'endroit du défaut cristallin, qui modifie alors la cinétique d'attaque du silicium autour de ce défaut. En général, l'attaque est accélérée ; un creux de gravure est alors observé à l'endroit du défaut.

L'étude expérimentale a été faite sur des caissons dont la migration n'a pas atteint la surface de sortie. Elle permet donc de mettre en évidence les défauts générés par la migration en elle-même et par la solidification de l'aluminium dans le matériau.

La figure 74 montre le résultat d'une révélation chimique par la solution Sirtl (1 volume d'acide fluorhydrique à 49 % et 2 volumes d'une solution de 50 g de CrO₃ dans 100 ml d'eau déionisée [10]) pendant une minute, sur une micro-section issue d'une plaquette d'orientation (100), configuration double grille continue. La température du recuit de thermomigration est de l'ordre de 1300 °C. Les deux doubles caissons présentés sont immédiatement voisins sur la plaquette (distants de 1 mm environ). La solution utilisée est efficace dans notre cas ; les points correspondent à des creux de gravure typiques de la présence de dislocations.

L'observation des deux ensembles de photographies montre, tout d'abord, que la forme de la goutte (visualisée par l'extrémité du chemin dopé) et donc de la couche solidifiée a une influence sur la génération de défauts cristallins. En effet, la forme triangulaire à gauche a créé une quantité très importante de dislocations (le réseau semble complètement "éclaté") alors que la forme arrondie n'a créé que deux plans de glissement. Il est donc probable que les formes à angles vifs agissent comme des points de concentration de contraintes. Il semble donc qu'il soit possible de faire solidifier l'aluminium dans la plaquette sans créer une densité excessive de défauts. Néanmoins, d'un point de vue procédé, il n'existe pas de différence entre les deux doubles caissons (même plaquette à 1 mm de distance). Nous n'avons donc pas de moyen de privilégier l'une ou l'autre des formes.

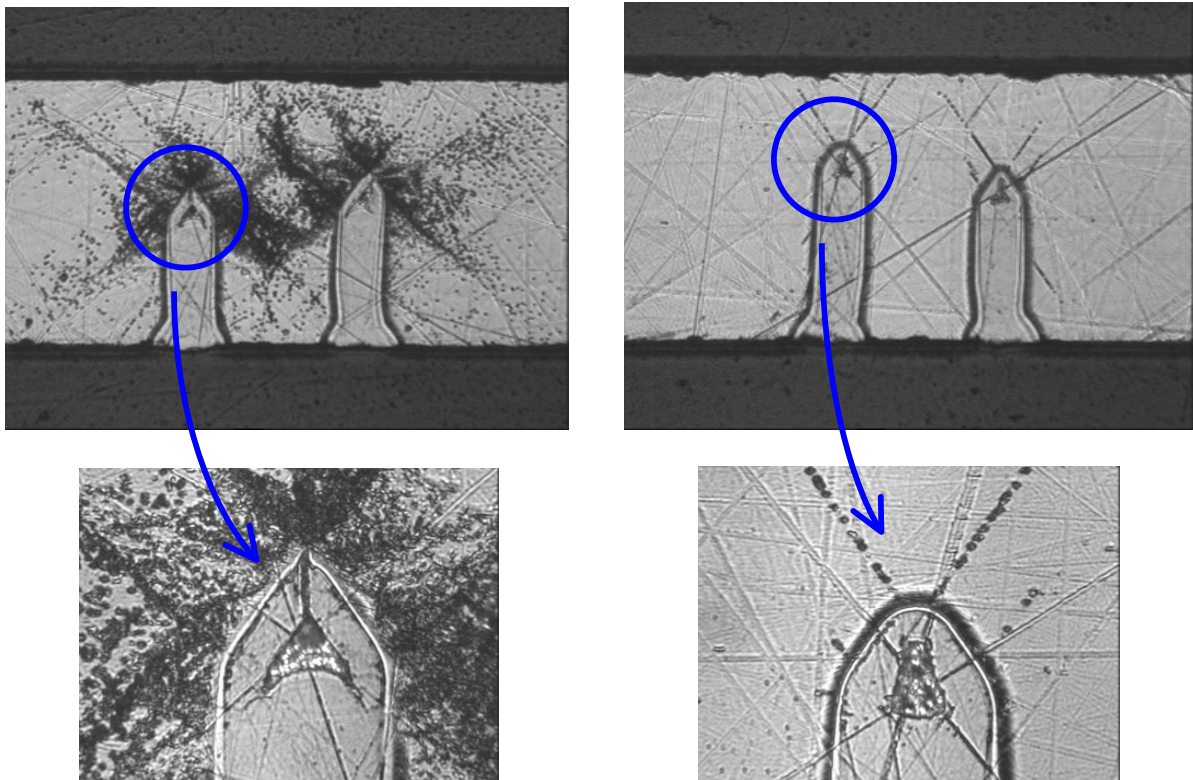


Figure 74 : Révélation de défauts cristallins après solidification d'aluminium dans le silicium, plan (100)

La révélation chimique met en évidence des défauts générés par déformation plastique. En effet, s'il y avait fracture du matériau, la micro-section ferait apparaître des micro-fissures avant révélation chimique. Dans nos échantillons, la température de transition entre le comportement ductile et fragile est donc inférieure à la température eutectique du système aluminium/silicium, soit 577 °C. Ce résultat est compris dans l'intervalle défini dans le chapitre II, il est donc cohérent avec la littérature antérieure [11].

Des essais similaires sur le plan (111) n'ont pas mis en évidence de défauts dus à la recristallisation. Contrairement au plan (100), la forme de la goutte et donc de la couche solidifiée est systématiquement arrondie, ce qui diminue de manière reproductible les contraintes et évite la formation de défauts. Nous avons ainsi pu réaliser, par migration en sens inverse de la goutte, une zone dopée P^+ non traversante sur plan (111) et sans génération de défauts détectés par révélation chimique (voir figure 75).

Si nous revenons à la figure 74, nous pouvons constater qu'il n'y a pas de défauts cristallins mis en évidence par la révélation chimique à l'interface zone dopée / substrat (très visible sur les photographies de droite). Il semble donc que les contraintes générées par la variation de température, la différence de conductivité thermique et le dopage de la zone thermomigrée (voir chapitre II) n'excèdent pas la limite élastique. Le calcul des différents types de contraintes pourrait alors nous donner une valeur minimale pour cette limite.

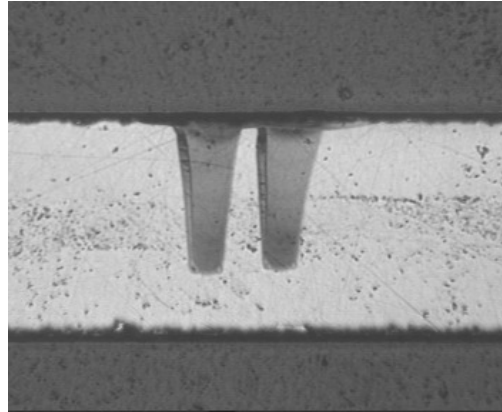


Figure 75 : Réalisation de zones P⁺ non traversantes sur plan (111)

Cette évaluation n'est pas possible avec les deux premiers types de contraintes car il nous manque un certain nombre de grandeurs (voir chapitre II). Par contre, la contrainte due au dopage peut être calculée à partir de la relation (52) puisque nous connaissons maintenant la concentration d'aluminium N_{Al} (10^{19} at/cm³). En prenant $E_{Si} = 1.7 \cdot 10^{11}$ N/m², $R_{Al} = 1.18$ Å et $R_{Si} = 1.11$ Å [12], le calcul donne une contrainte de l'ordre de 2 MPa. Nous en déduisons que, dans notre cas, la limite élastique est supérieure à 2 MPa, ce qui est en accord avec les valeurs de Bentini *et al.* [13]. Au contraire des deux contraintes non calculées, celle-ci est permanente dans le silicium ; elle pourra ainsi fragiliser la plaquette et/ou influencer les propriétés électriques des dispositifs de puissance.

Enfin, on peut remarquer que la densité de dislocations dans le matériau recristallisé (voir notamment les photographies de gauche de la figure 74) est très nettement inférieure à celle dans le substrat environnant. Il semble donc que la qualité mécanique du silicium recristallisé soit supérieure à celle du silicium environnant ; sa résistance à la déformation plastique est plus importante. Ceci est sûrement dû au fait que l'adjonction d'un élément en alliage dans le silicium (ici l'aluminium) augmente la limite élastique, même à faible niveau de concentration (0.02 % atomique).

II.3 Nécessité de la présence d'oxygène lors du recuit de thermomigration

Dans cette partie, nous allons décrire de manière chronologique les enchaînements de manipulations nous ayant conduit à la nécessité "industrielle" d'introduire de l'oxygène pendant le recuit. Cette conclusion sera validée par une analyse bibliographique *a posteriori* permettant d'explicitier le phénomène mis en jeu lors de nos manipulations. Enfin, nous verrons de manière succincte quelles sont les conséquences de cette utilisation d'oxygène par rapport au procédé de thermomigration en lui-même. Ces conséquences (positives ou négatives) seront expliquées plus en détail dans la suite des problématiques "procédé".

II.3.1 Mise en évidence de la pollution de type SiO_x

Lors des premiers essais de thermomigration effectués au début de notre étude, nous avons observé la formation d'un composé pulvérulent de couleur jaunâtre lors de recuits sous azote "pur", composé qui se dépose sur les hublots de quartz et les parois métalliques du four RTP. Cette pollution intervient quel que soit le type de plaquette traitée, avec ou sans motifs d'aluminium. La formation de dépôt jaunâtre est très importante quand les gouttes d'alliage liquide Al/Si émergent à la surface de sortie. Enfin, nous observons une modification de l'aspect de surface du silicium, le "poli miroir" laisse place à une surface rugueuse complètement dépolie.

Ce dépôt est très gênant vis-à-vis de l'équipement. Quand il se dépose sur le hublot de quartz, cela modifie sa transparence au rayonnement venant de lampes. En effet, la couche déposée favorise l'absorption par le hublot du rayonnement provenant des lampes. Si cette couche n'est pas enlevée après chaque essai, celle-ci s'accumule et modifie alors les propriétés optiques du quartz entre chaque recuit. Cela revient à changer les conditions du transfert de chaleur des lampes vers la plaquette, rendant ainsi toute reproductibilité du procédé impossible.

D'autre part, le dépôt se fait de préférence en regard de la plaquette, i.e. au centre du hublot. Les propriétés optiques et donc thermiques du hublot ne sont plus homogènes spatialement, ce qui provoque un gradient radial de température dans le hublot et donc la génération de contraintes thermiques (point chaud au centre). Nous avons alors observé que ces contraintes, par la répétition des recuits et donc l'aggravation du déséquilibre centre/périphérie provoqué par le dépôt, induisent la fissure du hublot, et pour finir sa rupture.

Le nettoyage de la chambre à l'éthanol après chaque recuit est donc nécessaire. Bien sûr, une telle contrainte est difficilement compatible avec un procédé industriel. De plus, bien souvent, un simple nettoyage du quartz à l'éthanol ne suffit pas pour le rendre transparent à nouveau. En effet, le dépôt semble s'incruster à l'intérieur du hublot, si bien que son démontage et son nettoyage à l'acide fluorhydrique est alors nécessaire. Outre le caractère contraignant du démontage du hublot, l'attaque du hublot par le HF lui donne un aspect dépoli à l'endroit de l'incrustation, ce qui peut modifier ses propriétés optiques et thermiques. On voit donc très bien que la seule solution pour atteindre des conditions "industrielles" est d'éliminer la formation du composé jaunâtre.

Pour trouver le moyen d'éviter sa formation, il faut d'abord identifier la nature du dépôt formé. Au départ, nous avons pensé à une nitruration de la plaquette de silicium mais de nombreux éléments ont, tout de suite, infirmé cette hypothèse. Tout d'abord, la nitruration directe du silicium est très difficile à effectuer [14] et elle ne se manifeste pas par la formation d'un composé pulvérulent mais plutôt par la formation d'une couche de Si_3N_4 adhérente à la surface du silicium [15]. De plus, le composé se forme même lorsque le recuit se fait sous argon "pur", ce qui montre, sans ambiguïté, que l'hypothèse de la nitruration n'est pas la bonne.

Pour confirmer cette conclusion et déterminer la nature chimique du dépôt, nous avons procédé à une analyse du composé par la technique EDX (voir figure 76). Le résultat montre que le dépôt est essentiellement composé d'oxygène (58 % at.) et de silicium (38 % at.), avec un peu d'aluminium (4 % at.).

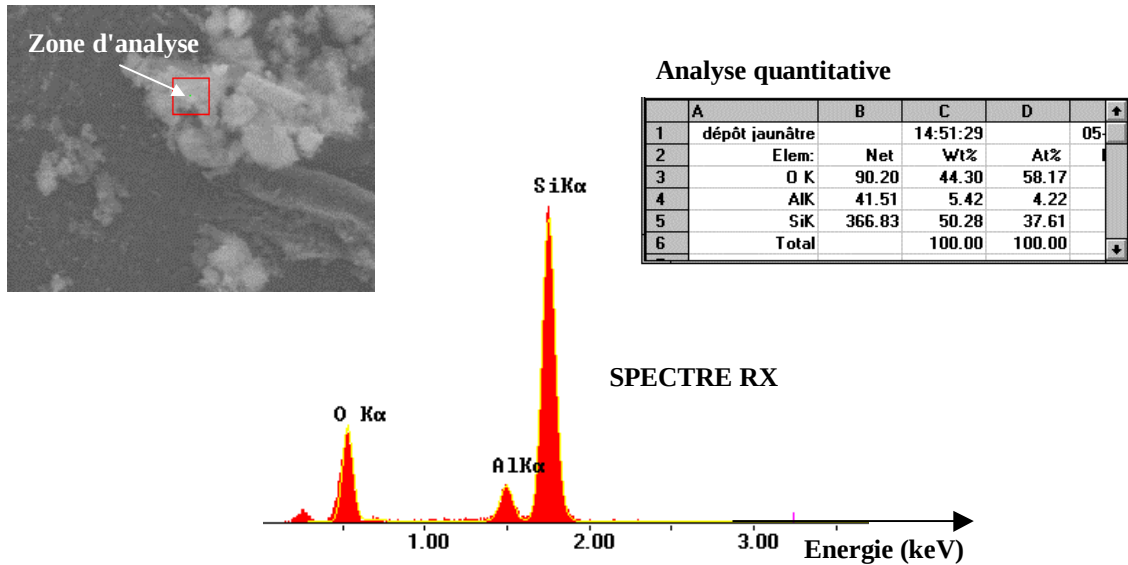
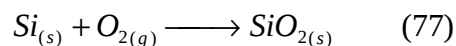


Figure 76 : Analyse EDX du dépôt jaunâtre, énergie des électrons 15 keV

L'oxygène présent dans la chambre réagit donc avec le silicium à la surface de la plaquette et dans l'alliage liquide pour former un composé de type SiO_x volatil. Cet oxygène provient soit de l'extérieur (chambre non étanche) soit des impuretés contenues dans l'enceinte de recuit. Pour éviter la formation de ce dépôt, la démarche première a été de dire que si l'on supprime l'oxygène de la chambre, la formation du composé jaunâtre doit pouvoir être évitée. Malheureusement, une telle condition n'a pas été possible à réaliser même en ayant une chambre la plus étanche possible et un gaz de la pureté la meilleure possible, à cause probablement de la désorption d'oxygène par le hublot de quartz chauffé.

II.3.2 Explication du phénomène de gravure thermique et suppression de la pollution

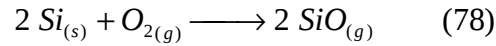
Suite à nos observations, nous avons entrepris une recherche bibliographique sur le sujet de la pollution de type SiO_x lors de recuits à haute température. Nous avons ainsi abouti aux travaux de Smith et Ghidini [16] qui explicitent le phénomène mis en évidence lors de nos essais. En effet, la réaction entre le silicium et l'oxygène peut donner deux produits de réaction suivant les conditions expérimentales. Au dessus d'une certaine pression partielle limite d'oxygène dépendante de la température, la réaction conduit à la formation du dioxyde de silicium SiO_2 :



où les suffixes (s) et (g) désignent respectivement la phase solide et gazeuse. Ce composé, bien connu en microélectronique, est un composé solide qui adhère à la surface du silicium. Ce régime de réaction est appelé oxydation "passive", dans le sens où la couche ainsi formée protège le silicium du milieu extérieur, on parle alors de couche de passivation.

Par contre, si on se place à une pression d'oxygène inférieure à la pression partielle limite déjà évoquée, il y a formation de monoxyde de silicium SiO , voir relation (78), qui est un composé non adhérent à la surface du silicium, volatil et de couleur jaunâtre. On est alors

en régime dit d'oxydation "active", que l'on peut assimiler à une gravure "thermique" du silicium.



La pression partielle limite $P_c(T)$ a été obtenue en considérant la cinétique de croissance de clusters de SiO_2 et la thermodynamique de la réaction de gravure menant à la production de SiO [16]. Elle s'exprime sous la forme suivante :

$$P_c(T) = P_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (79)$$

où P_0 est un terme pré-exponentiel, E_a l'énergie d'activation du phénomène, T la température absolue et k la constante de Boltzmann. Il a été montré que les paramètres P_0 et E_a dépendent de l'orientation cristalline du substrat, $P_0 = 4.4 \cdot 10^{12}$ Torr et $E_a = 3.93$ eV pour le plan (111), $P_0 = 2 \cdot 10^{12}$ Torr et $E_a = 3.83$ eV pour le plan (100). Les courbes de la figure 77 représentent la pression P_c en fonction de la température en °C et ce, pour les deux orientations considérées. Les valeurs de paramètres E_a et P_0 ont été déterminées pour une température comprise entre 890 °C et 1150 °C [16]. Nous avons extrapolé la relation jusqu'à la température de fusion du silicium (1414 °C).

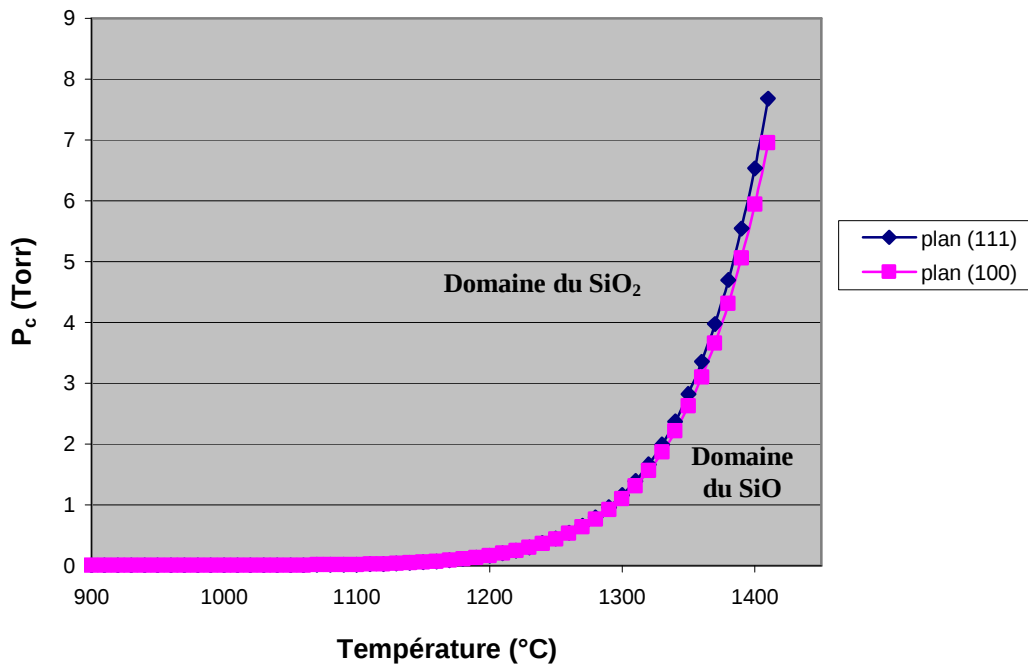


Figure 77 : Pression limite entre l'oxydation passive et active en fonction de la température

L'écart entre les deux orientations est inférieure à 10 % entre 1000 °C et 1414 °C. Pour les températures de notre étude expérimentale, la pression limite évolue entre 0.05 Torr à 1150 °C et 2.8 Torr à 1350 °C. Les essais effectués pour notre étude de la pollution ont été faits à une température de l'ordre de 1300 °C. La pression limite est alors de l'ordre de 1 Torr.

Le modèle ci-dessus décrit de manière remarquable les phénomènes que nous avons observés. Pour le vérifier définitivement, il suffit d'introduire dans la chambre de recuit une quantité d'oxygène supérieure à la pression limite P_c pour se débarrasser de la pollution due à

la formation de SiO. Dans un premier temps, en l'absence de débitmètres massiques permettant de contrôler précisément les débits de gaz, nous avons voulu vérifier qualitativement le modèle ci-dessus en enlevant le joint d'étanchéité et en entrouvrant la porte du four, de façon à faire rentrer de l'air (et donc de l'oxygène) dans la chambre. Il est clair que, dans ce cas, la pression partielle d'oxygène est supérieure à la pression limite à la température de recuit (de l'ordre de 1 Torr).

Lors du recuit, il n'y a pas eu formation du composé jaunâtre ; à la place, nous avons observé une coloration violette de la plaquette de silicium en incidence normale, coloration qui correspond à la croissance d'une couche de SiO₂ d'épaisseur 1000 Å environ. De plus, une analyse EDX a bien confirmé la présence d'oxygène à forte concentration à la surface du silicium. Enfin, l'état de surface obtenu après recuit est identique (à la couleur près) à celui avant recuit ; l'aspect "poli miroir" est conservé. Il n'y a pas eu gravure de silicium pour la formation de SiO.

L'installation de débitmètres massiques sur l'équipement a permis de contrôler le rapport oxygène / azote de façon à se rapprocher de la pression partielle limite d'oxygène de non-pollution. Nous avons ainsi pu mettre en évidence de manière contrôlée la transition oxydation active / oxydation passive pour une température de recuit donnée. Dans notre essai, la pression limite est comprise entre 0.8 Torr (formation de SiO) et 1.5 Torr (croissance de SiO₂). En reliant chacune des pressions à la température donnée par la courbe de la figure 77, il est alors possible de donner un encadrement de la température du procédé (ici comprise entre 1280 °C et 1315 °C).

Le modèle de Smith et Ghidini est donc très bien vérifié, au moins de manière qualitative. La détermination d'un procédé "sûr" (i.e. sans pollution SiO) se fera donc en prenant la pression limite à la température de procédé supposé et en y appliquant une certaine marge de sécurité pour tenir compte de l'incertitude sur la pression (50 % par exemple). Nous verrons plus tard (voir partie II.4) qu'il est indispensable de se placer au plus près de la pression limite pour limiter l'influence de l'oxygène sur le procédé en lui-même (morphologie du chemin dopé, épaisseur des couches aluminées). Cette contrainte exige donc que l'atmosphère de recuit soit bien maîtrisée, par une très bonne étanchéité de la chambre et un contrôle des débits de gaz par débitmètres massiques. L'utilisation d'un four de type RTP à faible volume permet de remplir ces conditions sans difficulté particulière (voir chapitre III).

Revenons maintenant sur l'état de surface obtenu lors de nos essais. Les photographies de la figure 78 montrent la différence d'aspect de surface après recuit entre les conditions d'oxydation "passive" et "active".

Les deux faces de la plaquette ont gardé un aspect poli miroir dans le cas de l'oxydation passive. En ce qui concerne l'oxydation active, les photographies montrent un aspect très perturbé de la plaquette avec une non-uniformité spatiale de gravure. La surface de silicium à proximité des lignes d'aluminium a été gravée entièrement alors qu'au centre du motif, on ne distingue que quelques creux de gravure, dont le détail est montré sur la photographie MEB.

Cette non-uniformité nous donne des informations sur la manière dont se fait la gravure thermique du silicium. Pendant le recuit, la ligne d'aluminium constitue vraisemblablement un point chaud, la température est plus importante à sa proximité qu'au centre du motif carré. A une pression partielle d'oxygène donnée (ce qui est le cas ici), le

phénomène de gravure thermique est plus important pour une température plus élevée. Ceci explique donc que la totalité de la surface à proximité du point chaud (la ligne) soit gravée alors que seuls quelques points de gravure apparaissent dans les zones moins chaudes. Le mécanisme de gravure semble donc le suivant : celle-ci est initiée en certains points de la surface correspondant vraisemblablement à des défauts ponctuels de surface, sites énergétiquement favorables pour l'attaque du silicium par l'oxygène. Ensuite, la gravure s'étend à partir de ces points jusqu'à ce qu'ils se rejoignent et que la gravure affecte toute la surface disponible. Le phénomène de gravure thermique a parfois lieu sans qu'une pollution SiO notable ne soit détectée dans la chambre. Dans ce cas, cela signifie que l'on est juste en-dessous de la pression limite. La pollution est donc très faible et n'est pas détectée. Le seul critère de pollution n'est pas suffisant pour dire si le recuit est sûr. En effet, la répétition de ce type de recuit conduirait à l'accumulation de SiO et donc à son influence néfaste. Une telle situation doit donc être évitée. Le critère de non-gravure thermique permet alors d'éviter ce cas de figure, car il nous assure que nous sommes bien au-dessus de la pression limite.

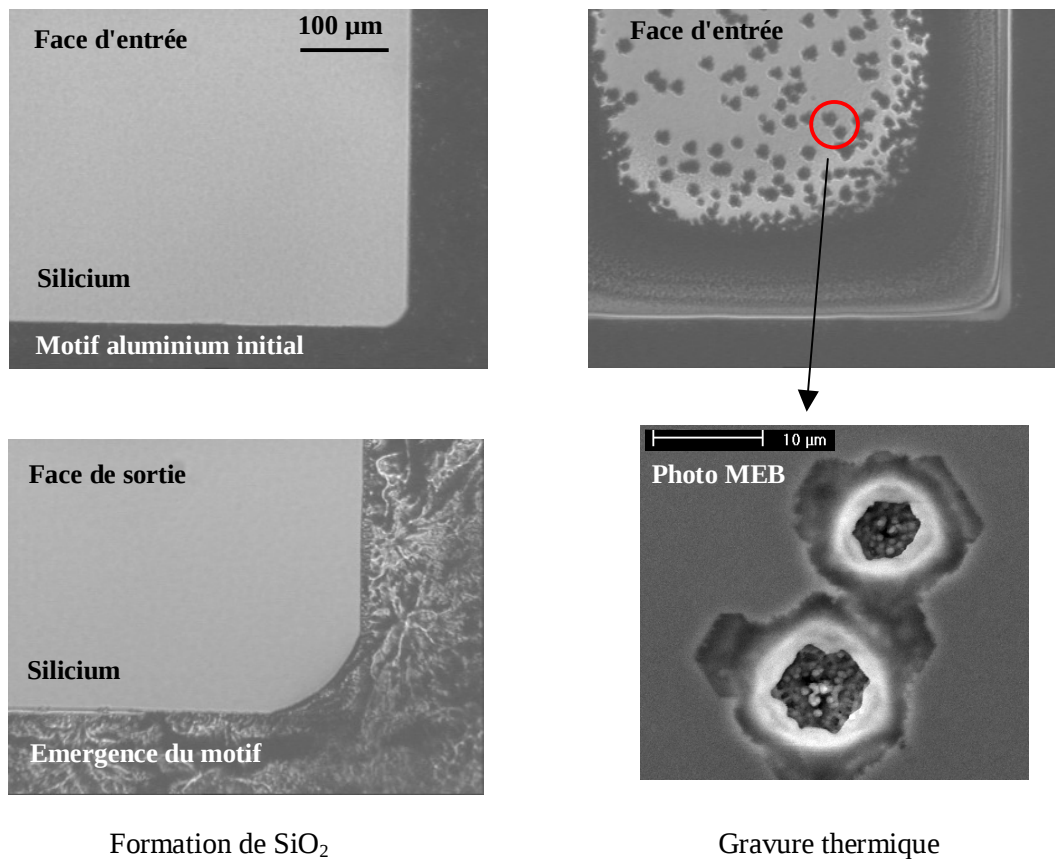


Figure 78 : Comparaison des états de surface entre oxydation SiO₂ et gravure thermique avec formation de SiO

Le modèle exposé par Smith et Ghidini traite de la formation de SiO à partir de silicium solide seul. Or, nous avons vu que le SiO peut aussi se former à partir du silicium liquide présent dans l'alliage à son émergence à la face de sortie. Dans ce cas, nous le verrons en détail un peu plus tard (partie II.5.1), l'oxygène réagit avec l'aluminium de manière préférentielle pour former une couche d'alumine imperméable. L'oxygène ne peut donc plus venir au contact du liquide pour former du SiO. Nous pourrions supposer que le produit de la réaction donne du SiO₂ mais il est probable que ce ne serait pas pour les mêmes pressions et

aucun élément n'est disponible dans la littérature à ce sujet. La formation d'alumine permet donc, pour le moment, de faire l'économie d'un modèle de réaction pour le liquide.

De plus, la présence d'une couche d'alumine permet d'éviter l'évaporation de l'aluminium au début du recuit. L'analyse EDX a, en effet, montré la présence d'aluminium, dans le dépôt de SiO, cet aluminium ne peut venir que d'une évaporation à partir de l'alliage liquide au début ou à la fin du recuit. Nous reviendrons sur ce point de façon détaillée dans la partie II.5.3.

En conclusion de cette partie, l'introduction volontaire d'oxygène permet la suppression du composé volatil SiO et la conservation de l'intégrité de la surface de la plaquette. Le recuit de thermomigration se fera donc nécessairement en atmosphère oxydante. Ces résultats vont conditionner de manière très importante la suite de nos travaux. En effet, la présence d'oxygène induit la croissance d'une couche d'alumine permettant d'éviter l'évaporation de l'aluminium en début et en fin de procédé. Cet aspect positif est à nuancer car il faudra trouver un moyen pour enlever ces couches de façon à pouvoir graver la couche solidifiée riche en aluminium sur la face de sortie. De même, nous verrons dans les parties suivantes que l'utilisation d'oxygène a une influence importante sur la morphologie du chemin dopé dans le plan de la plaquette ainsi que sur la génération de billes à la face d'entrée.

Enfin, nous pouvons revenir sur la difficulté que nous avons eu à identifier les causes de la pollution observée. Les recuits mis en jeu dans les technologies dites classiques (typiquement pour les circuits intégrés à haute densité) se font à des températures inférieures à 1200 °C. Pour cette température, la pression partielle limite d'oxygène est de l'ordre de 0.16 Torr. Les recuits se font généralement dans des fours horizontaux ou verticaux dont l'atmosphère n'est pas aussi bien contrôlée que dans un four RTP. Même si on utilise un seul gaz neutre comme l'azote ou l'argon, les impuretés d'oxygène provenant soit du gaz, soit de l'atmosphère extérieure, sont alors en quantité suffisante pour que la pression limite soit atteinte. Le phénomène de formation de SiO n'est donc pas observé. Nous avons mis en évidence ce problème car nous travaillons à de très hautes températures où la pression limite est élevée (maximum 7 Torr à 1410 °C) et dans un équipement RTP à faible volume peu sujet à la contamination extérieure.

De manière étrange, le phénomène est très peu répertorié dans la littérature sur la thermomigration, même quand les recuits se font à très haute température et à pression atmosphérique [1, 2]. Une seule publication, celle de ATT [4], évoque le problème et sa solution de manière très succincte (deux lignes), sans discuter de ses conséquences sur le procédé.

II.4 Conformité du chemin dopé avec le dépôt initial d'aluminium

Lors des différents essais de thermomigration effectués lors de cette étude, nous avons mis en évidence un certain nombre de phénomènes affectant la conformité du chemin dopé avec le motif initial d'aluminium. Nous avons distingué deux catégories d'écarts, les uns provoqués par des phénomènes de surface et d'autres dans le volume.

Trois types de phénomènes de surface peuvent affecter la conformité du chemin dopé. Tout d'abord, la largeur du chemin dopé à l'entrée de la goutte dans le silicium peut être supérieure à la largeur du motif d'aluminium. Cela signifie que l'alliage, avant même de

pénétrer dans le substrat, s'est étalé en surface. Ensuite, à cause de certains phénomènes de surface, la forme du chemin dopé dans le plan de la plaquette peut être différente de la morphologie de départ et ce, sans étalement préalable de l'alliage. Ceci se manifeste généralement par des écarts au caractère linéaire du motif d'aluminium et/ou par des discontinuités du chemin dopé. Nous verrons que l'utilisation d'oxygène, rendue obligatoire pour les raisons énoncées dans la partie II.3, rend difficile cette exigence de conformité dans le plan du substrat. Enfin, il peut arriver que des billes de grand diamètre (parfois jusqu'à plusieurs mm) se forment sur la face d'entrée en début de procédé. A l'endroit de la bille, le chemin dopé est une image de son extension, ce qui provoque donc une non-conformité importante avec le motif initial. De plus, la présence de ces billes hypothèque grandement la réalisation de procédés ultérieurs en augmentant le risque de casse des plaquettes. Là aussi, l'oxygène augmente très fortement l'occurrence de ces billes.

Des instabilités de volume menant à des non-conformités peuvent intervenir si la goutte ne parvient pas à maintenir sa cohérence et se scinde en plusieurs gouttelettes. En effet, nous avons vu dans le chapitre II que le gradient thermique n'est pas homogène sur toute l'extension de la goutte, et ce à cause de la différence de conductivité thermique entre les deux phases liquide et solide. Il en résulte que certaines parties peuvent avancer plus vite que d'autres. Dans ce cas, si les forces de tension de surface responsables de la cohésion de l'ensemble, ne sont pas suffisantes, la goutte peut alors se diviser. Nous verrons que ce genre d'accident peut arriver sur les gouttes de taille importante, comme le prévoit la théorie.

Enfin, nous avons montré que, sur du plan (100), les lignes d'aluminium doivent être strictement alignées par rapport au méplat (i.e. une ligne de type [110]). Si tel n'est pas le cas, comme sur la figure 79 (écart de parallélisme de 1°), le chemin dopé n'est pas conforme au motif initial, il se rabat sur des directions parallèles ou perpendiculaires au méplat. Cet effet n'est pas observé sur du plan (111), conformément à la théorie.

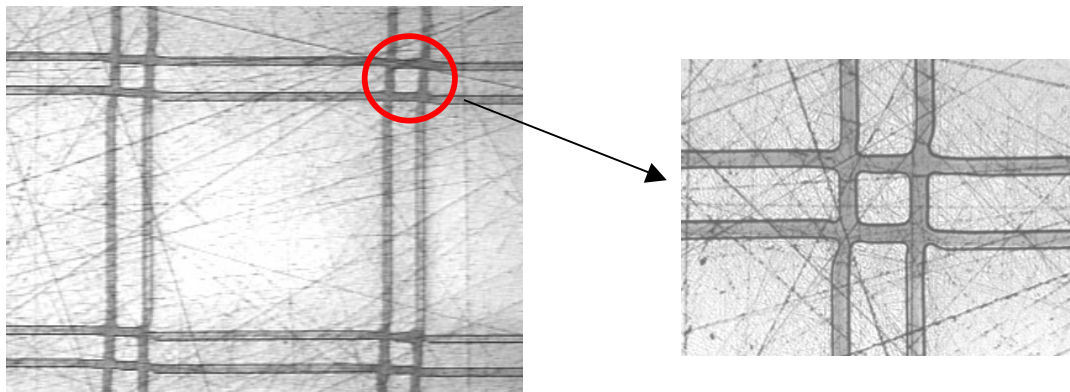


Figure 79 : Effet du non-parallélisme par rapport au méplat, plan (100).

II.4.1 Etalement de l'alliage en début de migration

Les premiers essais de thermomigration ont été effectués sur un motif en carrés disjoints (configuration c dans la partie II.1). Nous avons observé pour ce type de dépôt, un étalement de l'alliage liquide à la surface d'entrée de la plaquette de silicium. Ce phénomène est bien sûr gênant car il modifie la largeur du chemin dopé au départ de la goutte. De plus, si cet étalement n'est pas uniforme, la modification de la largeur du chemin dopé n'est pas

uniforme non plus, ce qui conduit à une morphologie ne respectant plus le motif initial photogravé.

Nous avons voulu étudier cet étalement en fonction de certains paramètres expérimentaux de notre étude : orientation cristalline de la plaquette (100) ou (111) et forme du motif, grille continue ou carrés disjoints. Des essais préliminaires ont montré que les autres paramètres n'ont pas d'influence notable sur le phénomène. La température a ainsi été fixée aux alentours de 1280°C (correspondant au point d'uniformité maximum à ce moment) et l'épaisseur d'aluminium à 3 μm . Nous verrons sur les photographies à suivre que la largeur de la ligne varie mais nous n'avons pas étudié ce facteur en détail. Enfin, tous les recuits ont été faits sous azote "pur". Le tableau de la figure 80 résume les résultats que nous avons obtenus sur l'étalement.

Motif	Orientation (100)	Orientation (111)
Grille continue	AUCUN ETALEMENT	Aucun étalement sauf dans les coins "bas" du motif au bord de la plaquette
Carrés disjoints		Etalement dans chaque coin "bas" des motifs

Figure 80 : Etalement de l'alliage liquide en fonction du motif et de l'orientation cristalline

Au vu du tableau de résultats, il apparaît que l'orientation cristalline de la plaquette est le premier facteur intervenant sur l'étalement de l'alliage liquide. L'analyse des résultats va donc se faire suivant ce paramètre.

Pour l'orientation (111), nous constatons que l'étalement dépend du motif d'aluminium initial. La figure 81 représente la surface d'entrée pour le motif continu. L'étalement est strictement nul sur toute la grille sauf dans certains coins du motif au bord de la plaquette.

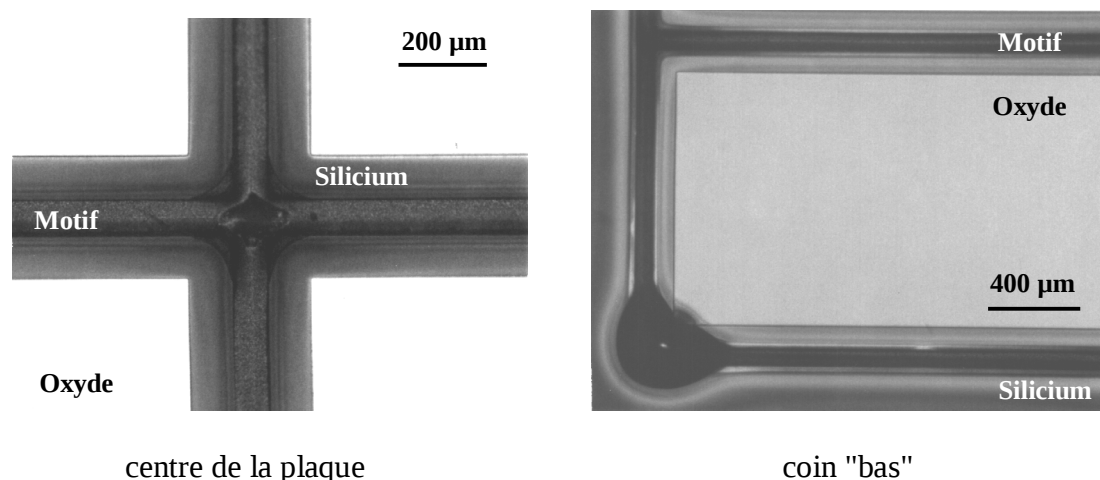


Figure 81 : Etalement, plan (111), alu sur silicium, motif grille

A chaque recuit, l'endroit où l'étalement intervient correspond à l'endroit le plus bas de la plaquette. Le support utilisé pour ces essais n'est, en effet, pas strictement horizontal. Plus qu'un étalement, nous pouvons décrire le phénomène comme un écoulement de l'alliage dû à la non-horizontalité du support. Des essais avec un support de meilleure qualité ont donné les mêmes résultats, ce qui montre l'extrême sensibilité de l'écoulement à l'horizontalité de la plaquette. Enfin, l'écoulement ne s'observe qu'à la limite de la grille, et non dans la grille elle-même. Ceci est probablement dû à l'influence des intersections qui constituent des "bouchons" empêchant ainsi l'écoulement de l'alliage liquide le long des lignes. L'absence de ces intersections au bord du motif explique alors l'écoulement du côté bas de la plaquette.

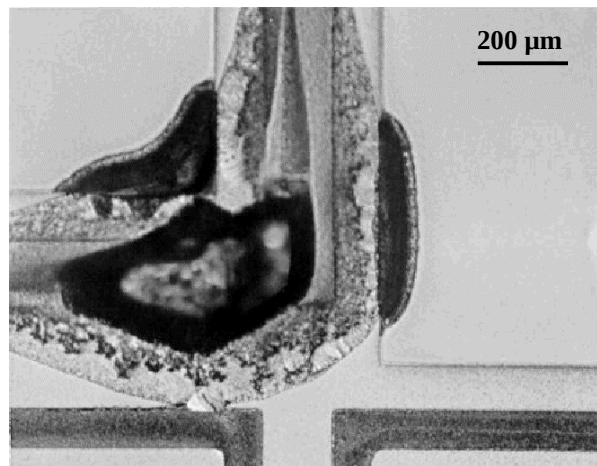


Figure 82 : Etalement, plan (111), aluminium sur silicium, motif carrés disjoints

Le même effet est observé pour le motif disjoint et ce, dans tous les coins "bas" des motifs (voir figure 82). L'effet d'étalement observé peut être décrit comme un écoulement dû à la non-horizontalité du support. Bien sûr, ce problème est plus grave pour la géométrie disjointe car tous les carrés sont affectés alors que pour la grille, seuls quelques motifs périphériques sont atteints.

En résumé, pour l'orientation (111), seul le motif continu permet d'obtenir un étalement faible mais non nul ; le motif disjoint, quant à lui, donne de très mauvais résultats. Pour expliquer cet état de fait, il est nécessaire de se référer aux mécanismes de dissolution du silicium dans l'alliage liquide au départ de la migration. Pour un substrat orienté (111), la face avant de la goutte est facettée suivant un plan (111), qui est le plan de dissolution le plus lent. La goutte d'alliage reste donc un temps certain à la surface de la plaquette et peut alors être soumise à l'influence du motif pour s'étaler.

Pour l'orientation (100), l'étalement de l'alliage liquide Al/Si est strictement nul, et ce quel que soit le motif. Ainsi la photographie de la figure 83 montre l'étalement obtenu pour le motif disjoint. Le résultat est identique pour le motif continu.

Au final, pour l'orientation (100), la géométrie du motif n'a aucune influence sur l'étalement. Il n'y a pas, non plus, d'écoulement de l'alliage liquide comme observé sur le plan (111). La sensibilité à l'horizontalité du support de la plaquette est donc très faible pour le plan (100).

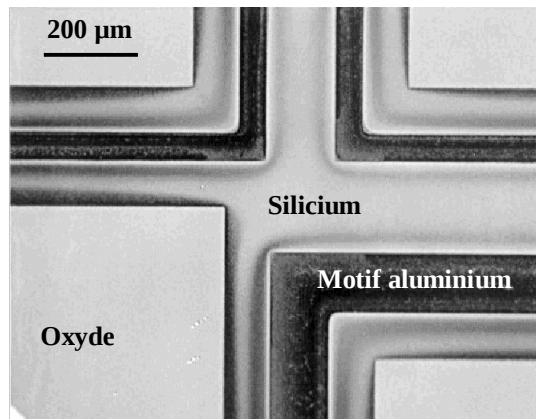


Figure 83 : Etalement de l'alliage liquide, orientation (100), motif carrés disjoints

De manière générale, l'absence d'étalement s'explique par la pénétration rapide de la goutte dans le volume du silicium. Comme vu dans le chapitre II, au départ de l'alliage, la dissolution du silicium se fait sur un plan (100) à l'avant de la goutte. Ce plan de dissolution est un plan rapide contrairement au plan (111) qui est le plan le plus lent. L'alliage liquide pénètre donc rapidement dans le matériau (voir figure 49 du chapitre II). Il en résulte que l'alliage reste peu en surface et n'est donc pas soumis à l'influence du motif d'aluminium.

En conclusion, l'orientation cristalline est le facteur primordial influant l'étalement de l'alliage liquide Al/Si au début de la thermomigration. Les différences entre les plans (111) et (100) ont été expliquées en faisant appel aux mécanismes de dissolution en début de migration, qui varient d'une direction à l'autre. A condition de satisfaire les autres exigences (chemin dopé, conformité, etc.), l'orientation (100) sera donc privilégiée pour la détermination du procédé industriel.

II.4.2 Discontinuités et écarts à la morphologie linéaire du chemin dopé

Cette problématique est apparue après la résolution des problèmes liés à la pollution par le monoxyde de silicium. A ce moment de nos travaux, nous avons décidé d'étudier la largeur du chemin dopé en fonction de différents paramètres de façon à trouver une configuration permettant une découpe dans le caisson. Cette manipulation nous permettait aussi de déterminer de manière précise la largeur limite supérieure de stabilité des lignes en migration pour les deux orientations, sans se soucier *a priori* des possibles discontinuités et écarts à la morphologie linéaire, phénomènes non observés jusqu'alors, ou de façon très marginale. Nous avons donc conçu un masque "multi-grille" contenant 9 grilles continues séparées les unes des autres avec des largeurs de ligne différentes allant de 150 à 230 µm. Les valeurs de l'épaisseur du dépôt d'aluminium sont 3, 6 et 10 µm. La température est comprise entre 1250 et 1300 °C.

Bien entendu, nous avons utilisé le nouveau procédé avec oxygène (rapport de 0.5 % correspondant à une pression partielle de 4 Torr environ) pour ce plan de manipulations. Lors des premiers recuits, nous avons alors mis en évidence un très gros problème de morphologie

des lignes émergées en face de sortie. La figure 84 montre ainsi, après polissage de surface et révélation, la morphologie des lignes dopées pour un recuit sous mélange azote/oxygène et un recuit sous azote "pur".

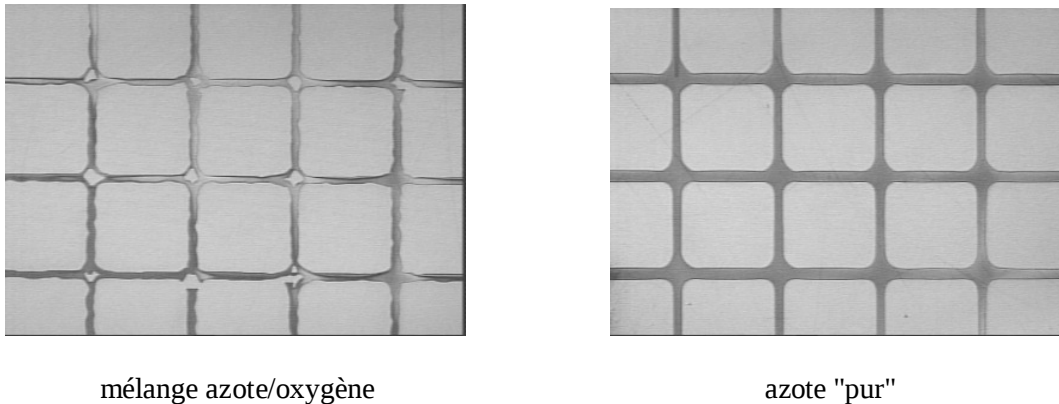


Figure 84 : Morphologie des lignes dopées avec ou sans oxygène, cas $e = 3 \mu\text{m}$, $l = 190 \mu\text{m}$, orientation (111)

La comparaison des deux photographies montre de façon très claire l'influence néfaste de l'oxygène vis-à-vis de la morphologie des lignes dopées. L'oxygène provoque ainsi des discontinuités du chemin dopé au niveau des lignes et des trous aux intersections, ainsi que des écarts importants à la linéarité. Les bords du chemin dopé sont très irréguliers.

Cet effet de l'oxygène n'est pas du tout évoqué dans la littérature consacrée à la thermomigration. Même la publication de ATT [4] mentionnant l'obligation d'utiliser de l'oxygène ne fait référence à aucune influence du gaz sur le procédé. Il nous a donc fallu faire une étude du phénomène la plus complète possible.

La problématique de l'étude en cours a alors changé de manière importante. Il ne s'agit plus seulement de déterminer les largeurs limites de stabilité mais les configurations (orientation, épaisseur, largeur) permettant d'obtenir une conformité au dépôt quand le recuit est pratiqué avec oxygène. Nous avons donc introduit un nouveau facteur dans notre étude expérimentale, à savoir l'ajout ou non d'oxygène dans l'atmosphère de recuit. L'analyse systématique de tous les cas de notre étude a montré que le nombre de cas où la morphologie est conforme est beaucoup plus faible quand on rajoute de l'oxygène. Nous avons ainsi représenté sur les figure 85 et 86 la morphologie du chemin dopé avec et sans oxygène et ce, suivant l'orientation du substrat.

L'observation des photographies montre que le chemin dopé est conforme au dépôt initial sans irrégularités ni discontinuités dans 5 cas sur 6 (voir figures 84, 85 et 86) si le recuit se fait sous azote "pur". Seul le cas $6 \mu\text{m}$ (111) est irrégulier. Si on rajoute de l'oxygène, la proportion n'est plus que de 3 sur 6, les cas $10 \mu\text{m}$ (100), $6 \mu\text{m}$ (111) et $10 \mu\text{m}$ (111) sont alors satisfaisants.

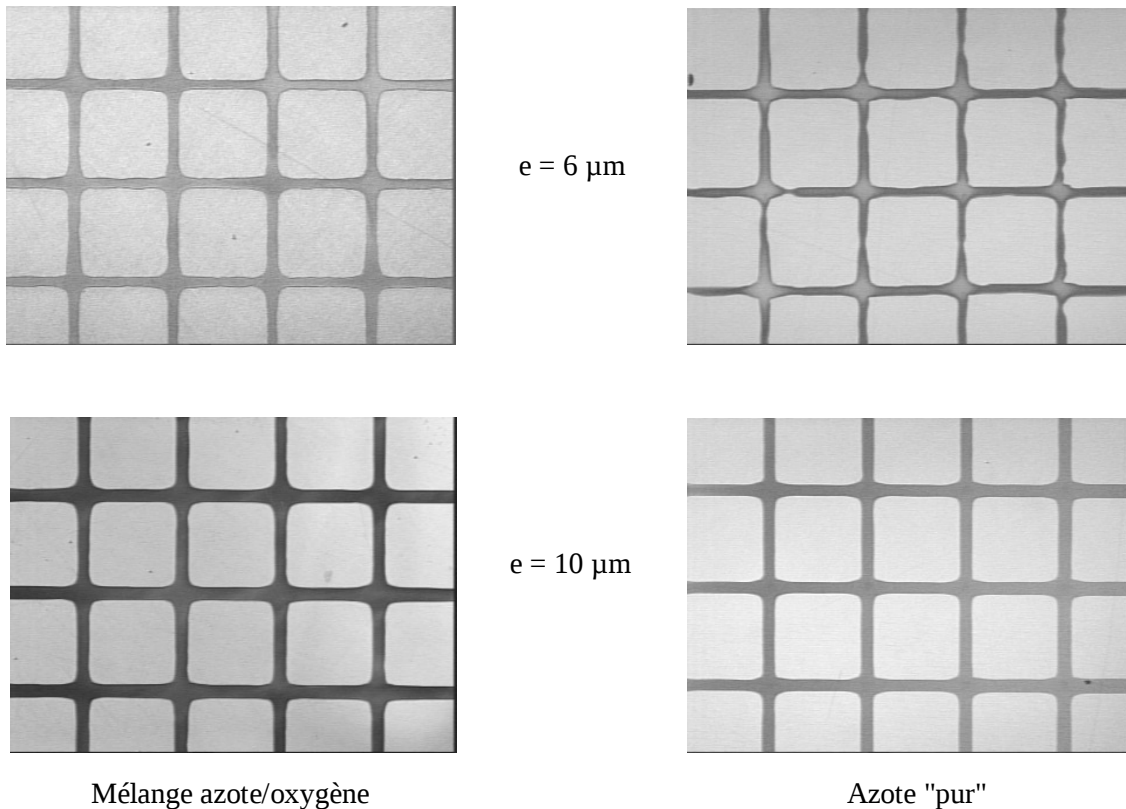


Figure 85 : Morphologie des lignes dopées pour l'orientation (111), $l = 190 \mu\text{m}$

Nous pouvons remarquer que la conformité avec oxygène est obtenue avec des dépôts d'épaisseur importante, que ce soit pour le (111), 6 et 10 μm , ou pour le (100), 10 μm . L'observation des photos de gauche de la figure 86 dédiée à l'orientation (100) montre d'ailleurs que l'évolution de cette conformité avec l'épaisseur est graduelle. Pour le 3 μm , il y a de nombreuses discontinuités, des trous aux intersections et une forme très irrégulière. Quand on passe au 6 μm , il n'y a plus de discontinuités ni de trous, seul l'écart à la linéarité demeure. Ce dernier problème est supprimé lorsque l'épaisseur est augmentée à 10 μm .

Suite à ces résultats, nous avons, tout de même, essayé d'évaluer la largeur limite de continuité et de conservation de la morphologie rectiligne dans les cas avec azote "pur" (pas de problème de morphologie) et dans les quelques cas continus avec introduction d'oxygène. Pour le cas azote "pur", cette limite est supérieure à 230 μm et ce pour toutes les épaisseurs et les orientations sauf pour le cas 6 μm (111). Ceci est en accord avec les résultats de Anthony et Cline pour le (111) (largeur limite de l'ordre de 500 μm), sauf pour $e = 6 \mu\text{m}$. En ce qui concerne le plan (100), il apparaît que la limite de continuité est supérieure à la valeur donnée par ces auteurs, à savoir 100 μm [17].

Dans les cas continus avec oxygène, la limite de stabilité est supérieure à 230 μm même pour le cas 6 μm (111) contrairement au cas avec N_2 "pur". Tout ceci nous montre que les résultats de la littérature sont à prendre avec beaucoup de précautions, d'autant plus qu'ils ne prennent pas en compte l'atmosphère du recuit. Il semblerait donc que la limite de continuité est dépendante du type de gaz utilisé.

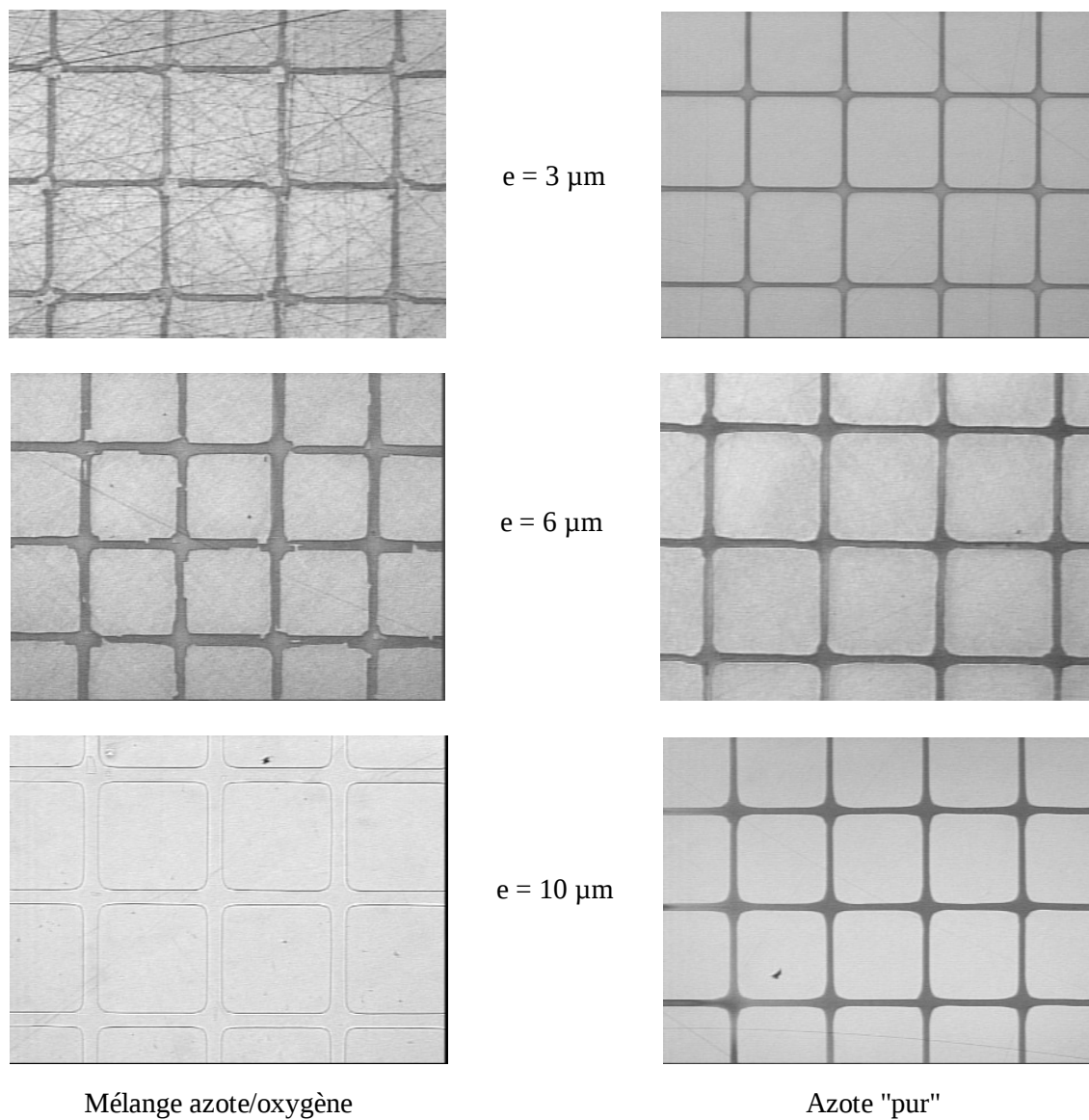


Figure 86 : Morphologie des lignes dopées pour l'orientation (100), $l = 190 \mu\text{m}$

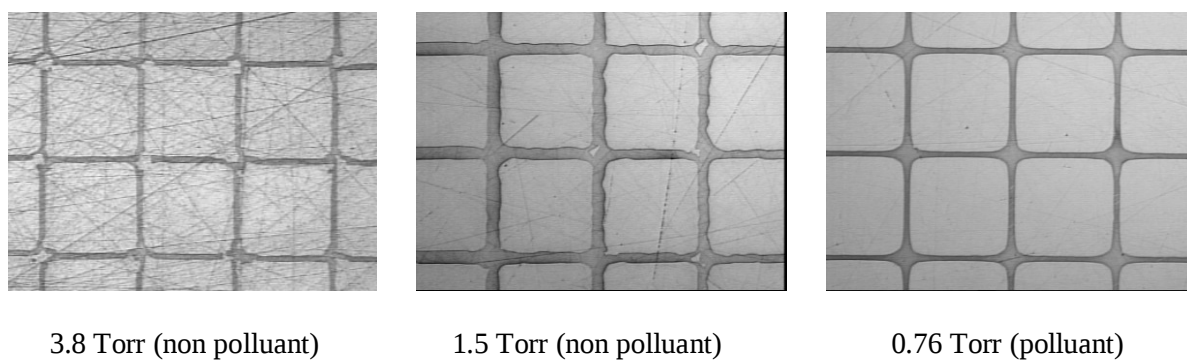


Figure 87 : Morphologie des lignes dopées en fonction de la pression d'oxygène, cas $e = 3 \mu\text{m}$, plan (111)

Les essais ayant permis de mettre en évidence l'effet néfaste de l'oxygène sur la conformité ont été effectués avec une pression partielle d'oxygène de l'ordre de 4 Torr. Cette pression correspond au débit minimal réglable avec le débitmètre massique disponible à ce moment de l'étude (calibre 10 l/min). Elle est bien au-dessus de la pression partielle limite de formation du SiO. Nous avons alors voulu étudier l'influence de la pression partielle d'oxygène sur l'amplitude de la non-conformité. Pour ce faire, l'installation d'un deuxième débitmètre massique de calibre 10 cc/min a permis d'obtenir des pressions partielles d'oxygène beaucoup plus basses, de l'ordre de la pression limite à la température de travail et en-dessous.

La figure 87 représente la morphologie des lignes dopées pour le cas 3 μm (111) obtenue pour 3 pressions d'oxygène différentes : 0.76 Torr, 1.5 Torr et 3.8 Torr (cas correspondant aux essais précédents). La pollution par le SiO est obtenue avec la première pression mais pas avec les deux autres. Nous pouvons d'abord remarquer une évolution positive de la morphologie quand la pression est diminuée et ce, en situation non-polluante (comparaison 3.8 Torr et 1.5 Torr). En effet, les discontinuités ont presque complètement disparu à 1.5 Torr. Par contre la morphologie est franchement irrégulière, ce qui ne répond pas au critère d'un procédé "industriel".

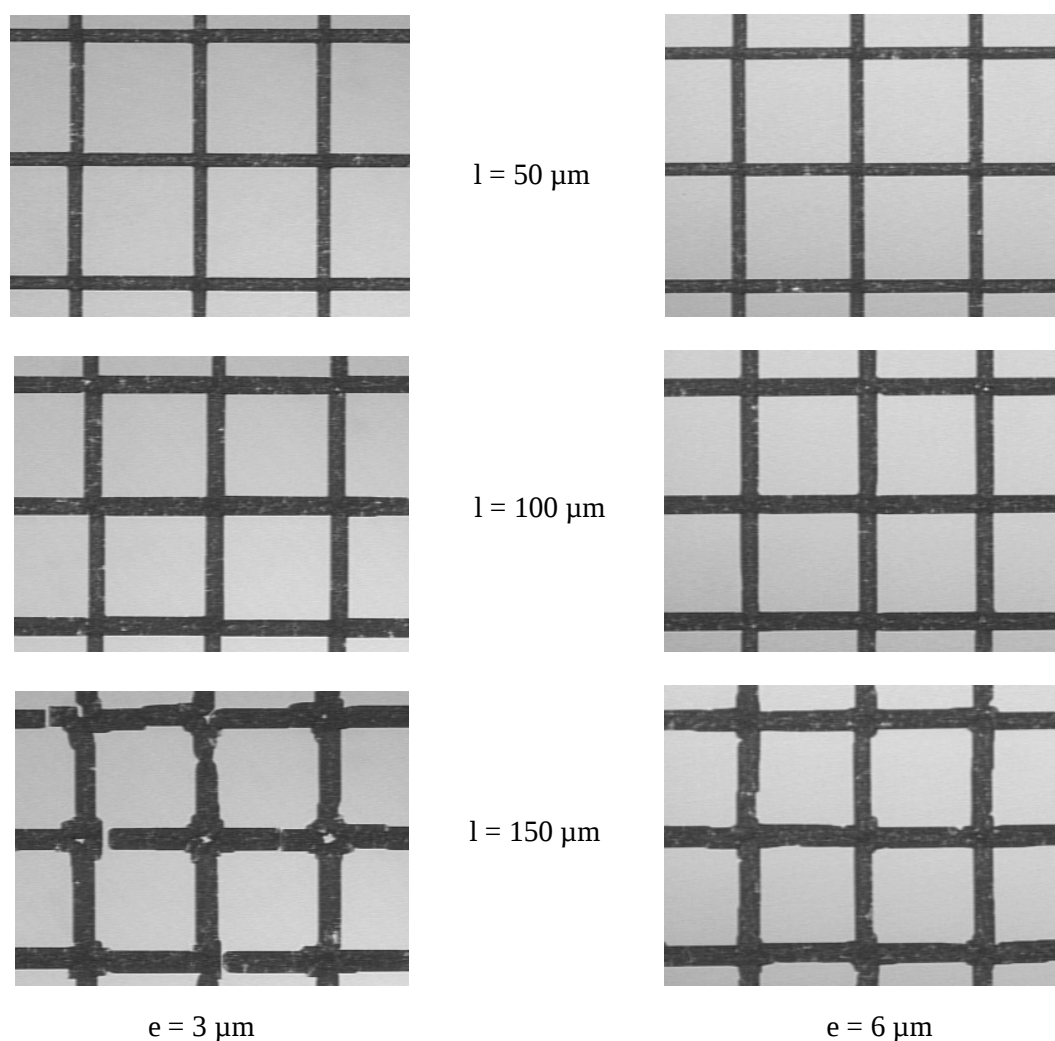


Figure 88 : Morphologie du chemin dopé, orientation (100)

L'influence de l'oxygène est donc graduelle mais il semble que l'on ne puisse pas obtenir de résultat satisfaisant à moins de descendre en dessous de la pression limite (cas à 0.8 Torr). Il est d'ailleurs étrange de constater que dans ce cas, le résultat est strictement identique à la condition d'azote "pur". L'effet néfaste de l'oxygène aurait donc un seuil de pression, seuil qui correspondrait à la pression limite de formation de SiO. Nous essaierons d'expliquer ce lien un peu plus tard dans cette partie.

Les résultats de conformité sous oxygène ont montré que le nombre de cas satisfaisants est assez réduit, et se limite à la plus forte épaisseur de dépôt, à savoir 10 μm . Pour cette épaisseur, la morphologie est bonne de 150 μm à 230 μm . Il n'est alors pas nécessaire de connaître la morphologie de lignes moins larges. Par contre, pour étendre le domaine de conformité aux épaisseurs plus faibles (3 et 6 μm), nous allons maintenant déterminer si la diminution de la largeur de ligne permet d'obtenir une bonne conformité. Les photographies des figures 88 et 89 montrent la morphologie des chemins dopés sur plan (100) et (111) pour trois largeurs de ligne différentes (50, 100 et 150 μm), obtenue pour une seule puissance (température équivalente de l'ordre de 1280 $^{\circ}\text{C}$) ; nous n'avons, en effet, pas mis en évidence de variation pour des puissances différentes.

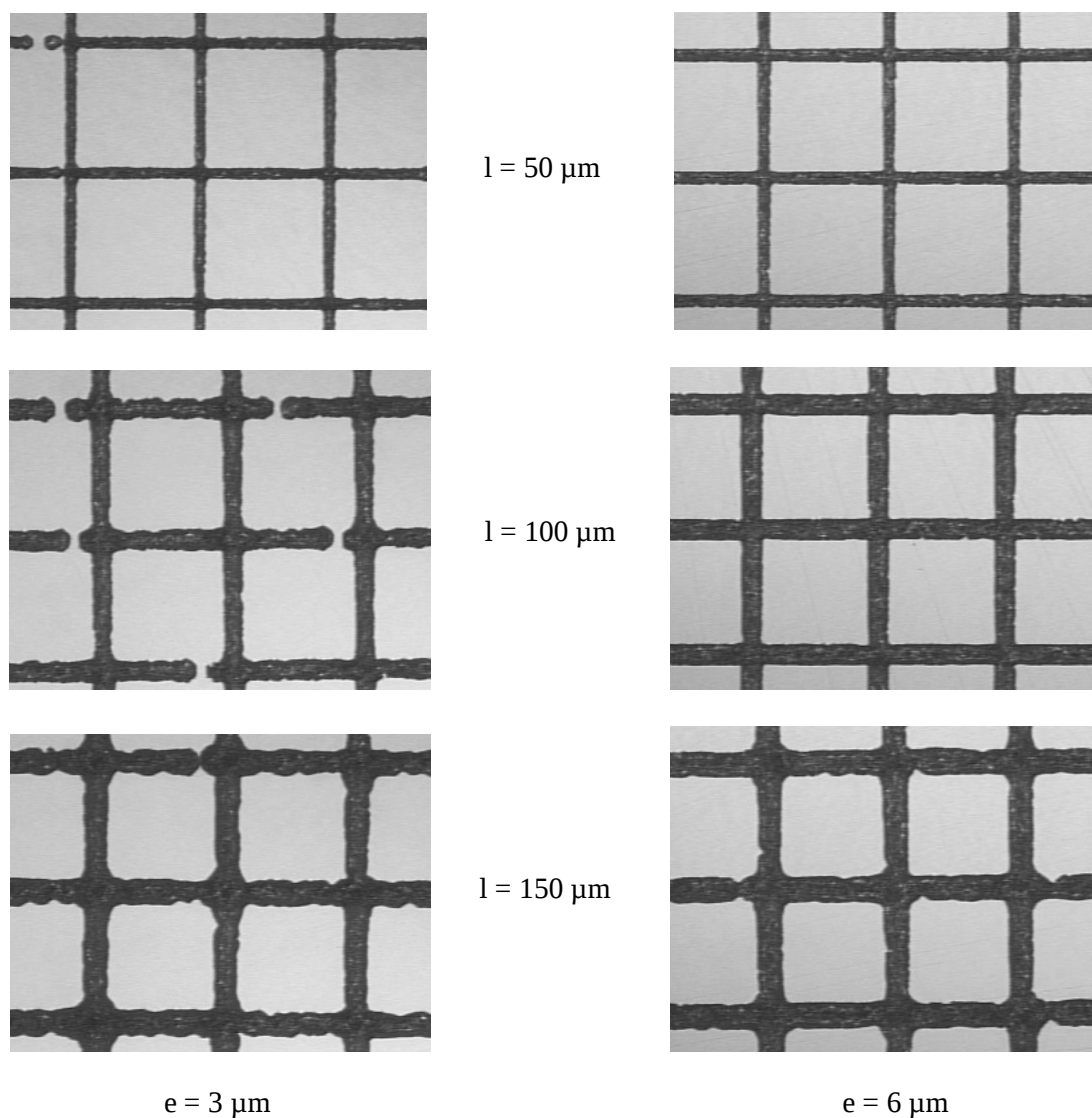


Figure 89 : Morphologie du chemin dopé, orientation (111)

Dans les deux cas 3 μm et 6 μm (100), nous voyons que la morphologie est très bonne pour des largeurs de ligne inférieures ou égales à 100 μm (figure 88). Ces deux configurations remplissent donc les contraintes de conformité énoncées dans l'introduction du chapitre. Par contre, à partir de la largeur de 150 μm , nous retrouvons les discontinuités et la morphologie perturbée obtenue pour 190 μm (voir figure 86). On peut aussi remarquer que, à largeur de ligne égale, la morphologie est meilleure pour l'épaisseur 6 μm , cela se voit très nettement pour la largeur 150 μm .

En ce qui concerne l'orientation (111), les résultats sont aussi meilleurs pour l'épaisseur 6 μm . Même si la morphologie n'est pas aussi bonne que pour l'orientation (100), cette configuration pourrait être utilisée dans un procédé industriel pour des lignes de largeur inférieures ou égales à 100 μm . Par contre, aucune largeur de ligne ne donne de résultats satisfaisants pour le cas 3 μm . Même la ligne de 50 μm présente une discontinuité et une morphologie irrégulière même si c'est moins mauvais que sur les autres lignes. A moins d'aménager le procédé, ce cas ne pourra pas être retenu.

De manière générale, les résultats montrent que la conformité est meilleure pour l'orientation (100), une forte épaisseur et une faible largeur. Le tableau de la figure 90 résume les différents essais (multi-grille et étude en fonction de la largeur de ligne).

Orientation	Epaisseur	Morphologie
(100)	3 μm	Excellente pour $l < 100 \mu\text{m}$
	6 μm	
	10 μm	Excellente pour $l > 150 \mu\text{m}$
(111)	3 μm	Mauvaise $\forall l$
	6 μm	Bonne pour $l < 100 \mu\text{m}$
	10 μm	Très bonne pour $l > 150 \mu\text{m}$

Figure 90 : Morphologie en fonction des facteurs orientation, épaisseur et largeur

Après avoir dégagé les paramètres importants ayant une influence sur la morphologie des lignes dopées (oxygène, orientation cristalline, épaisseur de dépôt et largeur de ligne), nous allons essayer d'expliquer les phénomènes mis en jeu. Tout d'abord, il est très clair que c'est l'oxygène qui provoque la non-conformité. La comparaison avec les recuits sous azote "pur" ne laisse aucun doute sur ce fait. L'oxygène exerce son influence sur l'alliage liquide au moment de sa formation et de sa pénétration dans le substrat. Il s'agit donc de phénomènes de surface, nous avons montré par une analyse EDX qu'il n'y a pas d'oxygène dissout dans l'alliage (moins de 1%) qui pourrait interagir dans le volume.

La non-conformité observée peut être alors expliquée par une croissance "anarchique" d'une couche d'alumine Al_2O_3 sur l'alliage liquide quand il est à la surface d'entrée. Du fait de

la nature liquide de l'alliage, sa réactivité vis-à-vis de l'oxygène est probablement très forte et la couche d'alumine formée peut être alors importante. Du fait de non-uniformités thermiques locales à la surface de l'alliage et d'une grande sensibilité probable de l'épaisseur vis-à-vis de la température, la couche d'alumine se formerait donc de manière très hétérogène sur les flancs de l'alliage. La morphologie de la ligne en fusion est alors affectée suivant l'épaisseur locale de la couche. A certains endroits, la couche pourrait même croître sur la face de l'alliage en contact avec le silicium, ce qui expliquerait les discontinuités observées.

Le fait que l'orientation (100) soit moins sensible à ces effets vient de la pénétration de l'alliage plus rapide que pour le plan (111), comme nous l'avons vu dans la partie consacrée à l'étalement. En effet, si on diminue le temps de présence de l'alliage à la surface de la plaquette, l'influence de l'oxygène est moindre puisqu'elle s'exerce uniquement avant la pénétration dans le volume. Nous avons aussi montré que la morphologie est meilleure pour des épaisseurs fortes et des largeurs faibles. Il semble donc que le degré de conformité soit une fonction du rapport d'aspect épaisseur / largeur de la ligne. Nous n'avons pas encore trouvé d'explication quant à cette dépendance dans le cadre du modèle exposé ci-dessus.

Enfin, il est possible maintenant d'expliquer pourquoi l'effet de l'oxygène sur la morphologie a le même seuil que celui de la pollution. Nous supposons que le seuil de formation de SiO à partir du silicium dans le liquide est le même que pour le solide. Dans ce cas, la réaction du silicium avec l'oxygène doit se faire en même temps que la croissance de l'alumine et empêche celle-ci de croître de manière importante. Dans le cas où la pression d'oxygène est supérieure à la pression limite, la réaction de formation de l'alumine est probablement prépondérante par rapport à la formation de SiO_2 à partir du silicium dans le liquide.

En conclusion, l'utilisation obligatoire de l'oxygène a donc un effet très néfaste sur la morphologie des lignes thermomigrées. Nous avons, tout de même, trouvé un certain nombre de configurations, notamment sur orientation (100), où la morphologie est "industrielle". Bien sûr, il serait intéressant d'améliorer la situation pour les résultats non conformes. Pour ce faire, il faut minimiser l'influence de l'oxygène sur l'alliage liquide. La première solution serait de réduire au maximum le temps de présence de l'alliage à la surface d'entrée, mais nous n'avons pas trouvé de moyen pour le faire. La deuxième solution est d'interdire le contact "physique" entre l'oxygène et l'alliage et ce, au moyen d'une couche d'encapsulation. Par exemple, il est possible de faire croître sur l'aluminium solide une couche d'alumine de 200 Å environ en 2 heures à 550 °C [18]. La couche ainsi formée doit être beaucoup plus fine et homogène que les couches formées à partir du liquide. Si la diffusion de l'oxygène à travers cette couche est limitée pendant le recuit de thermomigration, l'influence néfaste de l'oxygène sur l'alliage sera évitée et la conformité obtenue meilleure.

Enfin, l'oxygène est utilisé pour éviter la formation de SiO et pour passiver la surface. D'autres gaz peuvent remplir cette fonction de passivation. Par exemple, le monoxyde d'azote NO [19] et le protoxyde d'azote N_2O [20] permettent de former des couches adhérent à la surface, à savoir un mélange d'oxyde et de nitrure de silicium (oxynitrures). De même, le traitement à l'ammoniac NH_3 [21] provoque la formation de nitrure de silicium, contrairement à l'azote qui est un gaz moins réactif vis-à-vis du silicium. Ainsi, dans nos essais sous azote "pur", nous avons montré que la formation de SiO à partir des traces d'oxygène se faisait préférentiellement à la nitruration. Après avoir vérifié les propriétés de passivation des gaz cités, il sera alors intéressant d'étudier leur effet sur la thermomigration, et notamment sur la morphologie des lignes dopées.

II.4.3 Formation de billes en face d'entrée

Le deuxième effet néfaste de l'oxygène est la formation de billes sur la face d'entrée, billes absentes lors des recuits sous azote "pur". La figure 91 montre une de ces billes, dont le diamètre est énorme (de l'ordre de 3 mm). L'analyse EDX révèle que ces billes sont constituées d'oxygène (35 %), de silicium (15 %) et d'aluminium (50 %). Le volume que peuvent prendre ces amas ainsi que leur observation visuelle laissent penser que leur structure est très poreuse.

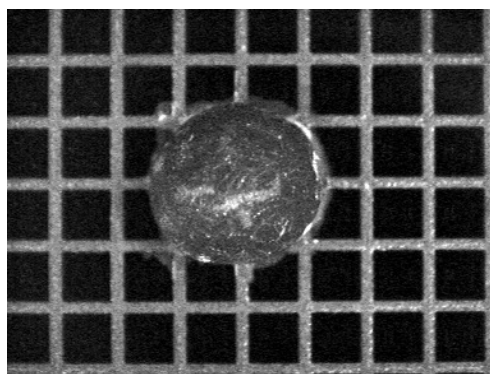
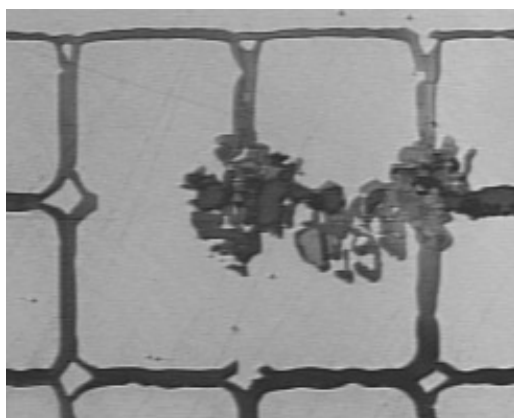
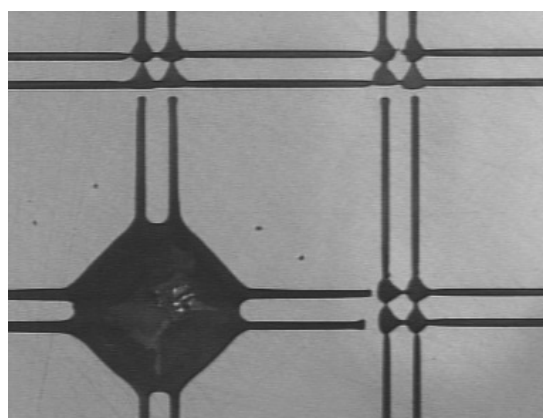


Figure 91 : Bille en face d'entrée

Il faut éviter la formation de ces billes et ce, pour au moins deux raisons. La première est que leur présence rend difficile les étapes de fabrication venant après la thermomigration (manipulations des plaques, photolithographies, rectification, dépôt métallisations, voir partie IV.1.3). Le risque de casse est très grand, ce qui peut dégrader fortement le rendement mécanique du lot traité. La deuxième raison est que les billes ont une influence sur la morphologie des lignes dopées. En effet, on retrouve leur trace sur la face de sortie. Ceci veut dire qu'il y a eu migration d'un alliage liquide de même extension latérale que la bille, qui est vraisemblablement une partie de cette bille, l'autre partie restant sur la face d'entrée. Si la bille se forme à une intersection, comme c'est souvent le cas, la morphologie du chemin dopé peut alors être affectée sur quatre puces. La figure 92 montre deux exemples de polissage dans le volume montrant l'influence des billes sur la morphologie du chemin dopé.



Cas simple ligne, $l = 200 \mu\text{m}$



Cas double grille, $2 \times 50 \mu\text{m}$

Figure 92 : Influence des billes sur la morphologie des lignes dopées dans le volume

Sur les plaquettes "multi-grille" (largeur de 150 à 230 μm) et pour une pression d'oxygène de 4 Torr environ, ces billes sont toujours très nombreuses (quelques centaines) et leur taille varie suivant le cas étudié : petites billes ($< 1\text{ mm}$ de diamètre environ) pour les cas $e = 3$ et $6\text{ }\mu\text{m}$, plan (100), grosses billes ($> 1\text{ mm}$ de diamètre environ) pour $e = 10\text{ }\mu\text{m}$, plan (100) et tous les cas sur plan (111). Pour des largeurs de ligne supérieures à $150\text{ }\mu\text{m}$, le nombre de billes par motif ne varie pas en fonction de la largeur.

Nous pouvons remarquer ici que, pour les configurations "continues" avec oxygène, il y a toujours formation de grosses billes, ce qui, bien sûr, n'est pas favorable pour la mise au point du procédé final.

Comme pour l'étude de la morphologie, nous avons réduit la pression d'oxygène (tout en restant en situation non polluante) pour voir l'influence sur la génération des billes. Des essais à une pression de 1.5 Torr d'oxygène sur les mêmes motifs "multi-grille" ont montré qu'il reste un nombre très important de billes (environ 50 sur la plaquette). L'effet de l'oxygène est, là aussi, graduel. Même si la quantité de billes diminue, la quantité d'oxygène juste nécessaire à la non-pollution est suffisante pour provoquer la formation de ces billes d'alumine. Il nous faut donc trouver un moyen pour en réduire le nombre, sachant que le but est de les supprimer complètement.

La première méthode envisagée est de débiter le recuit sous azote « pur » de façon à former l'alliage liquide Al/Si sans interaction avec l'oxygène, et ce à des températures relativement basses pour que l'oxygène contenu en impuretés dans l'azote suffise pour ne pas polluer la chambre. Ensuite, quand la température augmente, l'oxygène est introduit dans la chambre pour éviter la formation de SiO et donc la pollution du hublot. Nous avons testé différents instants d'ouverture de la vanne à oxygène. Parfois, l'ouverture de la vanne se fait avant même le début de la rampe de montée car il faut prendre en compte le temps d'arrivée du gaz de la vanne à la chambre. Le cycle thermique testé est le suivant : environ $1280\text{ }^\circ\text{C}$, réglage du débitmètre massique pour que la pression d'oxygène soit de 1.5 Torr en régime stationnaire. Voici les résultats de ces essais (t_0 est l'instant du début de la rampe du cycle thermique) :

- ouverture de la vanne à $t_0 + 15\text{ s}$: essai non significatif car la pollution est très importante
- ouverture à $t_0 - 15\text{ s}$: idem $t_0 + 15\text{ s}$
- ouverture à $t_0 - 30\text{ s}$: pas de pollution, environ 20 billes restantes
- ouverture à $t_0 - 1\text{ min}$: pas de pollution, environ 50 billes, cette configuration n'améliore pas les choses par rapport au procédé standard à 1.5 Torr

La conclusion est que la configuration la meilleure ($t_0 - 30\text{ s}$) ne permet pas de se débarrasser des billes d'alumine (il en reste 20). L'introduction différée de l'oxygène ne suffit donc pas. La deuxième idée est de faire un palier à basse température sous azote en évitant la pollution pour permettre à l'alliage de se former sans qu'il y ait d'interaction avec l'oxygène, oxygène introduit délibérément par la suite du recuit. Ce palier est non polluant car, à basse température, la concentration résiduelle d'oxygène contenue dans l'azote est suffisante pour assurer la formation de SiO_2 .

Nous avons ainsi déterminé la puissance maximale sans formation de SiO i.e. sans pollution notable de la chambre mais aussi sans gravure thermique de la plaquette. Le taux d'impuretés d'oxygène dans l'azote utilisé est de 3 ppm, ce qui, à pression atmosphérique, correspond à une pression partielle d'oxygène de $2.3 \cdot 10^{-3}$ Torr. La température donnée par la courbe de la pression limite (voir figure 77) est de 1020 °C, ce qui constitue la valeur limite inférieure de la température du recuit.

Nous avons ensuite intégré ce palier dans un recuit typique de thermomigration. La séquence est alors la suivante : montée de 20 à 1020 °C, palier à 1020 °C de quatre minutes pour formation de l'alliage, montée de 1020 à 1280 °C, palier de thermomigration à 1280 °C pendant quatre minutes puis descente à température ambiante. Le nombre de billes obtenu dans ce cas est de l'ordre de 10. L'objectif de ce recuit était de supprimer les billes, le résultat n'est donc pas concluant. D'autres voies ont été explorées, telles que la réduction ou l'augmentation des vitesses de montées en températures. Le nombre de billes est diminué (à 15 dans les deux cas) mais sans jamais s'annuler.

Ce travail a été répété pour des grilles connectées de largeur différente, 50, 100, 150 et 200 μm . Nous avons été surpris de constater que les résultats sur les lignes larges ne sont pas identiques aux résultats précédents, le nombre de billes sur les largeurs 150 et 200 μm est de l'ordre de 5 contre 50 pour un procédé sous une pression partielle d'oxygène de 1.5 Torr. Cet écart a été attribué au motif du dépôt d'aluminium différent dans les deux cas. Pour les premiers essais (multi-motifs de 150 à 230 μm), les grilles "élémentaires" ne sont pas reliées entre elles alors que dans l'autre cas (grilles de 50, 100, 150 et 200 μm), même s'il y a modification de la largeur en passant d'une grille à l'autre, les lignes sont continues sur toute la plaquette sauf au bord.

Pour tous les cas testés, orientation (100) et (111), épaisseur 3 et 6 μm , température allant de 1200 à 1350 °C, le nombre de billes est quasiment le même et ne dépend que de la largeur de la ligne ; de l'ordre de 5 pour les lignes 150 et 200 μm , aucune pour 50 et 100 μm . Par contre, si leur nombre diminue, leur diamètre augmente en moyenne de 0.5 mm environ à plus de 2 mm.

Après avoir déterminé les paramètres influant la génération de billes, à savoir la pression d'oxygène, le dessin (pire cas : "multi-grille") et la largeur des lignes d'aluminium (le nombre augmente avec cette largeur), nous pouvons maintenant essayer de donner une explication du phénomène.

Lors du recuit sous oxygène, il y a croissance d'une couche d'alumine sur l'alliage liquide. Cette couche peut se former dès les basses températures. Au fur et à mesure de la montée en température, l'alliage liquide augmente de volume par dissolution de silicium pour que sa composition moyenne suive la courbe du *liquidus*. Cette augmentation de volume se répercute sur la partie émergée de l'alliage. Dans le même temps, la couche d'alumine a tendance à se dilater du fait de l'expansion thermique. Si le volume d'alliage augmente trop rapidement, la dilatation de l'alumine ne peut plus suivre et il peut y avoir rupture de la couche. Sur les lignes, cette rupture est peu probable car la dilatation ne se fait que dans une seule dimension, celle de la largeur. Par contre, aux intersections, la dilatation a lieu dans les deux dimensions du plan de la plaquette et la rupture est alors plus probable. L'ouverture dans l'alumine est alors de nature quasi-punctuelle et l'alliage s'en échappant prend la forme d'une sphère, forme correspondant au minimum d'énergie de surface, qui s'oxyde pendant le reste du recuit.

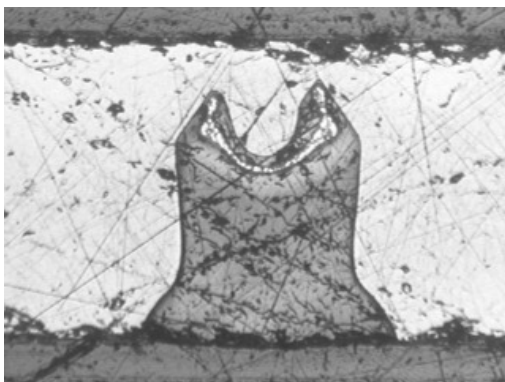
Ce modèle explique ainsi pourquoi les billes se rencontrent généralement aux intersections des lignes. De même, la dilatation de l'alumine sur les lignes larges est plus importante, ce qui accroît le risque de rupture. Enfin, la sensibilité au motif d'aluminium s'explique peut-être par une plus grande instabilité de l'alliage dans les cas discontinus.

La conclusion de cette partie est que le nombre de billes est minimisé pour des largeurs de ligne inférieures ou égales à 100 μm . Avec les essais sur la conformité, cette étude montre donc qu'il faut se diriger vers les lignes fines pour obtenir un procédé industriel. Nous le verrons plus tard, cette nécessité n'est pas compatible avec l'obtention d'une largeur de chemin dopé suffisante pour permettre la découpe de la puce.

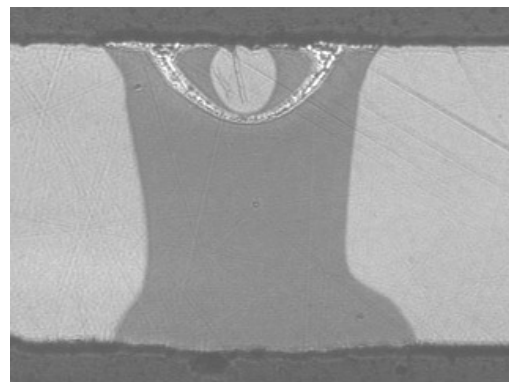
II.4.4 Stabilité de la goutte dans le volume

Après avoir étudié de manière détaillée les écarts à la morphologie idéale induits par les phénomènes de surface, nous allons donner les conditions de la stabilité de la goutte dans le volume du substrat. Cette stabilité est définie comme étant la capacité de la goutte à garder son intégrité au cours de sa migration dans le volume du substrat, sans se scinder en plusieurs morceaux. Si les gouttelettes issues de la scission ont des tailles différentes, les plus petites risquent de se solidifier dans le substrat, soit parce qu'elle migrent moins rapidement que les autres, soit parce qu'elles sont trop petites pour migrer. Ces inclusions solides riches en aluminium sont absolument à éviter. Elles peuvent, en effet, générer des contraintes importantes (voir partie II.2.3), provoquer dans le composant la fusion du silicium (à la température eutectique) s'il y a un point chaud ou augmenter les courants de fuite.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, la conductivité thermique de l'alliage liquide est supérieure à celle du silicium. Le calcul numérique a ainsi montré que le gradient vertical au centre de la goutte est inférieur à la valeur à la périphérie. Le centre de la goutte a donc tendance à migrer moins vite que la périphérie. La figure 93 confirme ce fait sur deux types de caissons thermomigrés. La micro-section de gauche montre un exemple de caisson sur plan (100) dont la migration a été volontairement arrêtée au milieu de la plaquette. La largeur de la ligne est égale à 200 μm , son épaisseur à 6 μm et la température du recuit est de l'ordre de 1300 °C. La deuxième micro-section montre un caisson dont la migration est terminée sur les bords mais pas au centre (motif de largeur 230 μm et d'épaisseur 6 μm , plan (111), température de recuit 1300 °C).



plan (100)



plan (111)

Figure 93 : Migration des gouttes de largeur importante (200 μm et plus)

Nous voyons donc très nettement que la migration est retardée au centre de la goutte. Ce phénomène est observé uniquement pour des largeurs de ligne supérieures ou égales à 200 μm . Les micro-sections de la partie II.6, dédiée à la largeur de chemin dopé, montrent que la goutte garde sa cohérence pour des largeurs de 100 μm . La distorsion de la goutte est plus importante sur les lignes larges du fait que les forces de tension de surface sont moindres par rapport aux gouttes de faible largeur. S'il n'y a pas scission de la goutte, une telle distorsion n'est pas gênante à condition que le recuit se poursuive jusqu'à ce que l'intégralité de l'alliage ait émergé (contre-exemple : micro-section de droite).

Dans certains cas, la déformation de la goutte est telle que les forces de tension de surface ne sont plus suffisantes pour maintenir l'intégrité de la goutte et celle-ci se morcèle. La figure 94 montre la micro-section obtenue pour une migration sur plan (100) à 1350 °C, pour une largeur de ligne de 200 μm et une épaisseur de 6 μm . La goutte s'est scindée en deux, peu après sa pénétration dans le volume. La taille de ces gouttes est très différente et la plus petite migre moins rapidement que l'autre. Nous voyons donc ici que le risque de laisser une inclusion métallique dans le substrat est grand si la migration est arrêtée à l'arrivée de la goutte la plus grande.

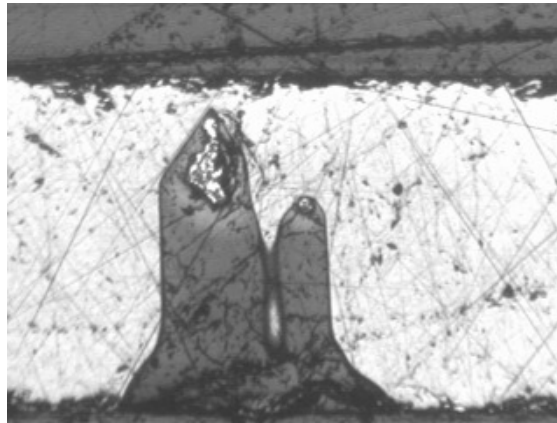


Figure 94 : Scission d'une goutte en migration

En conclusion, la stabilité dans le volume est affectée dans les cas où la largeur de la ligne d'aluminium est importante (supérieure ou égale à 200 μm) et la température de recuit supérieure à 1300 °C. Dans toutes les autres situations, la goutte garde sa cohérence (même si elle peut être déformée) au cours de la migration.

II.5 Intégrité de la surface après thermomigration

Comme nous le verrons dans la partie IV.1.2, nous avons choisi d'effectuer la thermomigration après la diffusion de la structure active du composant de puissance, i.e. vers la fin de l'enchaînement de fabrication. De ce fait, il est indispensable d'obtenir un bon état de surface après le recuit de thermomigration ; une rectification ou un polissage de surface est alors complètement exclu (présence de couches d'oxydes de passivation, profondeur des jonctions déjà déterminée).

Aux extrémités du caisson (emplacement initial de la ligne d'aluminium en face d'entrée et émergence à la sortie), la surface obtenue après thermomigration peut être caractérisée par sa morphologie (rugosité) et sa nature chimique (présence ou non de couches

minces). En effet, la recristallisation d'une phase liquide à la face d'entrée et de sortie peut s'accompagner d'un certain relief. De même, l'aluminium présent dans l'alliage liquide peut être hautement réactif vis-à-vis de l'atmosphère gazeuse de la chambre. Nous allons voir pourquoi le phénomène est gênant vis-à-vis d'une utilisation industrielle du procédé et quelles sont les réponses que nous avons tenté d'apporter pour résoudre ces problématiques.

II.5.1 Formation de couches minces sur le caisson par réaction de l'alliage liquide

La figure 95 représente le dessin d'une coupe de plaquette thermomigrée montrant les différents phénomènes chimiques ayant lieu sur les deux faces de la plaquette.

Au début de la migration, l'alliage liquide Al/Si reste un certain temps à la surface et l'aluminium réagit alors avec l'atmosphère de la chambre de traitement. Nous avons mis en évidence que la réaction se faisait avec l'oxygène, qu'il soit à l'état d'impuretés (cas azote "pur") ou introduit intentionnellement dans la chambre. Dans les deux cas, il se forme une couche d'alumine à la face d'entrée à l'endroit de la ligne initiale d'aluminium. Cette couche se forme au début du procédé et voit donc la totalité du bilan thermique du recuit. Quand l'alliage liquide arrive à la face de sortie, il y a, à nouveau, réaction de l'aluminium avec l'oxygène pour former une deuxième couche d'alumine. Cette couche est limitée en épaisseur (faible diffusion de l'oxygène à travers), si bien que tout l'aluminium n'est pas consommé. A la descente en température, le liquide s'appauvrit progressivement en silicium jusqu'à la température eutectique où une couche solide riche en aluminium se solidifie, avec au-dessus, la couche d'alumine formée à l'émergence.

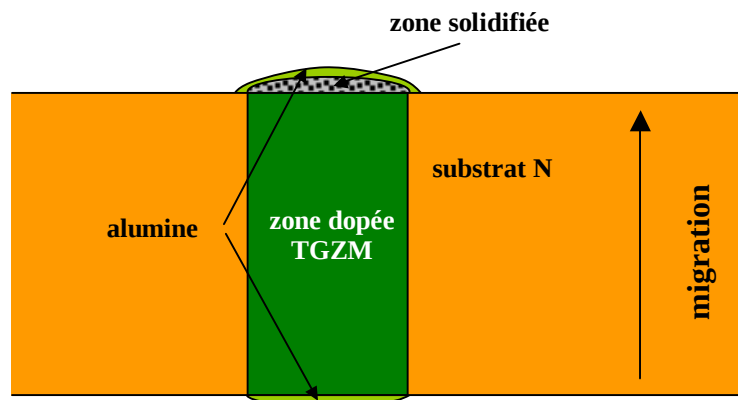


Figure 95 : Réactions de surface sur le caisson

La présence des couches d'alumine pose deux problèmes majeurs. Tout d'abord, il paraît important de pouvoir se débarrasser du résidu d'aluminium qui se solidifie après le recuit en face de sortie. En effet, cette couche est de nature métallique et peut donc interagir avec le composant, même si elle n'est pas polarisée. De plus, si l'on veut prendre un contact ohmique sur le caisson, cette couche dont la forme et la composition ne sont pas forcément très bien contrôlées n'est pas la plus indiquée pour faire office de métal de contact. On voit donc qu'il est nécessaire d'enlever ce résidu riche en aluminium après la thermomigration. Nous verrons que les différentes couches le recouvrant ne facilitent pas du tout sa gravure par des moyens classiques de la microélectronique.

Ensuite, la présence d'alumine sur les deux faces est susceptible de poser un problème lors de la découpe de la puce. En effet, à moins de privilégier la configuration double grille avec un espacement suffisant, la découpe se fait dans le caisson. L'entame de la découpe a donc lieu sur ces couches. Or, les matériaux à base d'alumine sont connus pour être très durs, ce qui pourrait provoquer des difficultés lors du passage de la scie (usure prématurée de la scie, écailles de silicium, zone de découpe très perturbée). *A priori*, il semble donc important de se débarrasser de ces couches "parasites".

Nous avons mis en évidence que la nature des couches aluminées et la difficulté à les enlever dépend de l'atmosphère du recuit. Au début de notre étude, les recuits se faisaient sous azote "pur". Dans ce cas, ce sont les impuretés d'oxygène contenues dans le gaz qui réagissent avec l'aluminium présent dans l'alliage liquide (entre autres) pour former une couche d'alumine en face d'entrée et de sortie. Après une étude bibliographique infructueuse en dehors du KOH, éliminé pour des raisons de contamination ionique et de non-sélectivité vis-à-vis du silicium, nous avons essayé d'enlever ces couches par une gravure chimique avec une solution PAN (composée d'acide Phosphorique H_3PO_4 , d'acide Acétique CH_3COOH , d'acide Nitrique HNO_3 et d'eau). Cette solution est utilisée de manière classique en microélectronique pour la gravure de l'aluminium. Les premiers essais ont été effectués à température ambiante avec agitation ultrasonique. Le résultat n'est pas concluant même après 30 minutes de traitement et ce pour les deux faces. La couche d'alumine n'est donc pas (ou très peu) gravée par la solution PAN. Nous avons refait le même essai à une température de 80 °C, pendant 10 minutes. La figure 96 montre le résultat obtenu en surface et en coupe, à la face de sortie des motifs.

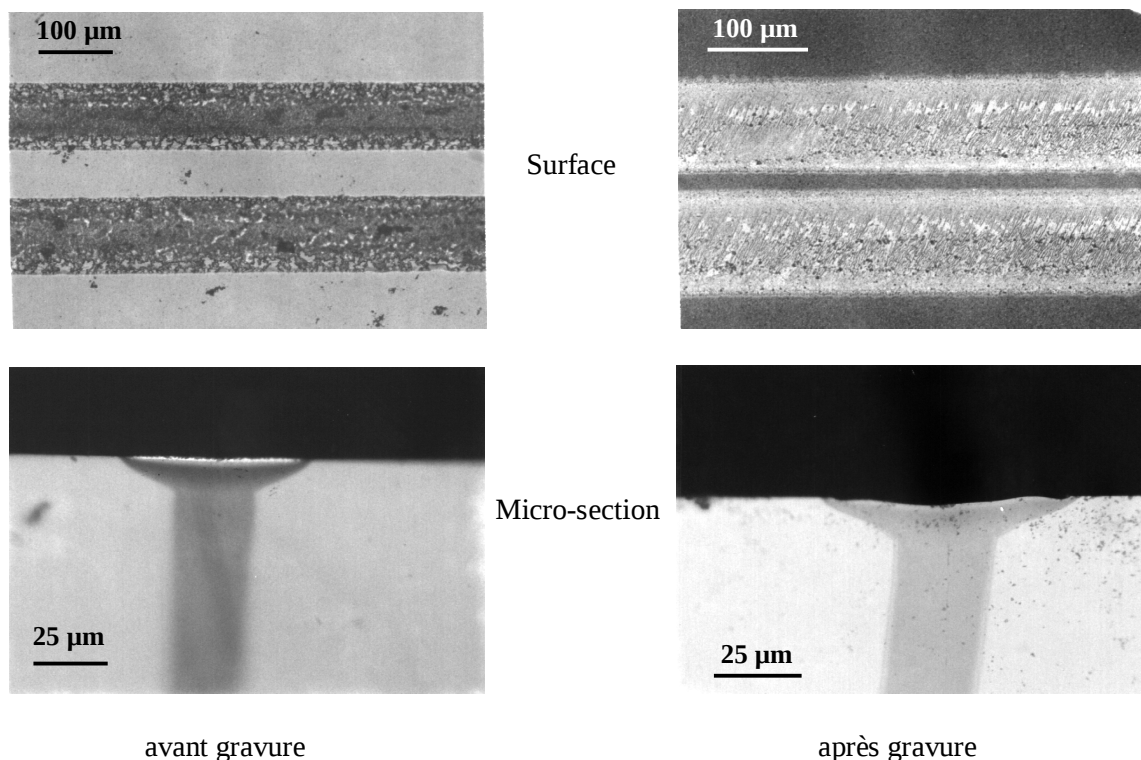


Figure 96 : Gravure PAN à 80 °C, après recuit sous azote "pur"

L'observation de la surface montre très clairement que la couche d'alumine en sombre sur la photo de gauche a été enlevée lors de l'attaque par la solution PAN. La micro-section révèle alors que la couche riche en aluminium (brillante sur la photo de gauche) a été gravée. Le matériau mis à nu est donc du silicium dopé aluminium. Par contre, ce retrait de la couche d'alumine n'est pas uniforme sur toute la plaquette. La figure 97 montre une photographie MEB d'un motif où l'alumine n'a été enlevé que partiellement. Une analyse EDX a été faite sur chacune des zones distinctes du motif émergé. La première montre que le matériau analysé est constitué uniquement de silicium (à la précision de la mesure près). Dans cette région, la gravure PAN a donc été efficace, l'alumine et la couche riche en aluminium ont été enlevées. Par contre, la deuxième région est composée d'aluminium et d'oxygène, dans ce cas, l'alumine n'a pas été enlevée et donc l'aluminium non gravé.

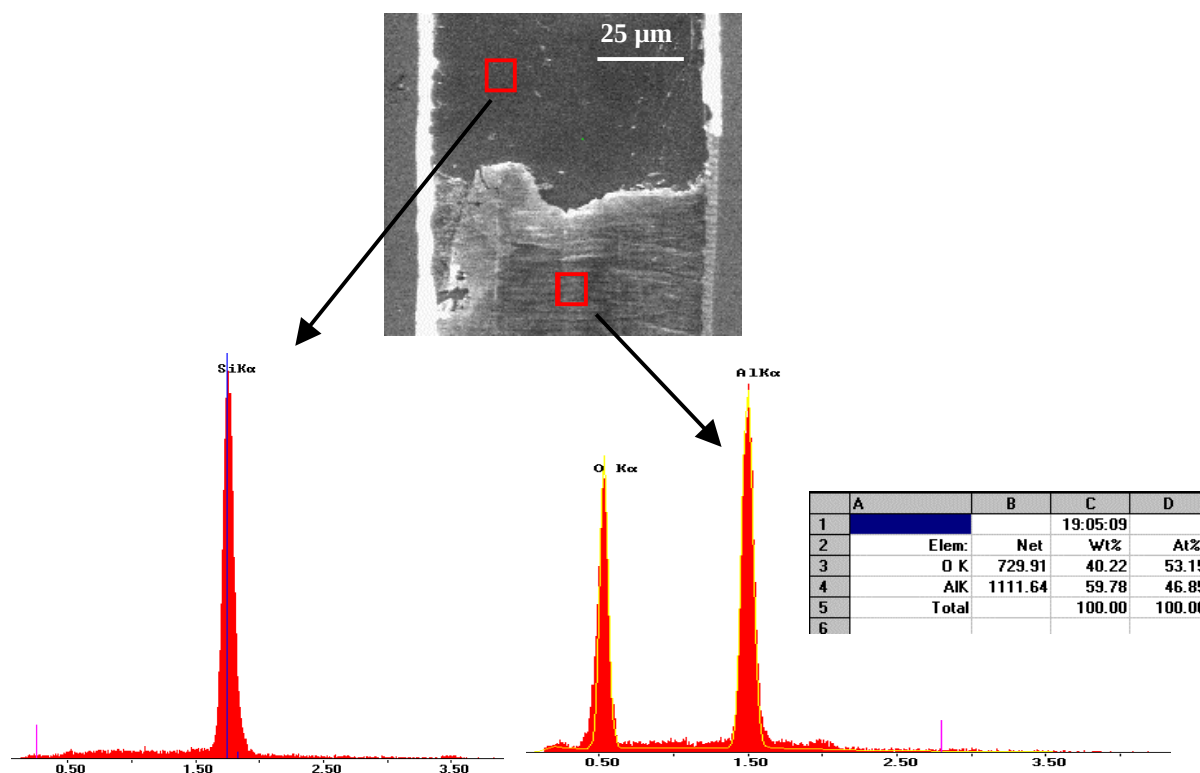


Figure 97 : Analyse EDX après gravure PAN, énergie des électrons 5 keV

Il semble donc que la fragilisation de l'alumine soit thermiquement activée permettant ainsi à la solution PAN de s'infiltrer et de venir au contact de la couche riche en aluminium pour la graver. N'ayant plus de support sur lequel reposer, l'alumine est alors enlevée de la surface. Nous avons aussi mis en évidence que l'activation thermique de la fragilisation de l'alumine ne se fait pas de manière uniforme sur toute la plaquette. A certains endroits, elle est suffisamment résistante pour ne pas être fragilisée. La solution PAN ne peut alors pas s'infiltrer pour graver l'aluminium et le retrait des couches indésirables est donc inopérant. Enfin, la couche formée sur la face d'entrée de la plaquette n'est pas du tout enlevée par la gravure PAN. Il semble donc que cette couche soit beaucoup moins fragile que celle de la face de sortie. Le temps de recuit vu par les deux couches n'est pas le même, la couche d'entrée subit l'ensemble du procédé alors que la couche de sortie se forme à la fin. Le recuit agit comme une densification ou un renforcement de la couche d'entrée. De plus, l'absence de la couche riche en aluminium ne permet pas l'enlèvement de l'alumine après sa fragilisation.

Le caractère partiel de l'enlèvement des couches aluminées et donc de l'aluminium nous a poussé à chercher d'autres solutions d'attaque. Après différents essais infructueux avec de l'eau oxygénée, de l'acide fluorhydrique HF et le mélange acide fluorhydrique / fluorure d'ammonium (NH_4F), l'attaque par une solution d'eau régale (mélange acide chlorhydrique HCl 82 % vol. et acide nitrique HNO_3 18 % vol.) a donné de très bons résultats. La figure 98 montre l'état de la surface de sortie après un traitement de 2 minutes à température ambiante. Cette photographie montre bien, comme pour la gravure PAN, que l'alumine et l'aluminium ont été enlevés lors de l'essai. De plus, le phénomène est uniforme sur toute la face de sortie de la plaquette traitée. Par contre, l'alumine n'est toujours pas enlevée en face d'entrée pour les raisons évoquées précédemment.

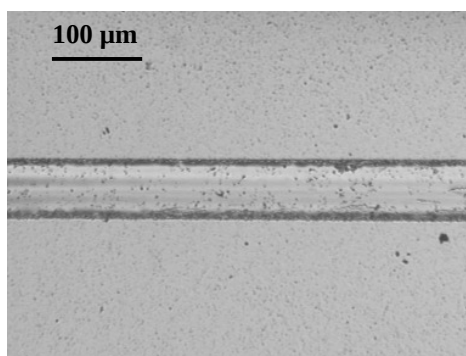


Figure 98 : Etat de la face de sortie après attaque à l'eau régale, recuit sous azote "pur".

Le traitement à l'eau régale est donc efficace pour enlever les résidus aluminés en face de sortie des motifs thermomigrés, dans le cas où le recuit se fait sous azote "pur". C'est pendant ces essais que nous avons mis en évidence la nécessité de l'utilisation d'oxygène au cours du recuit pour empêcher la pollution de la chambre par le SiO et la gravure thermique du silicium. La réaction de cet oxygène avec l'aluminium de l'alliage liquide va donc être plus importante et conduire à la formations de couches aluminées de nature différente. Des observations MEB et des analyses EDX sur les couches d'alumine formées avec ou sans oxygène ont été effectuées pour analyser les différences entre les couches (figure 99).

Les photos MEB montrent que les couches formées avec oxygène sont plus homogènes que celles formées sans. La composition des couches avec oxygène correspond à la stœchiométrie de l'alumine Al_2O_3 (60 % oxygène et 40 % aluminium), ce qui n'est pas le cas pour les autres couches. Nous interprétons cet écart par une épaisseur moindre des couches formées sans oxygène. La profondeur d'analyse étant la même (même énergie des électrons incidents), dans un cas (avec oxygène), on reste dans la couche et dans l'autre, on atteint le matériau situé en-dessous de la couche. C'est pour cette raison que, sur la face d'entrée, du silicium est détecté et que, sur la face de sortie, du silicium et un excès d'aluminium sont détectés (mélange eutectique solidifié).

Les couches d'alumine formées sous oxygène sont donc plus homogènes et plus épaisses que celles formées sous azote "pur", ce qui les rend plus robustes à la gravure chimique. Nous avons ainsi appliqué le traitement à l'eau régale à des plaquettes recuites sous une pression partielle d'oxygène de 1.5 Torr (condition non polluante déterminée dans la partie II.3). Le résultat est très mauvais même après deux heures de traitement, les résidus ne sont enlevés qu'en quelques endroits de la plaquette (voir figure 100).

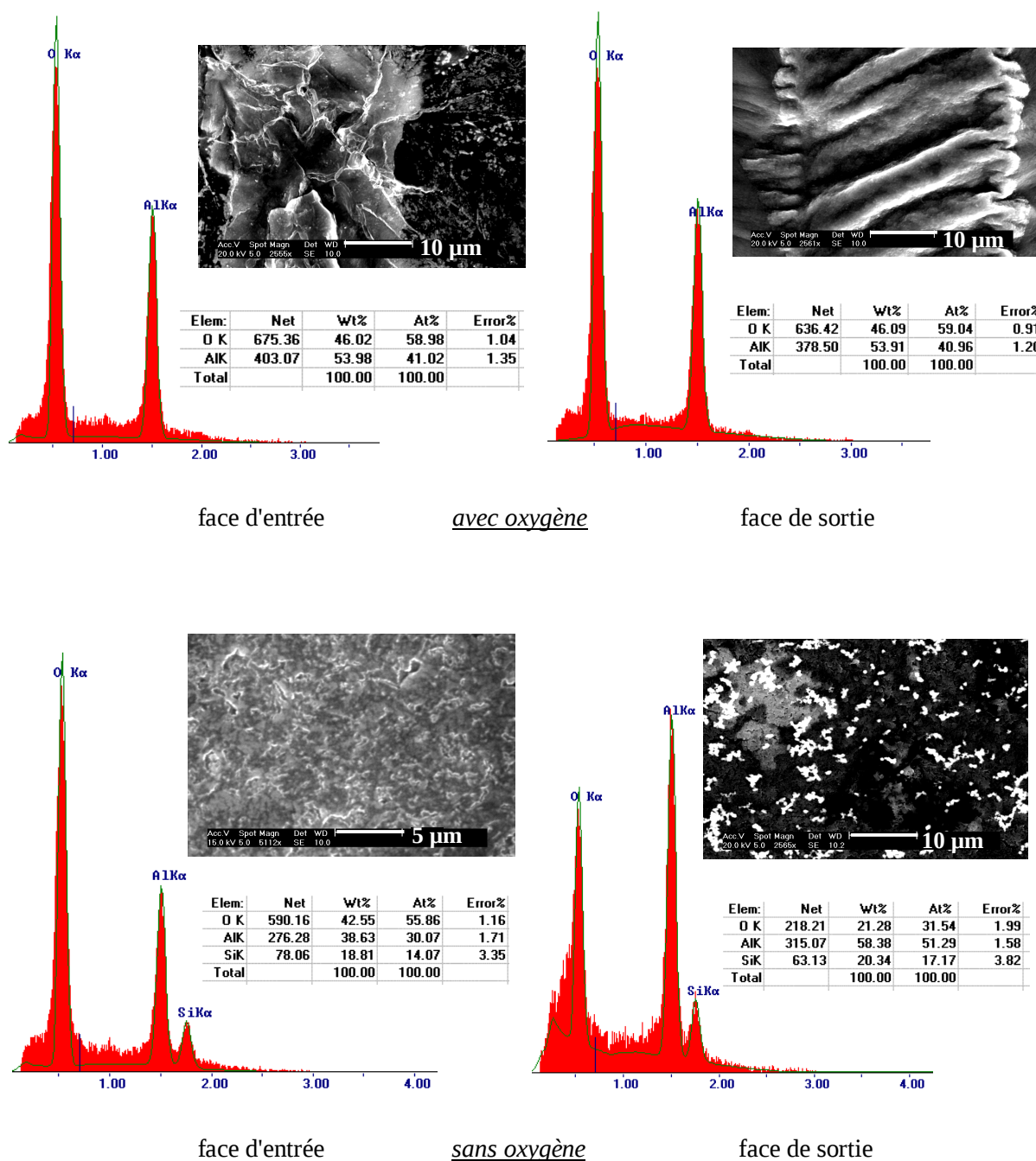
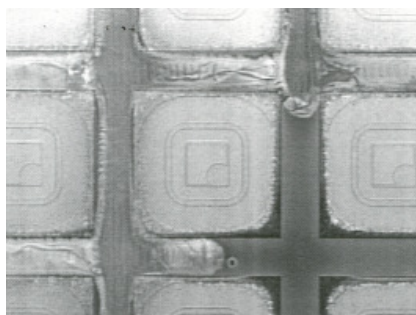
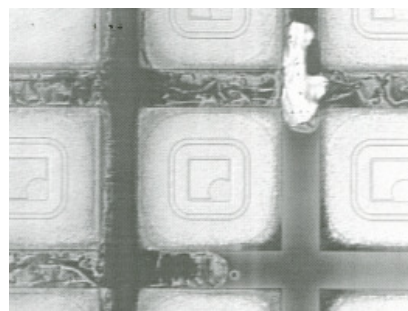


Figure 99 : Analyses EDX des couches d'alumine formées pendant le recuit de thermomigration (énergie des électrons 5 keV)

Comme vu précédemment, l'attaque à l'eau régale ne constitue pas une vraie gravure de l'alumine, sinon elle serait efficace dans ce cas. Ici, la couche d'alumine est trop homogène et/ou épaisse pour que la solution puisse s'infiltrer et graver l'aluminium. Le traitement à l'eau régale étant le plus efficace dans le cas azote "pur", nous n'avons pas essayé les autres solutions testées auparavant.



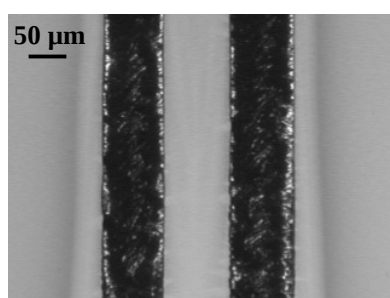
avant traitement



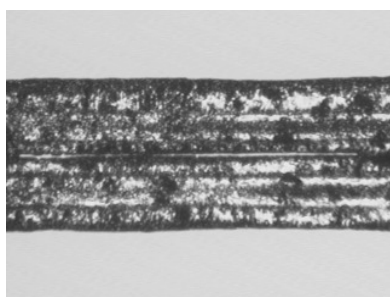
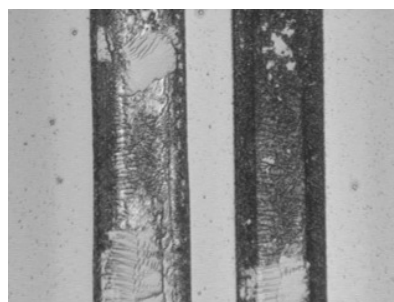
après traitement

Figure 100 : Attaque à l'eau régale, alumine formée sous oxygène

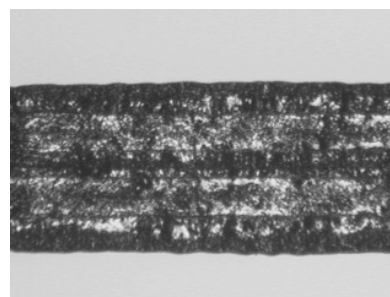
Nous n'avons donc pas trouvé de solution chimique capable de graver l'alumine formée avec introduction volontaire d'oxygène dans la chambre. Une autre méthode a donc été essayée : la gravure mécanique. Un premier essai a consisté à soumettre la plaquette à un jet d'eau déionisée haute pression (150/200 bar) dans un équipement destiné à nettoyer des plaquettes après polissage mécano-chimique (équipement de type Evergreen de la société SSEC, essai effectué au LCR d'Orsay). L'enlèvement des résidus est très mauvais. Nous avons ensuite procédé à un essai de gravure ionique de ces résidus dans un bâti de pulvérisation (équipement Eclipse de la société Tel). Les ions utilisés sont des ions Ar^+ bombardés à la surface de la plaquette sous une tension d'accélération de 1000 V, pendant 4 minutes. Là aussi le résultat n'est pas très bon. La figure 101 montre l'état de la face de sortie dans les deux cas avant et après traitement. Il est à noter, enfin, que la face d'entrée n'est pas du tout affectée par ces deux techniques.



**Gravure
ionique**



**Jet haute
pression**



avant traitement

après traitement

Figure 101 : Enlèvement des résidus aluminés par gravure "mécanique"

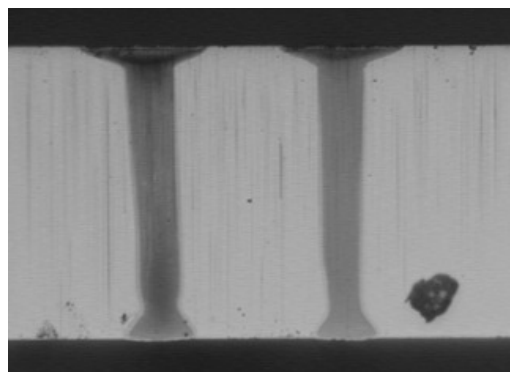
En conclusion, nous n'avons donc pas, actuellement, de méthode fiable pour enlever de manière uniforme les résidus aluminés sur les deux faces, ainsi que la couche riche en aluminium en face de sortie. La méthode utilisée, à savoir la fragilisation mécanique ou thermique des couches d'alumine ne donne pas de résultats satisfaisants. Nous avons alors repris l'étude de la bibliographie sur la gravure "réelle" de l'alumine en l'étendant aux brevets disponibles sur le sujet. Nous avons ainsi pu identifier certaines solutions chimiques non encore testées qui permettent la gravure des substrats d'alumine utilisés pour les circuits imprimés (dont l'EthylèneDiamineTétraAcétate EDTA [22]). Il reste à vérifier que ces solutions sont efficaces pour enlever les résidus post-thermomigration sur les deux faces de la plaquette.

II.5.2 Rugosité de la surface de la zone dopée

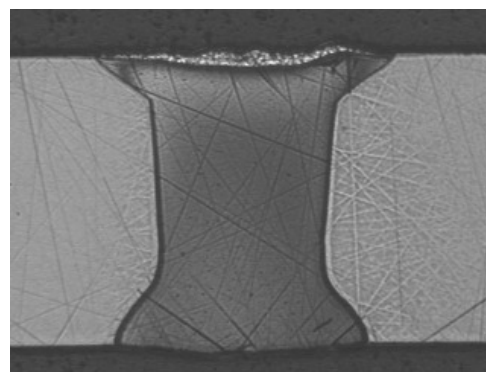
Le deuxième point concernant l'aspect de surface de la plaquette après le recuit de thermomigration est la rugosité induite par la recristallisation de l'alliage liquide en début de migration (face d'entrée) et à la descente en température (face de sortie). Cette rugosité doit être minimisée car elle peut avoir une influence néfaste sur les étapes de fabrication après la thermomigration. Si le relief est trop important (extension caricaturale : formation de billes), le risque de casse peut être augmenté lors de la manipulation des plaquettes ou l'aspiration sur les suscepteurs dans les équipements. Ensuite, la rugosité peut provoquer un mauvais étalement de résine lors d'une photolithographie et donc une mauvaise définition des motifs photogravés. De même, si l'on veut prendre un contact ohmique sur le caisson, il paraît très douteux de vouloir déposer un métal sur une région perturbée.

Enfin, du fait que la technique n'est plus connue en microélectronique de puissance, il faudra convaincre d'éventuels clients d'utiliser des produits "thermomigrés". Si l'aspect "cosmétique" des plaquettes ou des puces est trop mauvais, il y a un risque que le procédé ne paraisse pas attractif, même si le produit est fonctionnel et apporte des améliorations sensibles. Cet aspect est bien sûr très subjectif mais il est à prendre en compte dès l'étude de faisabilité.

Les microsections de la figure 102 montrent deux exemples représentatifs du relief de surface obtenu lors de nos essais de thermomigration, pour deux largeurs de ligne différentes, 50 et 200 μm , à une température de 1300 $^{\circ}\text{C}$ environ.



$l = 50 \mu\text{m}$, $e = 3 \mu\text{m}$



$l = 200 \mu\text{m}$, $e = 10 \mu\text{m}$

Figure 102 : Relief en face d'entrée et de sortie.

Le relief de la face d'entrée est faible. Nous pouvons remarquer son caractère très régulier en forme d'arc de cercle (surtout visible sur la ligne large). Cette forme est l'image de la partie émergée de la goutte liquide à la surface d'entrée. La rugosité de cette face dépend donc du volume de liquide qui n'est pas inséré dans le silicium à la formation de l'alliage. Des mesures par profilomètre Tencor confirment que la rugosité moyenne R_a est faible dans les deux cas : $0.5\text{ }\mu\text{m}$ pour la ligne de $50\text{ }\mu\text{m}$ (écart maximum R_t de l'ordre de $3\text{ }\mu\text{m}$) et $1\text{ }\mu\text{m}$ pour la ligne de $200\text{ }\mu\text{m}$ (R_t inférieur à $15\text{ }\mu\text{m}$). Ces valeurs sont tout à fait raisonnables même pour les lignes larges.

En ce qui concerne la rugosité de la face de sortie, la présence de la couche riche en aluminium ne permet pas de mesurer la rugosité du silicium situé en-dessous (photo de droite). L'observation des micro-sections permet, néanmoins, de donner quelques tendances. Ainsi, la rugosité augmente avec la largeur de ligne. Cette tendance a été vérifiée pour les largeurs intermédiaires de 100 et $150\text{ }\mu\text{m}$. De même, le relief augmente avec l'épaisseur du dépôt initial d'aluminium, de 3 à $10\text{ }\mu\text{m}$.

Le critère déterminant la rugosité en face de sortie est donc le volume de l'alliage en migration. En effet, plus ce volume est important, plus la recristallisation planaire du liquide due à des instabilités locales de la goutte (mouvement de la plaquette) est difficile, ces instabilités étant compensées par une cohésion plus importante pour les petites gouttes (tension de surface).

Une faible rugosité en face de sortie est donc obtenue pour des lignes de faible largeur. Cet élément, combiné avec les exigences de conformité et de chemin dopé, milite donc en faveur de l'utilisation de lignes fines et donc d'une configuration en double grille pour le procédé industriel.

II.5.3 Contamination de la plaquette par évaporation d'aluminium

Lors de nos premiers essais de thermomigration sous azote "pur", nous avons mis en évidence que le dépôt jaunâtre formé à cette occasion contenait de l'aluminium (voir analyse EDX de la figure 76). Nous en concluons donc que de l'aluminium s'est évaporé de l'alliage en fusion et s'est déposé sur le hublot de quartz. Ceci peut paraître contradictoire avec le fait qu'il se forme une couche d'alumine sur le métal en fusion. Or, nous avons vu plus haut que cette couche est très fine et irrégulière, voire poreuse. Il est donc tout à fait concevable que l'aluminium puisse s'évaporer malgré cette couche.

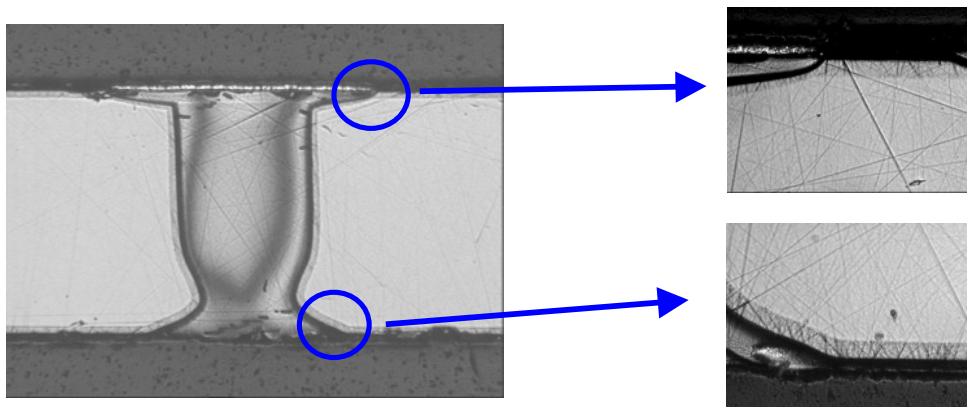


Figure 103 : Diffusion parasite de type P provoquée par l'aluminium évaporé

Les micro-sections effectuées sur des plaquettes sans aucun oxyde nous ont permis de confirmer cette hypothèse. L'aluminium évaporé se dépose sur le silicium et constitue une source de diffusion à l'état solide. Les photographies de la figure 103 montrent ainsi qu'une zone P pleine plaque s'est formée sur les deux faces de la plaquette pendant le recuit. Des analyses EDX de la surface du silicium nu ont confirmé la présence d'aluminium en quantité largement suffisante pour servir de source de diffusion (supérieure au %, ce qui donne une concentration à la surface de l'ordre de $5 \cdot 10^{20} \text{ at/cm}^3$).

Il se forme donc des zones P parasites à l'endroit où le silicium est mis à nu. L'aluminium se dépose aussi sur l'oxyde mais le recuit n'est pas assez long pour que celui-ci traverse l'oxyde et vienne doper le silicium. Nous verrons dans la partie IV.1.3 que cette contamination aluminium a des conséquences importantes sur l'insertion de la thermomigration dans une filière de fabrication.

L'introduction volontaire d'oxygène dans la chambre de recuit pour éviter la formation de SiO a permis d'apporter une solution à ce problème de contamination. En effet, l'oxygène réagit avec l'alliage liquide pour former une couche d'alumine homogène et imperméable, à la différence de celle formée à partir des résidus d'oxygène dans l'azote. Cette couche empêche alors l'évaporation de l'aluminium et donc la contamination de zones de silicium mises à nu. L'analyse EDX des surfaces de silicium et d'oxyde a révélé une nette diminution de la présence d'aluminium ; de fait, celui-ci n'est plus détectable par cette technique, sa concentration est donc inférieure à 1 %. De plus, les micro-sections ne montrent plus de zones P parasites là où l'oxyde est ouvert. La figure 104 montre les phénomènes mis en jeu avec et sans oxygène.

Le recuit sous oxygène présente donc l'avantage d'empêcher l'évaporation de l'aluminium grâce à l'encapsulation de l'alliage liquide par une couche d'alumine. Nous n'avons pas déterminé si l'évaporation est totalement supprimée (il serait intéressant de faire une analyse SIMS sur l'oxyde et/ou sur le silicium pour en être certain), mais nous verrons que le recuit sous oxygène permet de supprimer les problèmes liés à l'évaporation quant à l'insertion de la thermomigration dans une filière de fabrication.

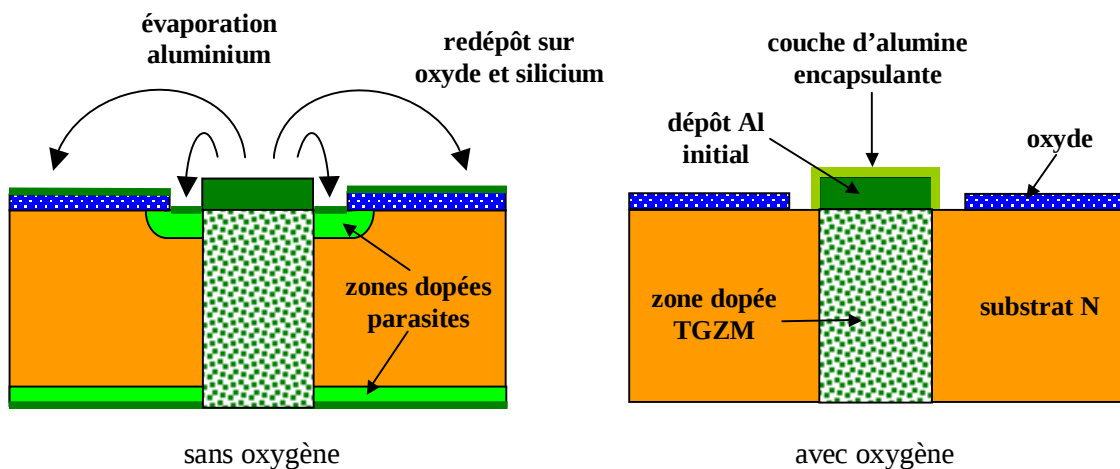


Figure 104 : Influence de l'oxygène sur l'évaporation de l'aluminium au début du recuit

II.6 Largeur du chemin dopé

Comme évoqué précédemment, la largeur minimale du chemin dopé doit être suffisante pour permettre une découpe dans le caisson. La largeur dédiée à cette découpe est de 100 μm . Cette valeur tient compte de la largeur de la scie utilisée et de la zone perturbée générée par la découpe sur le bord de la puce. *A priori*, la largeur de zone dopée est prédite par la théorie exposée dans le chapitre II. Pour l'orientation (111), la forme de la goutte passe par une période transitoire où sa largeur augmente. La largeur minimale du caisson est donc déterminée par la largeur initiale de la ligne d'aluminium. Théoriquement, le chemin dopé doit donc être suffisant avec une ligne de 100 μm . Dans le cas du plan (100), la largeur est donnée par la relation (38) du chapitre II. Elle dépend de la température, de la largeur et de l'épaisseur du dépôt d'aluminium. L'angle de pénétration de la goutte dans le matériau et donc l'angle que fait le chemin dopé avec la surface est alors égal à 54.7° (angle entre le plan (001) de la surface et les plans {111} qui facettent la goutte) et ce, quelles que soient la température et l'épaisseur du dépôt.

Dès le début des essais de thermomigration, nous avons mis en évidence que les largeurs de chemin dopé ne suivaient pas les prédictions théoriques énoncées ci-dessus. Nous avons donc voulu étudier cette grandeur en fonction d'un certain nombre de paramètres : température, largeur et épaisseur de ligne, orientation cristalline.

Les micro-sections des figures 105 et 106 montrent le chemin dopé obtenu avec la configuration 6 μm (100) et 6 μm (111) pour deux largeurs de ligne (100 et 200 μm) et quatre niveaux de puissances (correspondant environ à 1350, 1300, 1250 et 1190 $^\circ\text{C}$). Nous prenons la valeur minimale de largeur de chemin dopée l_{dop} telle qu'indiquée sur la figure 105 en haut à gauche.

Dans le cas 6 μm (100), nous constatons tout d'abord que l'angle que fait le chemin dopé avec la surface d'entrée varie avec la température. Il n'est donc pas constant à une valeur de 54.7° comme prédit théoriquement. A part ce problème d'angle, la tendance prédite semble la bonne, à savoir augmentation du chemin dopé avec la température, la largeur et l'épaisseur du dépôt d'aluminium. Toutefois, dans le tableau de résultats, nous verrons que les valeurs observées ne sont pas du tout conformes aux valeurs théoriques.

Pour le plan (111), on remarque que le modèle théorique n'est pas du tout vérifié. Il y a d'abord rétrécissement du chemin dopé avant son élargissement transitoire, ce qui donne une forme de goulot d'étranglement déjà observée sur le caisson typique présenté au début de cette partie (voir figure 68). L'autre écart à la théorie observé ici, est la très forte dépendance du chemin dopé vis-à-vis de la température de recuit.

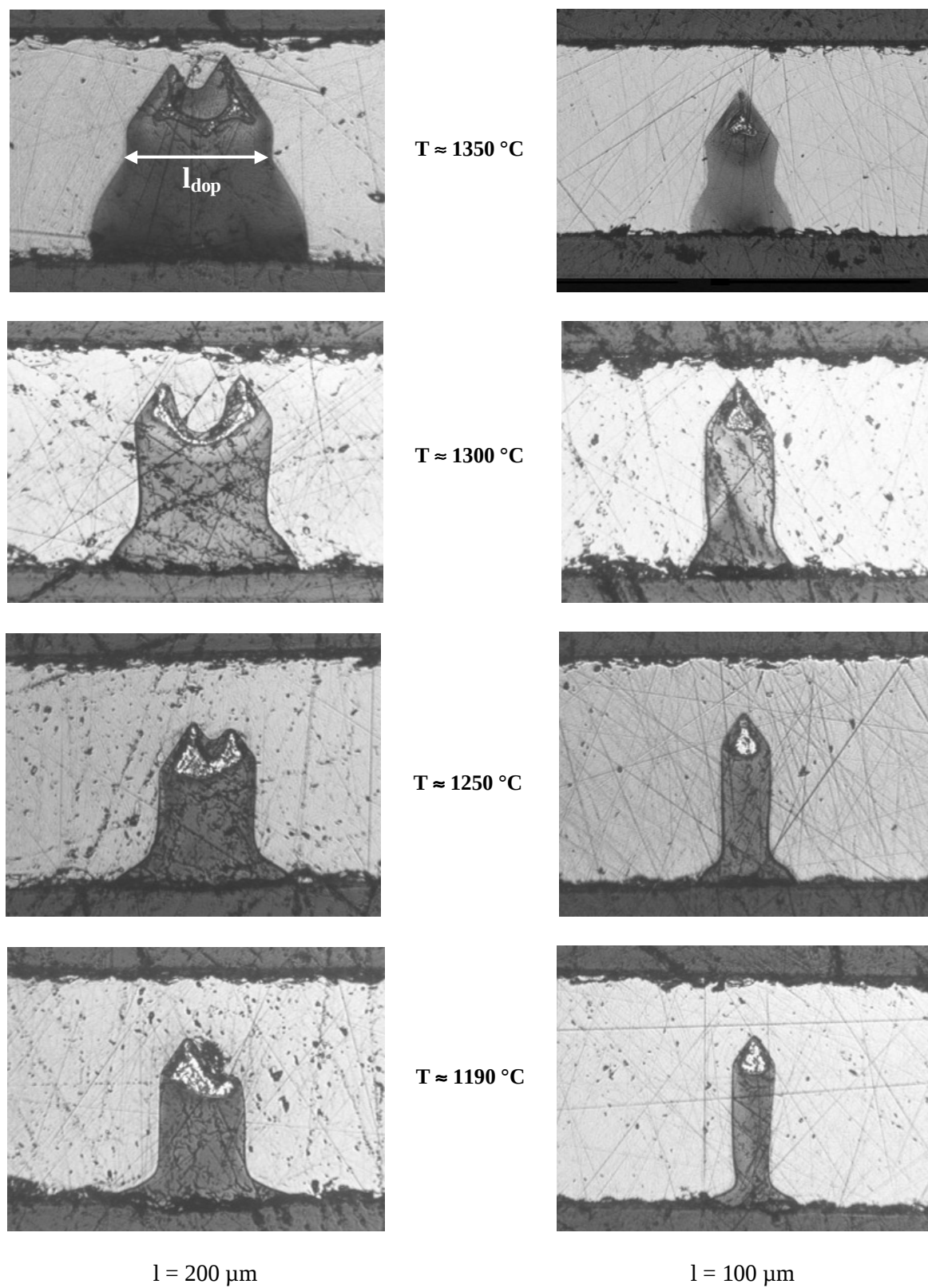


Figure 105 : Chemin dopé pour la configuration $e = 6\text{ }\mu\text{m}$, plan (100)

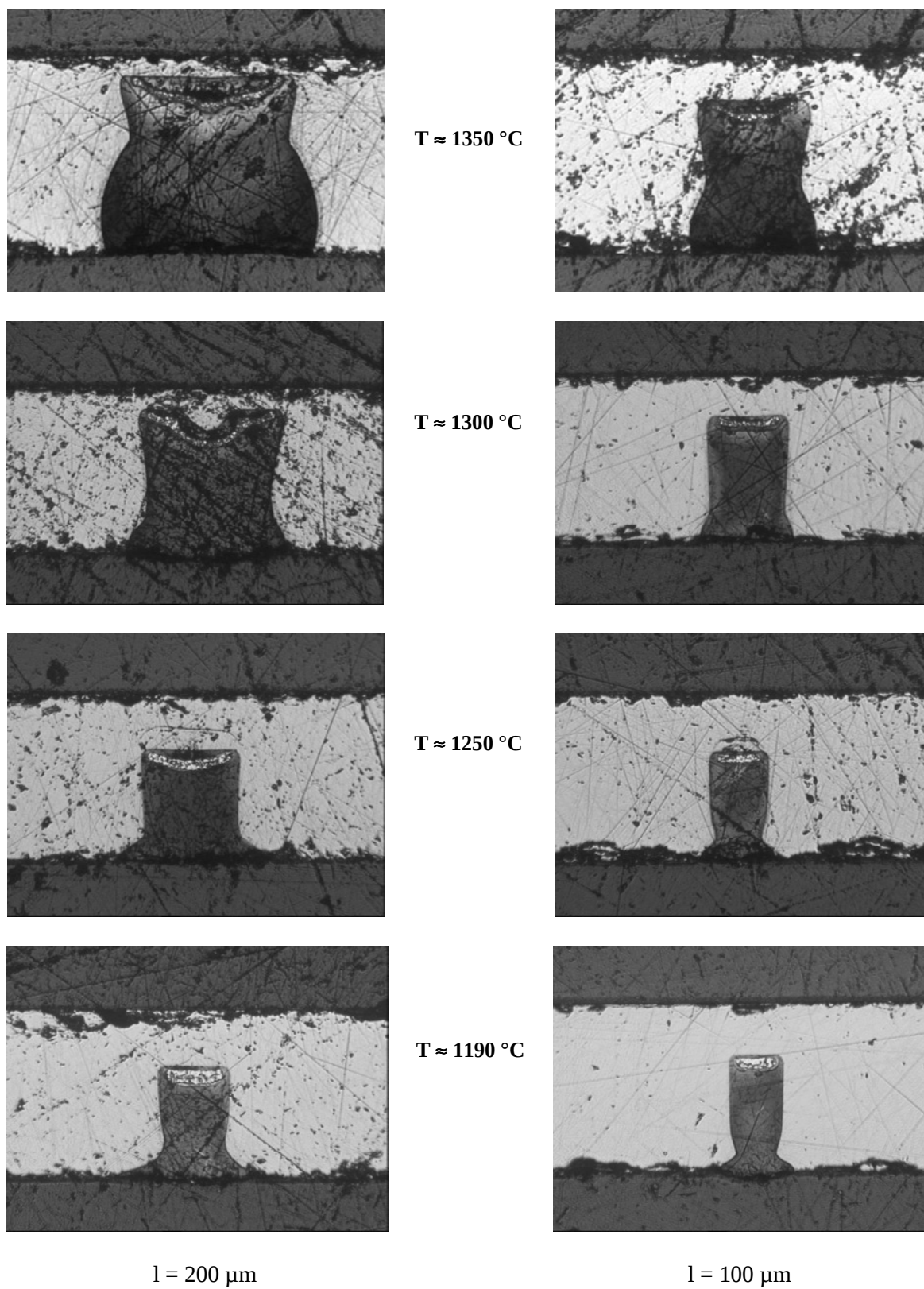


Figure 106 : Chemin dopé pour la configuration $e = 6\text{ }\mu\text{m}$, plan (111)

Après avoir présenté quelques cas particuliers, le tableau de la figure 107 regroupe l'ensemble des résultats obtenus pour les deux orientations (100) et (111), et les deux épaisseurs 3 et 6 μm . Pour le plan (100), la largeur théorique est aussi mentionnée.

Epaisseur (μm)	Largeur (μm)	Température ($^{\circ}\text{C}$)	Orientation (100)		Orientation (111)
			l_{dop} (μm)	$l_{\text{théo}}$ (μm)	l_{dop} (μm)
3	50	1190	18.5	34	18
		1250	21.5	38	16
		1300	22	44	31
		1350	36	56	38
	100	1190	28	48	33
		1250	28	54	38
		1300	41	63	50
		1350	57.5	79	74
	150	1190	40	59	46.5
		1250	45.5	66.5	66
		1300	54	77	95
		1350	88	97	106
	200	1190	49	68	58
		1250	60	76.5	97.5
		1300	75	89	122
		1350	122	112	154
6	50	1190	19.5	48	16.5
		1250	23	54	19
		1300	27	63	25
		1350	32	79	31
	100	1190	38.5	68	41.5
		1250	45.5	76.5	55
		1300	57.5	88.5	73
		1350	64.5	111.8	70
	150	1190	51.5	83	56.5
		1250	66.5	94	79
		1300	88.5	108.5	95
		1350	106	137	112.5
	200	1190	78	96	70
		1250	82	108.5	98
		1300	116.5	125.5	137.5
		1350	139	158.1	142.5

Figure 107 : Largeur de chemin dopé

Les résultats du tableau de la figure 107 amènent quelques commentaires intéressants. Tout d'abord, sur le plan (100), la largeur dopée observée est toujours inférieure à la valeur théorique. Ensuite, en-dehors de la largeur de ligne qui est un paramètre évident, la largeur de chemin dopé augmente (tous autres facteurs constants) :

- ✓ avec la température
- ✓ avec l'épaisseur du dépôt
- ✓ pour l'orientation (111)

L'observation des photographies des figures 105 et 106 montre que la migration de la goutte liquide peut être décrite par deux régimes distincts, en surface et dans le volume. La première phase correspond au rétrécissement de l'alliage et donc du chemin dopé, qui se fait de la même manière pour les deux orientations. Nous pouvons expliquer cet effet en considérant que dans les premiers temps du recuit, la face arrière de la goutte reste au contact de l'atmosphère de la chambre. La cristallisation du silicium dopé aluminium ne peut avoir lieu à cette interface liquide-gaz, elle s'effectue donc sur les côtés de la goutte [23]. Au même moment, la dissolution de silicium continue à la face avant, ce qui a pour conséquence l'allongement de la goutte dans la direction du gradient de température et son rétrécissement dans la direction parallèle à la surface. Ce phénomène a été aussi obtenu par des simulations numériques [23].

La stagnation de la goutte est due aux effets de tension superficielle à la surface de la plaquette, qui sont différents de ceux dans le volume, du fait de l'interface liquide/gaz. Le gradient de température n'est pas assez fort pour donner à la goutte une vitesse importante au début de la migration. La figure 108 montre un exemple de cinétique de migration sur plan (111) à une température d'environ 1300 °C, illustrant cet effet. La goutte reste pratiquement 30 s à la surface, sur un temps total de palier de 230 s. Une fois que l'alliage a pénétré dans le volume, la vitesse est quasiment constante (la régression linéaire sur les quatre derniers points donne un coefficient de corrélation de 0.9981).

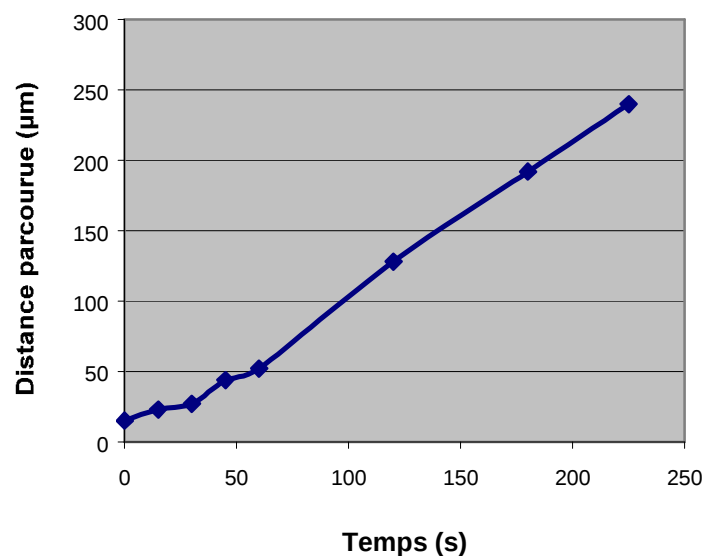


Figure 108 : Exemple de cinétique de thermomigration sur plan (111)

Une fois que les effets de tension de surface ont été surmontés et que la goutte a pénétré dans le volume, le comportement de l'alliage suit le modèle théorique développé dans la partie IV.3.2 du chapitre II. Ainsi, pour le plan (111), on observe un élargissement du chemin dopé après la fin du rétrécissement, ce qui donne la forme typique de goulot d'étranglement. Pour l'orientation (100), la goutte se facette suivant les plans {111} et prend sa forme stationnaire de triangle avec comme angle à la base 54.7°. En général, l'angle de l'alliage issu de la première phase est inférieur à cette valeur et un rétrécissement supplémentaire est nécessaire, ce qui explique que le chemin dopé est, en moyenne, plus faible sur le plan (100) par rapport au plan (111).

Ce modèle nous permet d'expliquer pourquoi le rétrécissement est plus faible à haute température. En effet, les forces de tension de surface restent pratiquement les mêmes alors que le gradient thermique est plus important. La goutte pénètre donc plus rapidement dans le volume. De même, à température constante, la vitesse augmentant avec l'épaisseur, le temps de maintien à la surface et donc le rétrécissement diminuent avec ce facteur.

En conclusion, le nombre de configurations permettant d'obtenir un chemin dopé suffisant, i.e. supérieur à 100 μm est très restreint. Les valeurs correspondant à ces configurations sont indiquées en caractères gras italiques dans le tableau de la figure 107. Il est possible d'extrapoler ces résultats à l'épaisseur 10 μm , pour laquelle il est très probable que le chemin dopé soit suffisant pour les largeurs 150 et 200 μm à température élevée (1300 et 1350 °C au moins).

Nous voyons donc que le chemin dopé est suffisamment large pour les lignes de largeur supérieure à 100 μm et essentiellement pour des épaisseurs importantes. Ce type de configuration permet une excellente conformité des lignes avec le dépôt initial d'aluminium mais elle conduit à la génération de billes de gros diamètre sur la face d'entrée. Nous verrons dans la conclusion de cette partie comment concilier ces différentes exigences apparemment incompatibles.

II.7 Déviation de la goutte d'alliage en migration

La migration de la goutte d'alliage liquide doit être la plus rectiligne et perpendiculaire à la face d'entrée de façon à ce que le chemin dopé reflète dans le volume le motif initial d'aluminium déposé à la surface. Si le caisson est dévié, il risque d'empiéter sur la zone active du composant et de modifier ses caractéristiques électriques. De plus, si cette déviation est trop importante, il se peut qu'il ne reste plus de zone P^+ après la découpe et que la fonction de tenue en tension inverse sur la puce assemblée ne soit plus assurée. La déviation peut résulter de la présence d'un gradient radial de température dû à la nature même du transfert de chaleur dans un four de type RTP. Nous verrons ce problème dans la partie III.2 dédiée à l'équipement.

En dehors de cette déviation due au four, nous avons pu mettre en évidence un autre type de déviation lors de nos essais de thermomigration sur le motif carrés disjoints. La figure 109 montre pour chacune des orientations (100) et (111), la direction de migration de deux caissons adjacents. Nous voyons que le sens de déviation dépend de l'orientation cristalline de la plaquette, les caissons ont tendance à se rapprocher pour le plan (111) et à s'éloigner pour le plan (100). Cette déviation n'est pas observée sur un motif en grille continue, au centre de la plaquette où il n'y a pas de gradient latéral dû au RTP.

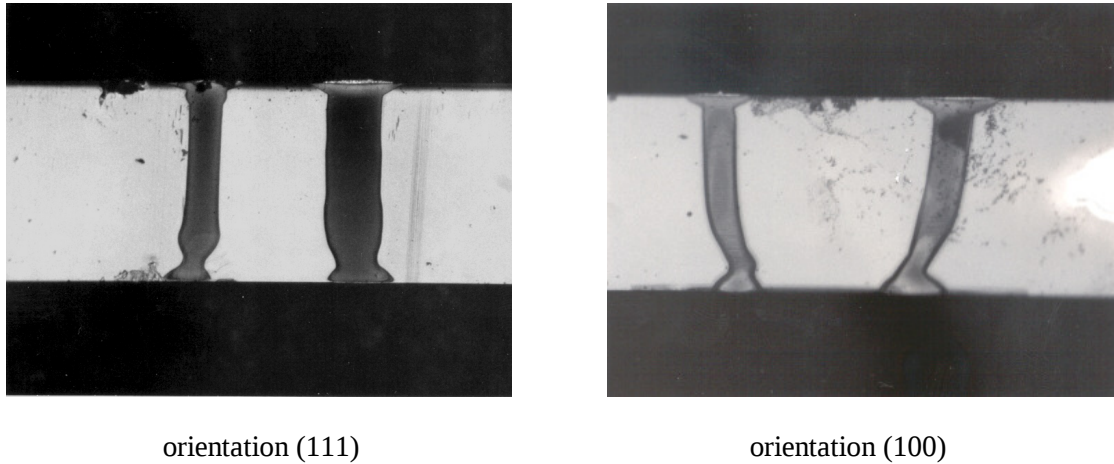


Figure 109 : Déviation des caissons pour le motif carrés disjoints

La déviation observée est due à l'interaction des deux alliages liquides en migration, proches l'un de l'autre. En effet, le motif en carrés disjoints présente une dissymétrie du dépôt d'aluminium. Chaque goutte en migration "voit" sur un de ses côtés une goutte proche (dans notre cas 100 μm) et sur l'autre côté une goutte très éloignée située à une distance équivalente au pas du motif (ici de l'ordre du mm). Dans le cas de la grille continue, les gouttes sont chacune distantes du pas de puce, le motif est symétrique. La grande distance entre les gouttes fait qu'il n'y a pas d'interaction entre elles.

On peut maintenant se demander d'où vient l'interaction entre les gouttes. Nous avons vu précédemment que la conductivité thermique de l'alliage Al/Si en migration est différente de celle du silicium environnant (environ deux fois plus importante). Dans le cas d'une goutte isolée, cette différence perturbe le champ de température et donc le gradient thermique dans et autour de la goutte. Il est donc tout à fait concevable que deux gouttes proches puissent interagir l'une sur l'autre en générant un gradient latéral variable suivant les deux dimensions dans l'épaisseur de la plaquette.

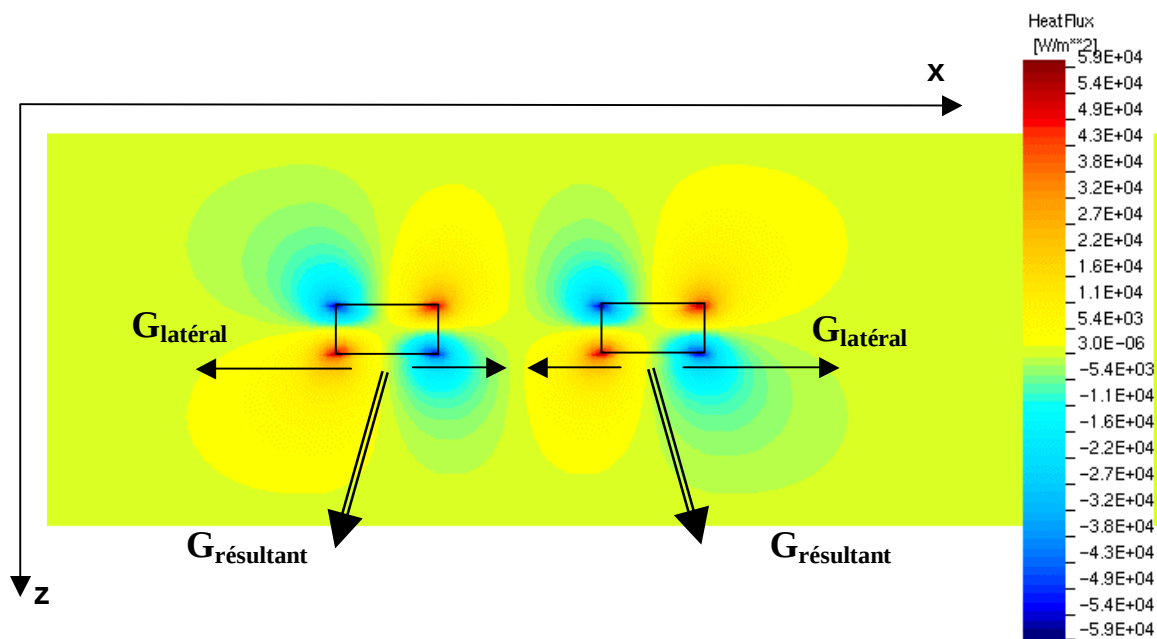


Figure 110 : Interaction thermique entre deux inclusions, composante horizontale du flux

Pour vérifier ces hypothèses, nous avons procédé à une simulation thermique (logiciel SOLIDIS de ISE) du comportement de deux inclusions rectangulaires (cas du plan (111)) à conductivité thermique donnée dans un substrat de conductivité différente. La méthode et les conditions physiques utilisées sont les mêmes que pour le calcul numérique du gradient dans le liquide exposé dans la partie IV.3.1 du chapitre II. La seule différence est que nous avons rajouté une inclusion juste à côté de la première. La figure 110 représente la composante horizontale du flux obtenue après simulation. L'observation de la simulation montre que le flux est supérieur en valeur absolue sur le côté extérieur de la goutte par rapport au côté situé près de la goutte adjacente. Le signe du gradient latéral de température étant opposé à celui du flux horizontal, la composante latérale du gradient est alors supérieure sur le côté extérieur de la goutte. La goutte est soumise dans son ensemble (cohérence assurée par la tension de surface) à la différence entre les deux gradients latéraux. La migration se fait donc avec un éloignement des deux gouttes suivant le gradient résultant mentionné sur la figure 110. Le résultat qualitatif de la simulation est le même si les inclusions ont une forme triangulaire, comme c'est le cas sur plan (100).

Dans le cas d'une goutte isolée (dans la grille, par exemple), le gradient vertical est le même sur les deux côtés de la goutte, la résultante agissant sur la goutte est donc nulle.

La simulation thermique prédit donc un éloignement des gouttes d'alliage en migration et ce, quelle que soit leur forme et donc l'orientation cristalline de la plaquette ; néanmoins, ce sens de déviation n'est observé expérimentalement que pour le plan (100).

Pour expliquer la différence du sens de déviation entre les deux orientations cristallines, nous allons faire intervenir la dissymétrie supplémentaire due à l'oxyde sur la face d'entrée. En effet, sur les plaquettes concernées par cette étude de la déviation, nous avons fait croître une couche d'oxyde qui est ensuite photogravée pour déposer l'aluminium au contact du silicium. L'oxyde n'est pas présent entre les deux lignes d'aluminium, sa répartition n'est donc pas symétrique vis-à-vis de chacune de ces lignes (voir figure 111).

Le gradient de température vertical est une fonction croissante de l'émissivité de la surface d'entrée comme nous l'avons montré dans le chapitre III. La présence d'une couche d'oxyde peut modifier localement la réflectivité et donc l'émissivité par la création d'interférences optiques, ce qui a une influence sur le gradient vertical.

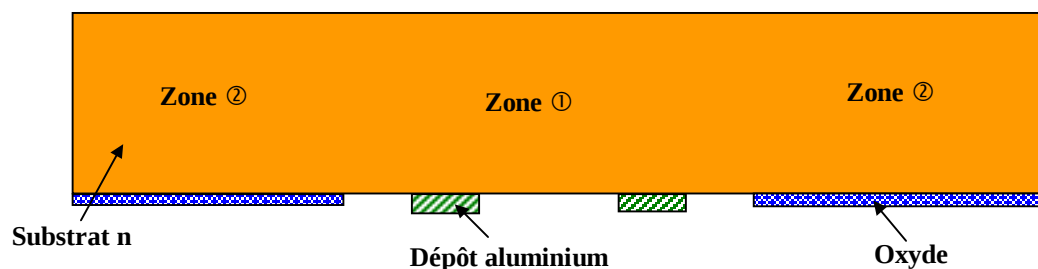


Figure 111 : Configuration avant recuit sur plaquettes à motif carrés disjoints

Des mesures d'épaisseur d'oxyde ont montré une différence de 0.1 μm entre les plaquettes d'orientation (100) et (111), écart très certainement dû à l'orientation cristalline. Notre hypothèse est que cette variation d'épaisseur est suffisante pour provoquer, entre les deux cas, une variation de l'émissivité de la surface d'entrée, à l'endroit où elle est oxydée (zone ②). Dans le cas de l'orientation (100), la couche d'oxyde semble ne pas modifier sensiblement l'émissivité de la surface. Le gradient vertical est le même, quelle que soit la zone ① ou ② dans l'épaisseur de la plaquette. Les gouttes sont alors seulement soumises à leur interaction ; elles sont donc déviées conformément à la simulation thermique (éloignement).

Par contre, dans le cas du plan (111), la couche d'oxyde d'épaisseur différente augmente probablement l'émissivité de la surface par rapport à sa valeur sans oxyde. Le gradient vertical est alors augmenté, i.e. la chute de température entre les deux faces est plus importante là où la surface est oxydée (zone ②). Si on suppose que la face de sortie est isotherme, la température de la zone ② est alors inférieure à celle de la zone ① où il n'y a pas d'oxyde. Il y a donc établissement d'un gradient latéral dirigé de la zone ② vers la zone ①. Les gouttes sont alors déviées vers le centre de la zone ① ; elles ont tendance à se rapprocher.

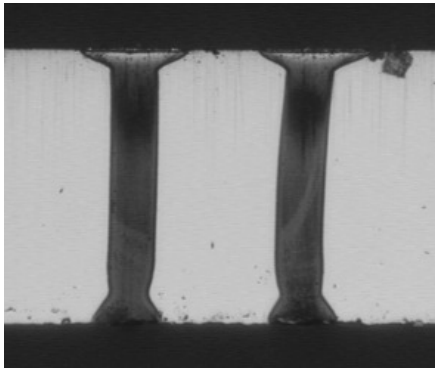
En conclusion, la déviation ne dépend pas de l'orientation cristalline mais de l'environnement thermique et optique des gouttes en migration. Pour éviter ce phénomène, il est donc nécessaire de se placer en configuration strictement symétrique, autant du point de vue du motif d'aluminium que des couches minces présentes en surface d'entrée et de sortie.

II.8 Conclusion : utilisation d'une double grille continue

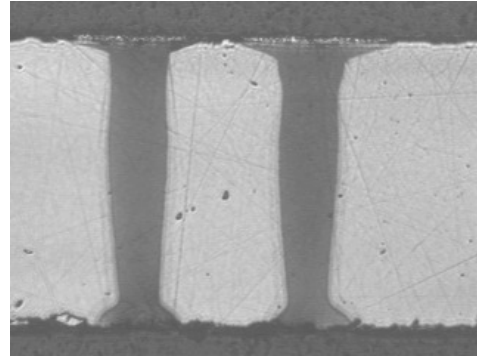
L'étude des problématiques de la morphologie montre que l'obtention d'un chemin dopé conforme et l'absence simultanée de billes sont réalisées pour des lignes de faible largeur ($l < 100 \mu\text{m}$), en cas de recuit sous mélange azote/oxygène. Malheureusement, le chemin dopé obtenu est systématiquement inférieur à 100 μm du fait du rétrécissement en début de migration. Cette valeur n'est donc pas suffisante pour assurer une découpe dans le caisson.

La réalisation du compromis largeur dopée / conformité semble donc impossible à atteindre avec une seule ligne. L'alternative de la double grille à lignes fines est une réponse à ce compromis. La valeur de la largeur du chemin dopé n'a alors plus d'importance puisque la découpe s'effectue dans le substrat et non dans le caisson. Nous avons choisi une double grille continue plutôt qu'un motif disjoint pour éviter un étalement de l'alliage important à la surface d'entrée. L'évaluation de cette configuration est nécessaire pour valider la bonne conformité et l'absence de billes observées sur la simple grille. De plus, la configuration est dissymétrique et il y a un risque de déviation des caissons. Il est important de mesurer cette déviation pour évaluer son influence sur un éventuel composant.

La configuration est la suivante : deux lignes de largeur 50 μm espacées de 100 μm , dépôt d'épaisseur 3 μm pour le plan (100) et de 6 μm pour le plan (111) pour se mettre dans les conditions de conformité énoncées dans le tableau de la figure 89 de la partie II.4.2. L'essai de thermomigration a été effectué sur les deux orientations cristallines et à une température d'environ 1300 °C. La figure 112 montre les micro-sections obtenues dans les deux cas.



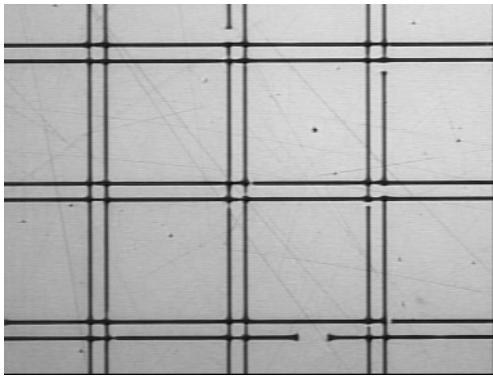
Orientation (100), $e = 3 \mu\text{m}$



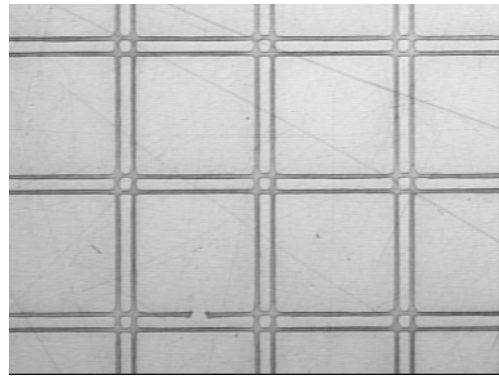
Orientation (111), $e = 6 \mu\text{m}$

Figure 112 : Micro-section pour un motif double grille continue

Après un léger rapprochement juste après la surface, les gouttes en migration ont tendance à s'éloigner, comme prédit par la simulation thermique de la partie II.7. Néanmoins, contrairement aux exemples de la figure 109, la déviation est très limitée (3° au maximum) et semble compatible avec l'utilisation dans un composant. La différence entre les deux configurations vient probablement du fait que dans le motif disjoint que nous avons étudié, les deux gouttes n'ont pas la même largeur, ce qui accroît la dissymétrie thermique.



Orientation (100), $e = 3 \mu\text{m}$



Orientation (111), $e = 6 \mu\text{m}$

Figure 113 : Morphologie dans le plan de la plaquette pour le motif double grille continue

Les polissages (figure 113) confirment la bonne morphologie des lignes fines mais montrent un nombre plus important de discontinuités que dans le cas de la simple grille. Cet effet est peut-être dû à la multiplication du nombre de lignes par deux. De même, nous observons la formation de billes d'alumine sur ce motif (environ cinq par plaquettes) contrairement au cas simple grille qui en est exempt. Là aussi, nous attribuons ce résultat au dessin en double grille. En effet, celui-ci multiplie par quatre le nombre d'intersections et donc la probabilité de formation des billes puisque ce sont les endroits où elles se forment préférentiellement.

Nous voyons donc que le passage d'une simple à une double grille ne donne pas exactement les mêmes résultats. La configuration donne satisfaction en termes de déviation mais il sera nécessaire de diminuer le nombre de billes et de discontinuités pour se rapprocher d'un procédé industriel.

Enfin, nous pouvons remarquer que la distance latérale occupée par le caisson est importante, 200 μm . Il serait possible de rapprocher les deux lignes mais dans ce cas, il est probable que l'interaction entre les deux gouttes en migration soit augmentée et donc leur déviation. Si celle-ci est trop importante, il serait alors nécessaire de revenir à un interligne de 100 μm et le gain de place "théorique" apporté par la thermomigration serait moindre.

III Problématiques du four RTP dédié thermomigration

La mise en œuvre industrielle de la thermomigration suppose la conception et la réalisation d'un équipement dédié répondant à un certain nombre de critères. En effet, la principale caractéristique de ce four RTP est la nécessité d'un gradient thermique vertical. Le nombre d'applications potentielles d'un tel équipement est très limité (voir partie III.1 du chapitre III), et aucune, à l'heure actuelle, n'est industrialisée pour une production de masse. L'équipement que nous cherchons n'est donc pas disponible dans le catalogue des équipementiers de la microélectronique dite "traditionnelle". En effet, tous les fours RTP à lampes commercialisés sont à structure symétrique (deux rangées de lampes) ou réfléchissante (partie basse métallique pour minimiser les pertes). De plus, les températures mises en jeu dans le procédé de thermomigration (typiquement 1250-1350 °C) sont bien supérieures aux températures communément utilisées dans des fours RTP classiques (maximum 1150-1200 °C).

Dans cette partie, nous allons donc décrire les problématiques soulevées par la double exigence gradient vertical / températures élevées. Nous donnerons le principe des solutions apportées à ces différentes contraintes, sans en donner à chaque fois le détail. En effet, la mise en œuvre de ces solutions a surtout été le fruit du savoir-faire de la société conceptrice du four, AET Technologies. Nous présenterons aussi les résultats obtenus grâce à ce savoir-faire, ce qui nous permettra d'évaluer le caractère industriel ou non de l'équipement. Enfin, nous traiterons des problématiques propres à la technologie RTP, à savoir la recherche de l'uniformité thermique et d'une certaine reproductibilité du procédé.

La figure 114 représente une vue écorchée de l'équipement RTP dédié thermomigration que nous avons utilisé lors de notre étude expérimentale au LAAS-CNRS. Il est composé d'une rangée de lampes halogènes linéaires (1) situées au-dessus d'une chambre de recuit. Les lampes sont refroidies par convection forcée d'air aspiré par une turbine et circulant dans un réflecteur en cuivre recouvert d'alumine et refroidi par eau (6). La chambre de recuit est isolée des lampes et de la partie basse absorbante (4) par deux hublots de quartz (2). La plaquette (3) est posée sur un support en quartz qui est lié à un axe de rotation (5). Nous allons voir dans les parties suivantes comment cette structure de four se justifie vis-à-vis de la double exigence du gradient thermique vertical et des hautes températures. Le schéma montre aussi l'instrumentation installée sur le four (pyromètre, laser, observation par loupe binoculaire) qui nous permettra d'assurer le contrôle du procédé (voir partie III.3).

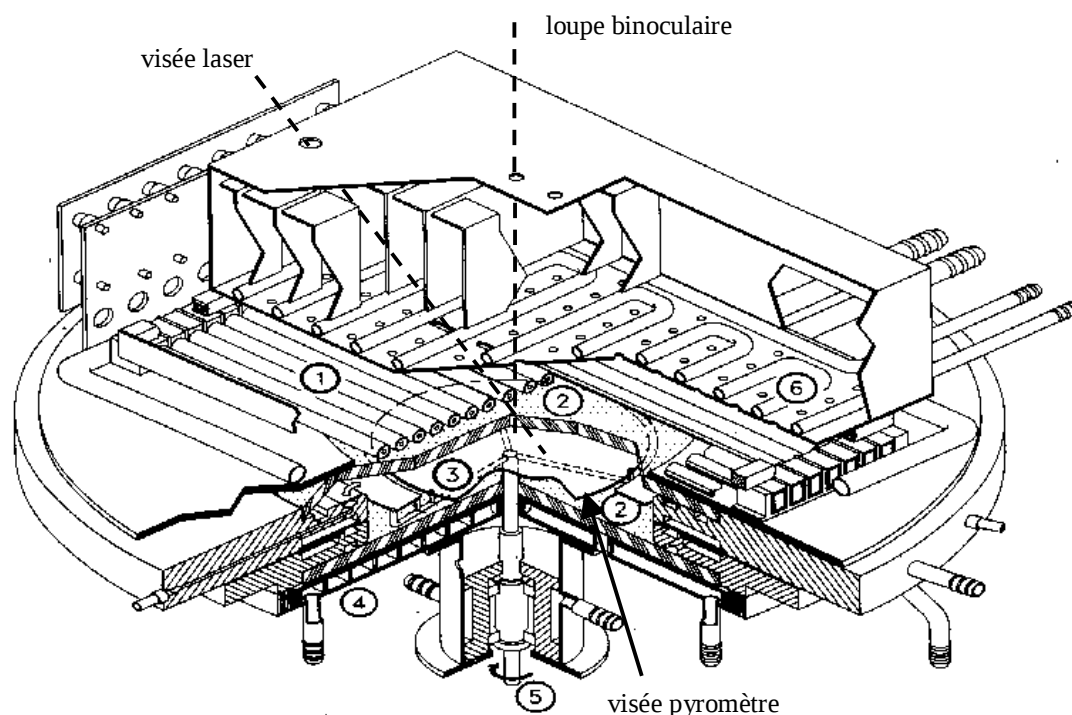


Figure 114 : Schéma du four de recuit rapide à gradient thermique vertical

Du point de vue chronologique, nous avons commencé nos expérimentations avec un four de laboratoire au LAAS-CNRS, dont est issue la majeure partie des résultats sur le procédé de thermomigration exposés dans la partie II. Par contre, nous avons mis en évidence un certain nombre de problèmes non résolus avec ce four ; l'analyse de ces problèmes nous a permis de donner les caractéristiques d'un deuxième équipement, un prototype industriel qui a été réceptionné à ST Tours juste avant la fin de cette thèse. Ce prototype doit permettre la faisabilité industrielle finale du procédé. Nous donnerons quelques résultats préliminaires obtenus avec cet équipement (notamment en ce qui concerne l'uniformité) au cours de cette partie.

III.1 Influence de la structure absorbante et des hautes températures sur la conception du four.

L'utilisation d'un corps "noir" et de températures élevées nécessaires au procédé de thermomigration a des conséquences très importantes sur la conception du four de recuit rapide à gradient vertical. Après avoir détaillé la façon dont le corps absorbant a été réalisé, nous verrons que cette structure impose la fourniture d'une puissance beaucoup plus importante que dans un four RTP dit classique, et ce pour atteindre une même température. Cette contrainte combinée aux températures élevées va conditionner de manière importante la conception de la partie haute du four pour éviter une surchauffe des lampes et donc leur défaillance prématurée. De même, le refroidissement de la chambre en acier inoxydable devra être optimisé pour minimiser la contamination par des impuretés métalliques.

III.1.1 Conception d'un corps absorbant (partie basse du four)

L'établissement d'un gradient thermique vertical est la condition *sine qua non* de la thermomigration de l'alliage liquide Al/Si en vue de la réalisation de caissons P⁺. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre III, le gradient de température peut être obtenu dans un four de recuit rapide RTP grâce à une partie basse absorbante.

Cette partie basse possède deux caractéristiques essentielles visant à absorber le maximum de rayonnement venant de la plaquette. Tout d'abord, la température de la structure doit être maintenue à une température suffisamment basse pour éviter une ré-émission thermique (suivant la loi de Stefan-Boltzmann en T^4) vers la plaquette. Pour réaliser cette fonction, la partie absorbante est constituée de plusieurs tubes en cuivre soudés entre eux et parcourus par un débit d'eau important. Le cuivre a été choisi pour sa bonne conductivité thermique, permettant ainsi un bon couplage thermique avec le fluide caloporteur qui est constitué par l'eau en circulation. De même, pour un flux de chaleur donné, la différence de température entre la surface absorbante et l'eau est moindre avec un matériau à forte conductivité thermique. Cette surface est donc à une température relativement basse, ce qui a une grande importance vis-à-vis de son revêtement.

Ensuite, l'absorptivité (et donc l'émissivité) de la surface en regard de la plaquette doit être la plus grande possible pour éviter une ré-émission par réflexion vers la plaquette. Cette exigence est remplie en peignant la structure tubulaire en cuivre avec une peinture noire "haute température". Cette peinture doit posséder de très bonnes propriétés absorbantes dans tout le domaine spectral de la plaquette (essentiellement dans le domaine infrarouge mais aussi dans le visible). De plus, même si la température de la face supérieure du corps absorbant est maintenue à une valeur raisonnable grâce à la faible conductivité thermique du cuivre, elle doit néanmoins tenir une température élevée sans se dégrader en cas de l'arrêt de la circulation d'eau provoquant une surchauffe accidentelle.

Si la peinture se dégrade (même si ce n'est pas visible à l'œil nu), elle peut polluer la chambre de recuit, dans le cas où il n'y a pas de protection par un hublot. Elle doit aussi conserver son intégrité pour que ses propriétés physiques (notamment d'absorption) ne changent pas au cours du temps, de façon à assurer une bonne reproductibilité de la valeur du gradient thermique et donc du procédé de thermomigration.

Les performances de ce corps absorbant ont été vérifiées en montrant que la température extraite des vitesses de migration expérimentales à partir de l'expression théorique est très proche de celle donnée par d'autres méthodes (voir partie III.3.2). Ceci signifie que le gradient expérimental est très proche du gradient théorique, et montre l'efficacité de notre corps absorbant. Cette structure a donc été retenue, avec quelques modifications mineures, pour la conception du prototype industriel.

III.1.2 Influence de la présence du corps absorbant sur le rendement thermique

La présence d'un corps absorbant dans la partie basse du four va avoir des conséquences très importantes sur la puissance à déployer et par conséquent sur la conception du four. En effet, la puissance absorbée par cette partie basse n'est plus disponible pour la plaquette, contrairement à un RTP classique à parois réfléchissantes ou avec une deuxième rangée de lampes. Dans le premier cas, la puissance lumineuse est, en partie, ré-émise vers la

plaquette et dans le deuxième cas, la puissance à fournir est partagée entre les deux rangées de lampes.

Pour atteindre une température de plaquette donnée, il est donc nécessaire de fournir un supplément de puissance dans le cas d'un RTP à paroi absorbante. Des essais effectués sur un four RTP classique à éclairage sur les deux faces ont permis de confirmer et de quantifier cette caractéristique. Dans ce four, les lampes sont situées à l'extérieur de la chambre de recuit en quartz et sont insérées dans une chambre en acier inoxydable à parois hautement réfléchissantes. Dans un cas, nous avons enlevé une rangée de lampes, la paroi basse est alors constituée par la chambre en inox. Dans l'autre cas, la deuxième rangée de lampes est aussi enlevée et une plaque absorbante ("corps noir") a été insérée entre la chambre en quartz et celle en inox. Dans chacun des cas, nous avons mesuré la puissance électrique à fournir pour atteindre une température donnée sur la plaquette. La température est mesurée par un thermocouple de type K (bon contact thermique) posé sur la face illuminée de la plaquette. De cette façon, l'erreur de mesure sera la même dans les deux configurations. Les points expérimentaux ne dépassent pas 20 kW, car le four utilisé pour cet essai n'est pas celui dont nous nous servons pour la thermomigration, il n'est pas conçu pour atteindre des puissances supérieures. Nous avons extrapolé les valeurs expérimentales aux températures allant jusqu'à 1400 °C en modélisant la courbe par une loi en $a + bT^4$ (voir figure 115).

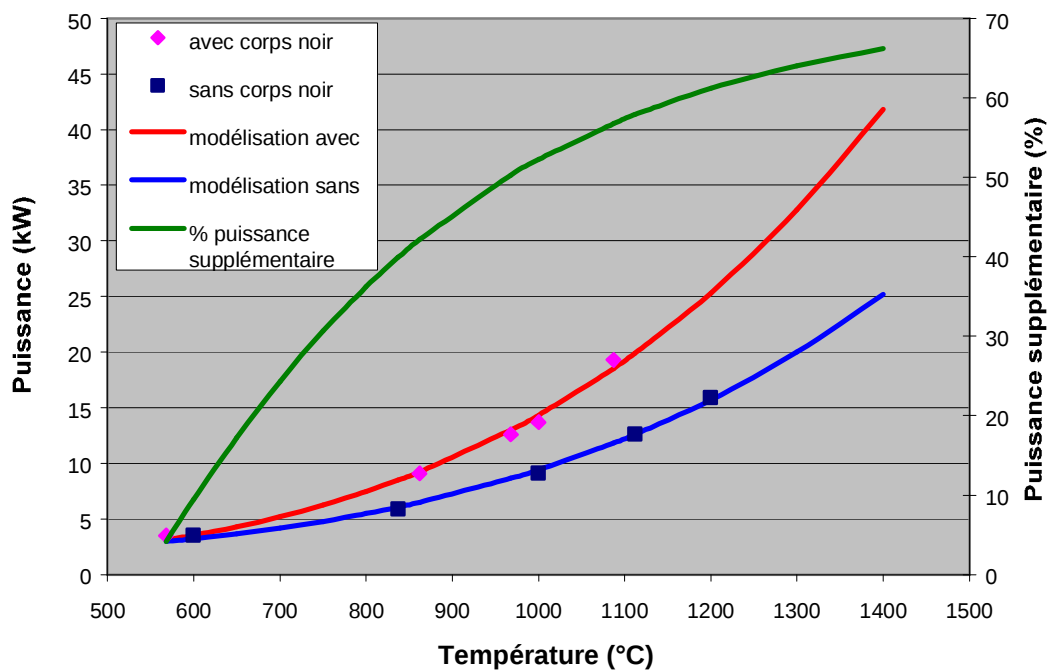


Figure 115 : Puissance en fonction de la température pour les deux configurations avec et sans partie basse absorbante

La courbe montre bien que la puissance à fournir est supérieure pour le cas avec corps absorbant. Par exemple, une température de 1300 °C, typique d'un recuit de thermomigration, nécessite environ 65 % de puissance supplémentaire dans le cas absorbant par rapport à une configuration classique. De plus, les températures concernées par notre étude sont supérieures aux températures les plus élevées utilisées dans les procédés RTP classiques (typiquement 1200 °C pour le procédé *Rapid Thermal Oxidation* ou RTO). La puissance à fournir est donc importante du fait de cette double contrainte "température élevée" / "corps absorbant".

III.1.3 Refroidissement des lampes et conception de la partie supérieure

L'exigence de puissance supplémentaire a des conséquences très importante sur la conception de la partie supérieure du four chargée de refroidir les lampes. Tout d'abord, il est important de maximiser le rendement de l'équipement, à savoir minimiser le niveau de puissance pour une température donnée. Comme on ne peut pas récupérer de puissance par la partie basse du four, l'attention s'est focalisée sur la partie supérieure et sur les lampes. Nous avons ainsi utilisé des lampes dont la partie supérieure du tube de quartz est recouverte d'alumine, matériau réfléchissant et compatible thermiquement avec le quartz. De même, la partie supérieure chargée du refroidissement (voir plus loin) est recouverte d'alumine.

Malgré ces efforts, une puissance globale et donc, à diamètre de chambre constant, une densité de puissance supplémentaire est nécessaire. Ce supplément est obtenu en augmentant la puissance demandée à chaque lampe tout en conservant le nombre de ces lampes. Une solution serait de choisir des lampes à puissance nominale plus élevée, ce qui pour des lampes commerciales, suppose une augmentation du diamètre du tube en quartz. La conséquence en est que, à diamètre de chauffage constant, le nombre de lampes et donc la densité de puissance diminue.

La solution retenue est de survolter les lampes de façon à ce que la puissance émise soit supérieure à leur puissance nominale. Bien sûr, la durée de vie des lampes est très fortement influencée par la tension d'alimentation si la lampe n'est pas bien refroidie. En effet, le contenu en gaz halogène dans le tube en quartz est déterminé par la puissance nominale de la lampe [24]. Si la lampe est utilisée à une puissance supérieure, la température du filament est supérieure à la température nominale d'utilisation. L'évaporation de tungstène est alors plus importante que dans le cas nominal, le gaz halogène est présent en quantité insuffisante pour se combiner avec le tungstène. Celui-ci s'accumule alors sur le quartz et peut provoquer la surchauffe et la casse du tube de quartz. Il faut donc abaisser la température du quartz pour que la réaction de combinaison du tungstène avec le gaz halogène soit favorisée de façon à consommer le tungstène en excès. De même, la température des connecteurs doit être maintenue à un niveau acceptable pour éviter leur cassure par oxydation à haute température du molybdène les constituant [24].

L'utilisation d'un four à paroi basse absorbante et à des températures élevées impose donc d'améliorer le refroidissement des lampes. La méthode classique utilisée en général sur les fours RTP conventionnels est le refroidissement par eau des connecteurs des lampes associé à la convection naturelle de l'air autour des lampes. Les premiers essais au LAAS-CNRS effectués avec un four à refroidissement traditionnel (four utilisé pour les résultats de la figure 115) ont montré une vulnérabilité de la partie supérieure se manifestant par une défaillance très prématurée des lampes.

Il nous a donc fallu utiliser des technologies non-classiques dans le domaine du RTP. AET Technologies a ainsi développé une structure innovante pour la partie supérieure du four. Le refroidissement à eau sur les connecteurs a été conservé et il a été rajouté un réflecteur en cuivre (recouvert d'alumine) dont la forme permet de maximiser les échanges thermiques par convection forcée d'air aspiré par une turbine d'extraction, et donc de refroidir suffisamment les lampes pour maintenir leur durée de vie à un niveau acceptable. Les essais de thermomigration ont montré que cette structure est suffisamment fiable pour assurer une durée de vie des lampes supérieure à 100 h (durée de vie à puissance nominale de 1000 h environ), sauf dans le cas où la puissance maximale est demandée à une lampe. La durée de

vie est alors inférieure à quelques heures. Bien sûr, une telle durée de vie n'est pas industrielle et ce problème a été traité lors de la conception du prototype industriel. Nous n'avons pas, à ce jour, de recul suffisant sur cet équipement pour conclure quant à la fiabilité du refroidissement, notamment à puissance maximale.

III.1.4 Contamination métallique de la chambre de recuit

Comme évoqué dans le chapitre I, la contamination métallique est l'un des problèmes associés à la réalisation des caissons périphériques par diffusion bore à fort bilan thermique. L'utilisation de la thermomigration dans un four RTP permet de réduire ce bilan thermique et *a priori* la contamination métallique. En effet, même si les parois latérales du four sont composées d'acier inoxydable, elles sont maintenues à une température suffisamment basse pour éviter la libération d'impuretés métalliques dans la chambre.

Nous avons voulu vérifier cette caractéristique en procédant à des analyses TXRF (*Total reflection X-Ray Fluorescence*) sur des plaquettes traitées dans le four RTP dédié thermomigration du LAAS-CNRS. La technique TXRF est basée sur l'excitation des atomes de surface par un faisceau rasant de rayons X. En revenant à leur état fondamental, ils émettent alors des rayons X avec une énergie caractéristique permettant leur identification et une intensité permettant leur quantification. La technique détecte les impuretés de surface (profondeur d'analyse 3 à 5 nm) en at/cm^2 . La limite de détection dépend de l'élément détecté, elle est généralement comprise entre $5 \cdot 10^9$ et $10^{10} \text{ at}/\text{cm}^2$.

Les mesures ont été effectuées par EVANS EUROPA sur des plaquettes traitées à 1300°C environ pendant 10 minutes. Nous avons ainsi détecté une contamination en fer de $10^{12} \text{ at}/\text{cm}^2$ et en chrome de $10^{11} \text{ at}/\text{cm}^2$, contre respectivement 10^{10} et moins de $10^{10} \text{ at}/\text{cm}^2$ sur plaquettes non traitées. Pour pouvoir interpréter ces résultats, nous avons voulu les comparer avec la contamination de surface d'une plaquette induite par un recuit de 10 minutes à 1300°C dans un four de recuit classique horizontal avec un tube en SiC, type de four utilisé pour les recuits du caisson bore. L'analyse montre une contamination en fer de $5 \cdot 10^{10} \text{ at}/\text{cm}^2$ (chrome non détecté), ce qui est très en-dessous de la contamination provoquée par notre four RTP.

Nous voyons donc que la contamination issue du four RTP dédié thermomigration est bien plus élevée que celle provoquée par un four sensé apporter une contamination importante, à durée de recuit égale. La propriété de non-contamination n'est donc pas vérifiée sur ce four. Nous avons donc cherché à savoir d'où viennent les impuretés détectées sur les plaquettes. La peinture haute température utilisée sur le corps absorbant contient des quantités importantes de fer, de chrome et autres métaux, mais la contamination ne peut venir de ce revêtement car le corps absorbant n'est pas en contact avec l'atmosphère de la chambre, elle en est séparée par un hublot en quartz. La seule source possible est donc la paroi latérale de la chambre composée d'acier inoxydable 304L, qui contient du fer, bien sûr, mais aussi du chrome, entre autres additifs.

Notre hypothèse est que la paroi latérale de la chambre n'est pas assez refroidie par rapport aux températures élevées et à l'exigence de puissance supplémentaire de notre procédé. Cette explication est confirmée par une dégradation de l'acier suite aux recuits de thermomigration, celui-ci se noircit ou devient bleuté. Il semble donc que la température de la

chambre inox soit trop élevée pour conserver son intégrité et éviter une libération importante d'impuretés métalliques dans le four.

La conclusion de cette étude est qu'il est nécessaire d'améliorer le refroidissement de la chambre en acier inoxydable pour éviter la contamination métallique des plaquettes lors du recuit de thermomigration. Ces exigences ont été prises en compte par AET Technologies pour la conception du prototype industriel. Des mesures de contamination sur cet équipement ont validé notre hypothèse. La contamination fer (et chrome) est réduite à des valeurs de l'ordre de 10^{10} at/cm², ce qui est un très bon résultat. Parallèlement, aucune dégradation de l'acier inoxydable n'a été observée. Le refroidissement accru de la bride inox permet donc de limiter la contamination métallique à un niveau acceptable pour un procédé de fabrication microélectronique.

III.2 Uniformité thermique (déviations, déformations)

L'uniformité thermique est l'un des problèmes les plus cruciaux pour l'industrialisation du procédé de thermomigration. Nous allons d'abord voir quelles peuvent être les conséquences d'une éventuelle non-uniformité thermique sur le procédé de thermomigration et sa mise en œuvre industrielle.

III.2.1 Conséquences de la non-uniformité thermique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, les pertes radiatives par la tranche de la plaquette induisent, en régime stationnaire et au bord de la plaquette, un gradient thermique radial dirigé de la périphérie vers le centre de la plaquette. Cette composante radiale du gradient s'ajoute au gradient généré par le corps absorbant si bien que le gradient résultant n'est plus purement vertical. La migration des gouttes d'alliage liquide Al/Si se faisant suivant le gradient de température, celles-ci sont alors déviées vers le centre de la plaquette et le chemin dopé issu de la migration n'est plus vertical sur le bord de la plaquette. Si cette déviation est trop importante, le caisson peut empiéter sur la zone active (ZA) de la face arrière du composant (cas d'un triac) et modifier ses caractéristiques électriques. De même, il peut en résulter une absence de zone P⁺ lors de la découpe de la puce, et la fonction de tenue en tension inverse de la puce assemblée n'est plus assurée (voir figure 116).

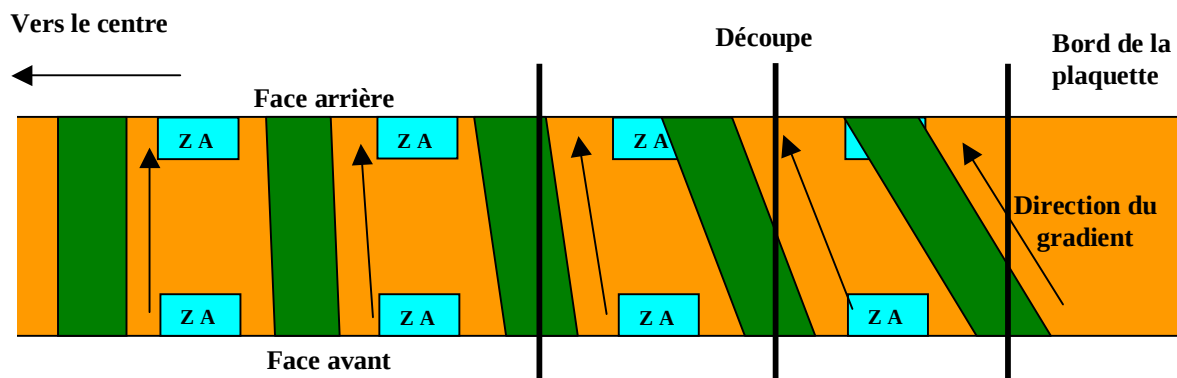


Figure 116 : Influence de la déviation des caissons sur la fonctionnalité du composant

De plus, la vitesse de migration dépend très fortement de la température. L'émergence des motifs d'alliage liquide sera donc plus rapide au centre de la plaquette qu'à sa périphérie. Il faudra attendre l'arrivée des gouttes les plus lentes, ayant par ailleurs le chemin le plus long à parcourir du fait de la déviation, pour arrêter le procédé. Pendant ce temps, les gouttes émergées en premier auront tendance à s'étaler de manière excessive.

Enfin, la présence de ce gradient thermique radial (en régime stationnaire ou à la montée en température, voir chapitre III) provoque des contraintes dans le matériau, contraintes qui peuvent générer des défauts étendus de type dislocations et/ou la déformation macroscopique de la plaquette. Dans le premier cas, les défauts cristallins interagissent négativement avec le composant de puissance en augmentant les courants de fuite et en diminuant la durée de vie des porteurs, surtout si ces défauts piègent les impuretés métalliques présentes dans le matériau. Il est donc nécessaire de minimiser leur formation. Dans le deuxième cas, la déformation de la plaquette peut avoir une influence néfaste sur les étapes de fabrication suivant la thermomigration, en augmentant très fortement le risque de casse (lors de la rectification de la plaquette, ou lors de son aspiration sur des porte-substrats).

D'après les deux types de conséquences exposés ci-dessus, l'uniformité thermique est mesurée par l'uniformité d'émergence, l'angle de déviation des caissons au bord de la plaquette et la déformation de la plaquette après recuit. Dans un premier temps, c'est ce dernier paramètre qui est utilisé car il est plus facilement mesurable (mesure capacitive sans contact sur profilomètre MX203 de la société Eichhorn-Hausmann). Une fois que la déformation est réduite au maximum, il est alors important de regarder si l'uniformité thermique obtenue est suffisante pour limiter la déviation des gouttes.

L'analyse de l'insertion du caisson thermomigré dans un composant de puissance montre que l'angle β de déviation maximal que l'on peut tolérer est de l'ordre de 10° et ce sur toute la plaquette à l'exception d'une couronne de 3 mm au bord. Le gradient latéral correspondant est alors donné en fonction du gradient vertical par la relation suivante :

$$\tan(\beta) = \frac{G_{\text{latéral}}}{G_{\text{vertical}}} \quad (80)$$

A 1300°C , le gradient vertical est de l'ordre de $110^\circ\text{C}/\text{cm}$, ce qui nous donne un gradient latéral de $20^\circ\text{C}/\text{cm}$ environ. Ce gradient correspond à la valeur donnée par le modèle de Bentini *et al.* à 3 mm du bord en dérivant l'expression (67) dans le chapitre III. L'écart de température avec le centre est alors de 4°C . L'uniformité thermique requise correspondant à ce modèle doit donc être de l'ordre de $\pm 2^\circ\text{C}$ à 1300°C . De telles performances sont réalisées à des températures allant jusqu'à $1100/1150^\circ\text{C}$ dans des fours RTP classiques mais pas aux températures visées par notre application. Nous voyons donc que l'exigence d'uniformité thermique est très forte. De plus, nous verrons par la suite que les plaquettes fines sont très sensibles à la déformation macroscopique, même pour des écarts de température faibles. La recherche de l'uniformité apparaît donc très problématique.

III.2.2 Méthodes d'amélioration de l'uniformité thermique

La configuration avec la paroi absorbante est favorable pour obtenir une bonne uniformité thermique [25] mais les premiers essais ont montré que cela était insuffisant pour remplir nos exigences en termes de déviation et de déformation. Nous allons donc voir ci-

après les différents moyens dont nous disposons pour améliorer l'uniformité thermique et les résultats obtenus jusqu'à maintenant.

Tout d'abord, il est nécessaire d'obtenir un éclairage de la plaquette le plus uniforme possible. Cette condition est respectée strictement si la source de chaleur et la chambre de recuit ont une taille infinie. Pour une longueur de lampe donnée, il est donc important de maximiser la taille de la chambre de recuit. Ensuite, il est important de remarquer que la symétrie du transfert thermique ne correspond pas à la symétrie du substrat traité. En effet, les lampes utilisées dans notre four sont linéaires alors que la plaquette a une forme circulaire. Pour pouvoir obtenir au moins une répartition de température à symétrie radiale, il est donc nécessaire de faire tourner la plaquette pendant le recuit, de façon à homogénéiser les non-uniformités locales dues à la linéarité des sources de chaleur. La vitesse de rotation retenue pour notre étude est égale à 10 tr/min, cette valeur est suffisante pour obtenir un transfert thermique pseudo-circulaire. Nous avons observé que son augmentation n'amène aucune amélioration notable.

La rotation de la plaquette permet donc de rendre circulaire le transfert thermique. L'uniformité obtenue n'est toutefois pas suffisante du fait des pertes radiales de chaleur par la tranche (en régime stationnaire). Le but des techniques d'uniformisation thermique dans un four RTP est de compenser ces pertes. Il existe deux techniques principales : prolonger artificiellement la plaquette pour transférer l'effet de bord sur cette extension et/ou moduler la puissance suivant la position des lampes.

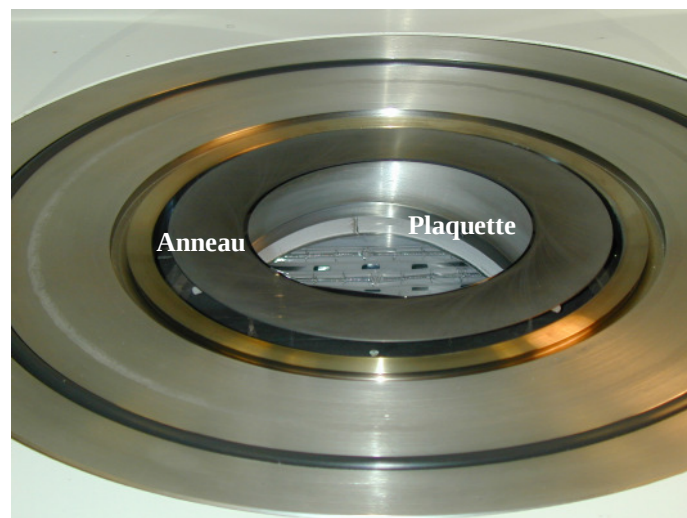


Figure 117 : Anneau de garde autour de la plaquette de silicium

La première méthode consiste donc à disposer un anneau de garde autour de la plaquette de silicium lors du recuit (voir photographie de la figure 117) [26]. Pour que l'effet de l'anneau de garde soit important, il faut que l'espacement entre l'anneau et la plaquette soit le plus faible possible, de deux à trois fois l'épaisseur de la plaquette. En pratique, l'espacement est de l'ordre de 1 à 2 mm pour tenir compte des tolérances sur le diamètre de la plaquette et sur le diamètre interne de l'anneau, ainsi que sur leur positionnement relatif. Lorsque l'espace est faible, les pertes radiatives du bord sont alors compensées en partie par le re-rayonnement de la tranche intérieure de l'anneau vers la plaquette. De même, la conduction

à travers le gaz dans l'espace intérieur homogénéise la température et enfin, l'anneau de garde permet de préchauffer le gaz si bien que les échanges convectifs au bord de la plaquette sont diminués.

L'anneau agit comme une extension artificielle de la plaquette ; son effet homogénéisant fonctionne donc également lors de la montée en température où le bord est plus chaud que le centre de la plaquette. L'efficacité de l'anneau de garde est optimale si ses propriétés thermiques sont identiques à celles de la plaquette. En effet, si la masse thermique est différente, l'anneau n'a pas la même vitesse de montée en température et sa température à l'état stationnaire peut être différente de celle de la plaquette. En général, deux types de matériau sont utilisés pour l'anneau de garde : le silicium (mêmes propriétés que la plaquette) et le carbure de silicium (meilleure résistance à la déformation que le silicium).

La deuxième technique utilisée couramment est la méthode dite du *lamp contouring*, qui consiste à moduler la puissance fournie aux lampes suivant leur position dans le four. Ainsi, les pertes de chaleur à la périphérie de la plaquette peuvent être compensées par un apport supplémentaire de puissance sur les lampes extérieures du four [27]. Cette méthode est efficace en régime stationnaire mais elle accroît la non-uniformité en régime transitoire de montée en température quand le bord est plus chaud que le centre. Il est donc primordial que le *lamp contouring* puisse être modifié suivant la phase du recuit.

Le principal inconvénient de la méthode de *lamp contouring* est qu'elle est consommatrice de temps et de ressources. En effet, il est difficile de prévoir *a priori* le déséquilibre de puissance à appliquer entre les lampes du centre et celles de la périphérie ; seule une méthode d'essais/erreurs permet la détermination du bon réglage.

III.2.3 Mesure de la déformation macroscopique

Les premiers résultats de déformation ont été obtenus sur des plaquettes de diamètre 100 mm (4") et d'épaisseur 240 μm , pour une température de recuit de 1300 °C environ, à la pression atmosphérique (azote ou azote + oxygène), sur le four du LAAS-CNRS. L'augmentation de la déformation avec la même puissance sur toutes les lampes est de l'ordre de 500 μm , elle est réduite à 100 μm avec la répartition relative de puissance suivante, 100 90 70 50 70 90 100. Chaque chiffre est un pourcentage d'une valeur commune de référence et correspond à une zone de lampes commandée indépendamment des autres zones ; elles sont au nombre de sept sur le four du LAAS-CNRS (la valeur 50 correspond à la région centrale). La comparaison est possible car nous avons veillé à obtenir approximativement la même température entre les deux essais, à savoir 1300 °C ; cette précaution a aussi été prise pour tous les essais sur les plaquettes 5", sauf dans le cas de l'étude de l'influence de la température sur la déformation.

Le passage au diamètre 125 mm (5") avec la même épaisseur a augmenté considérablement la déformation. Sans *lamp contouring*, la déformation est de l'ordre de 2000 μm et la répartition de puissance utilisée auparavant pour le diamètre 4" a donné une valeur de 1400 μm . Cette augmentation est probablement due à deux facteurs conjugués. Le premier est la non-uniformité accrue du transfert thermique dû au rapport diamètre plaquette / diamètre chambre plus important. Le second est la plus grande sensibilité de la plaquette 5" à la déformation macroscopique par rapport à une plaquette 4", et ce pour une même épaisseur. Pour réduire la non-uniformité et la déformation, il est alors nécessaire d'accroître le

déséquilibre de puissance entre les lampes centrales et périphériques. Le *lamp contouring* 100 80 60 30 60 80 100 permet de faire diminuer la déformation à 1200 µm.

Parallèlement, des essais ont été effectués avec des plaquettes 5" d'épaisseur 380 µm, plaquettes utilisées pour la faisabilité du thyristor sur épitaxie (voir partie IV). La déformation obtenue sans *lamp contouring* est de 1400 µm, la valeur la plus basse (700 µm) a été obtenue avec la répartition 100 80 45 30 80 100. L'essai sur des plaquettes encore plus épaisses (de 500 à 700 µm) a donné, pour cette répartition, une valeur inférieure à 100 µm.

Nous avons aussi voulu étudier l'influence de la température sur la déformation. L'essai pour la répartition 100 80 60 30 60 80 100, sur une plaquette 5" d'épaisseur 240 µm à 1200 °C donne une valeur de 800 µm, à comparer à 1200 µm pour une température de 1300 °C.

Enfin, l'utilisation d'un anneau de garde en SiC permet de réduire considérablement la déformation des plaquettes 5" à la température de 1300 °C. De façon à isoler l'influence de l'anneau seul, aucune répartition de puissance n'a été effectuée pendant cet essai. La déformation a été ainsi réduite à zéro sur des plaquettes d'épaisseur 380 µm, contre 700 µm au mieux avec le *lamp contouring*. L'apport sur des plaquettes d'épaisseur 240 µm est moindre, on passe de 1200 µm avec la meilleure répartition de puissance à 700 µm avec l'anneau de garde.

Pour des valeurs de déformation supérieures à 300/400 µm, le recuit donne à la plaquette une forme de selle de cheval, comme décrit dans le chapitre III. En dessous de 300 µm, la plaquette est simplement bombée.

Ces différentes expériences nous donnent les paramètres qui ont une influence sur la déformation. Tout d'abord, l'uniformité thermique est meilleure avec un rapport diamètre chambre / diamètre plaquette plus important. Pour le 5", il est donc nécessaire d'avoir une chambre plus grande que celle disponible sur le four du LAAS-CNRS pour améliorer l'uniformité "intrinsèque" du four. Les comparaisons entre les deux diamètres et les différentes épaisseurs montrent aussi que la déformation augmente avec le rapport diamètre / épaisseur. Il semble que ce soit le facteur le plus important. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'explications quantitatives détaillées sur le phénomène de déformation macroscopique provoqué par des contraintes thermiques. Par contre, dans l'expression donnant la flèche f d'une plaquette bombée soumise à la contrainte σ due à une couche mince d'épaisseur e_c , le rapport D/e intervient explicitement [28] :

$$f = \frac{3}{4} \sigma e_c \frac{1-\nu}{E} \left(\frac{D}{e} \right)^2 \quad (81)$$

Cette formule s'applique pour une plaquette bombée et avec une contrainte uniforme sur la plaquette, ce qui n'est pas notre cas ici. Néanmoins, il est raisonnable de penser que la déformation obtenue par contraintes thermiques suit une loi de ce type, avec une dépendance en D/e . La déformation augmente aussi avec la température, ce qui est logique puisque la non-uniformité thermique croît aussi avec ce paramètre, comme vu dans le chapitre III.

III.2.4 Recuit sous vide primaire

Les deux méthodes d'amélioration de l'uniformité ont montré leur efficacité, notamment l'utilisation de l'anneau de garde. Néanmoins, la déformation reste très importante pour les plaquettes fines. A ce moment de l'étude, nous avons donc essayé de réduire la non-uniformité due aux échanges convectifs avec le gaz de recuit, en effectuant la thermomigration sous vide. En effet, le coefficient de transfert convectif diminue très sensiblement avec la pression comme indiqué dans le chapitre III.

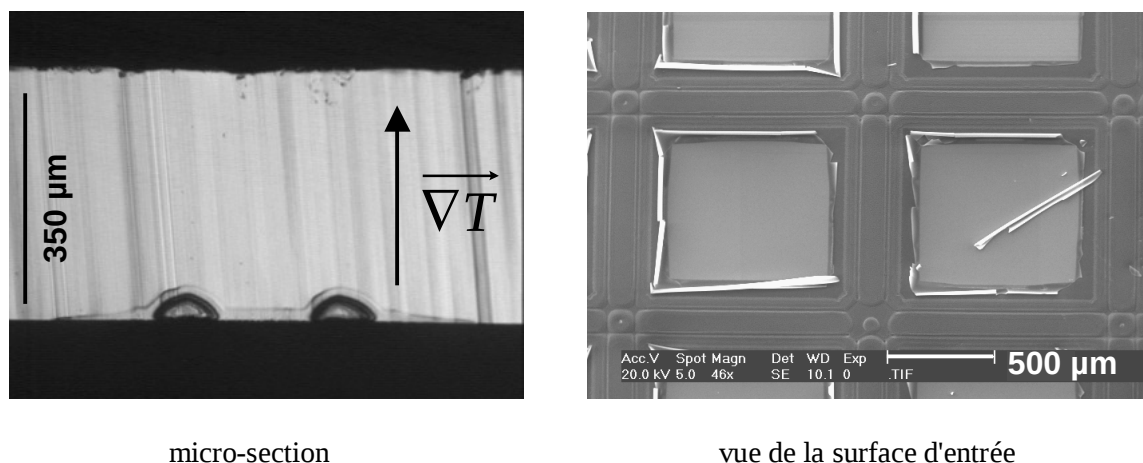


Figure 118 : Thermomigration sous vide primaire

Nous avons donc procédé à un recuit de thermomigration sous vide primaire à une pression de l'ordre de 10^{-2} mBar et à une température de 1300 °C, configuration double grille, épaisseur 3 μm. Avant même d'évaluer l'influence sur l'uniformité, nous avons observé que les gouttes d'alliage n'émergent pas au bout d'une dizaine de minutes, durée normalement largement suffisante pour la migration complète. La micro-section de la figure 118 montre ainsi qu'il y a eu formation de l'alliage mais que la migration n'a pas suivi. Il y a donc eu évaporation de l'aluminium contenu dans l'alliage. Un calcul rapide à partir des lois de l'évaporation montre que la vaporisation d'une couche d'aluminium de 3 μm d'épaisseur est totale en moins de 5 s à 1300°C. Au fur et à mesure que l'aluminium s'évapore, la hauteur de l'alliage Al/Si diminue par cristallisation de silicium dopé aluminium, et ce pour conserver une proportion constante de silicium dans la goutte. C'est la raison pour laquelle une région superficielle très dopée est observée sur la micro-section.

L'évaporation est totale car il n'y a pas de couche encapsulatrice qui protège l'alliage liquide. Dans le cas du recuit sous azote "pur", la couche partielle d'alumine empêche l'évaporation totale du métal, ce qui permet la thermomigration de la goutte. Cette évaporation est complètement empêchée si de l'oxygène est rajouté de manière intentionnelle dans la chambre de recuit. La couche d'alumine alors formée est beaucoup plus homogène (voir aussi partie II.5.1).

La photographie de droite sur la figure 118 est une vue MEB de la surface d'entrée initialement oxydée. Nous pouvons voir très nettement que la couche d'oxyde s'est décollée par endroits. Du fait de l'absence d'oxygène en quantité importante, la couche de SiO₂ se décompose en SiO volatil [29]. A cause de cette décomposition partielle à l'interface Si/SiO₂, la couche d'oxyde ne peut plus adhérer à la surface. La thermomigration sous vide primaire de

plaquettes totalement ou partiellement oxydées n'est donc pas possible, sinon la couche d'oxyde perd son intégrité.

Cette hypothèse est confirmée par la formation d'un dépôt jaunâtre sur les hublots de la chambre de recuit, provenant de la décomposition du SiO_2 ainsi que de la formation de SiO ou de l'évaporation de silicium à partir des zones non-oxydées. Le silicium nu, n'est, en effet, pas protégé par une couche passivante puisque nous sommes en-dessous de la pression limite partielle de formation du SiO_2 . La formation de ce dépôt est à éviter absolument pour toutes les raisons évoquées dans la partie II.3 dédiée à la problématique de la pollution.

En conclusion, même si l'évaporation d'aluminium pouvait être évitée, il semble très difficile d'empêcher la décomposition de l'oxyde et l'évaporation du silicium (sous forme atomique ou mono-oxydée). La voie du recuit sous vide primaire a donc été abandonnée dans notre recherche d'un procédé industriel réalisé à la fin du processus de fabrication, i.e. sur des plaquettes nécessairement oxydées.

III.2.5 Uniformité d'émergence et déviation des caissons.

Après avoir étudié la déformation des plaquettes, nous avons voulu regarder l'uniformité du procédé de thermomigration. La figure 119 représente la face de sortie d'une plaquette de diamètre 125 mm et d'épaisseur 240 μm soumise à un recuit à 1300 °C pendant 4 minutes, avec un *lamp contouring* 100 80 60 30 60 80 100, sans anneau de garde. A première vue, toutes les gouttes ont émergé, à part une région vers le méplat, ce qui semblerait montrer que l'uniformité du procédé est bonne. Néanmoins, la seule observation de la face émergée ne permet pas de conclure quant à la déviation des gouttes pendant leur migration.

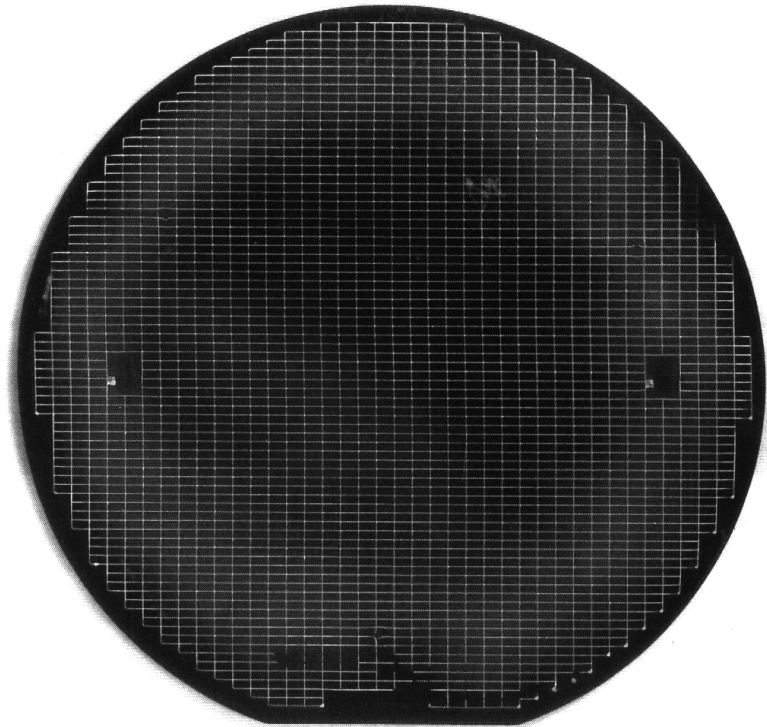


Figure 119 : Visualisation de l'uniformité en face de sortie

La figure 120 montre les micro-sections obtenues pour différentes positions radiales sur la même plaquette. La déviation observée est bien dirigée vers le centre de la plaquette, ce qui confirme que le centre est plus chaud que la périphérie pendant la migration, i.e. pendant le régime stationnaire. L'angle de déviation maximal est de l'ordre de 30° à 3 mm du bord, il diminue pour devenir négligeable au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre de la plaquette. Des essais avec anneau de garde à la même température ont donné une déviation maximale de 20° . Nous voyons donc que la déviation minimale obtenue n'est pas conforme à nos exigences (moins de 10° à 3 mm du bord).

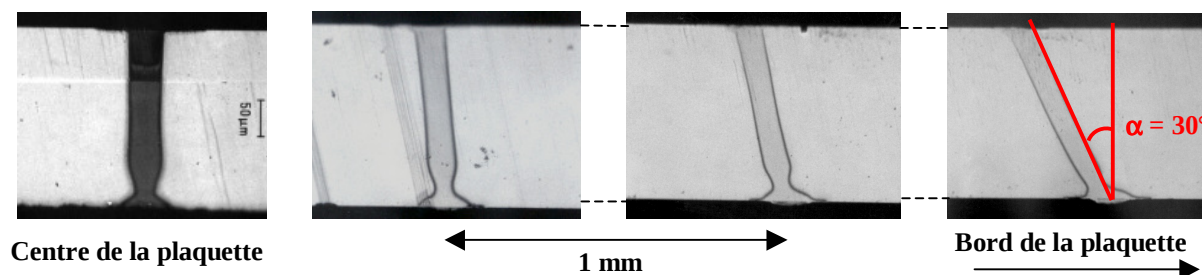


Figure 120 : Déviation des caissons en périphérie de plaquette

III.2.6 Résultats préliminaires sur le prototype industriel

Les résultats en termes d'uniformité du transfert thermique et du procédé ne sont pas satisfaisants. La conception d'un nouveau four a donc été rendu indispensable pour, entre autres, améliorer ces performances. La modification principale faite sur ce four (en ce qui concerne l'uniformité thermique) a été d'augmenter le diamètre de la chambre pour obtenir une meilleure uniformité "intrinsèque". L'optimisation du procédé n'est pas encore achevée mais nous avons obtenu quelques résultats préliminaires montrant la pertinence de notre démarche.

Ainsi, la déformation sur plaquettes fines de diamètre 125 mm sans *lamp contouring* ni anneau de garde, mesurant donc la capabilité "intrinsèque" du four, est passée de 2000 μm à 700 μm environ. L'ajout d'un anneau de garde en silicium a réduit cette déformation à une valeur inférieure à 200 μm contre 700 μm au mieux avec anneau de garde sur le premier four. Des micro-sections effectuées sur ce type de plaquette (voir figure 121) montrent que la déviation maximale au bord est de l'ordre de 10° , contre 30° avec le premier four, ce qui revient à une réduction par trois du gradient latéral. Contrairement au cas sans anneau sur l'ancien four, la déviation se fait vers le bord de la plaquette, ce qui veut dire que l'anneau a inversé le gradient latéral ; il est maintenant dirigé du centre vers la périphérie. Les pertes au bord de la plaquette ont donc été sur-compensées probablement parce que la température de l'anneau est supérieure à celle de la plaquette du fait de propriétés optiques et/ou thermiques différentes. Nous pourrions essayer de corriger cet effet avec un *lamp contouring* très légèrement favorable au centre.

Nous voyons donc que l'uniformité obtenue avec le nouveau four est très bonne, ce qui est très prometteur pour la faisabilité industrielle du procédé. La déviation est, d'ores et déjà, dans la spécification que nous nous sommes donnés et la déformation a été considérablement réduite.

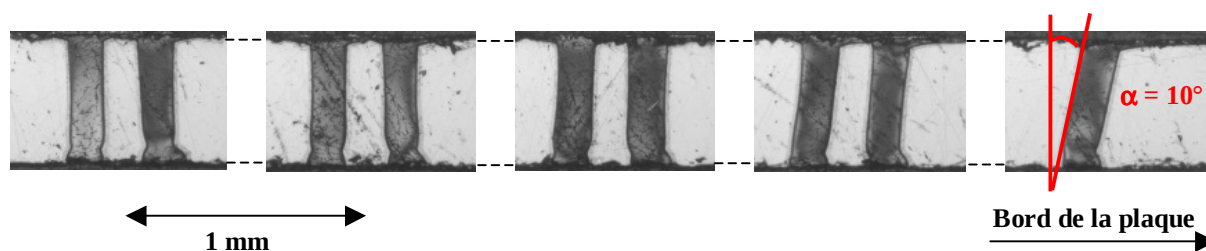


Figure 121 : Déviation des caissons avec anneau de garde sur le nouveau four

Pour terminer cette partie dédiée à l'uniformité thermique, nous avons mis en évidence la génération de lignes de glissement à la périphérie de la plaquette. La figure 122 montre ainsi l'observation directe sans révélation chimique de la surface des plaquettes, mettant en évidence de façon très nette les réseaux de dislocations. Ces défauts sont observés même dans les cas où la déformation macroscopique et la déviation des caissons sont limitées. Cela signifie donc que l'uniformité thermique requise pour assurer une faible déformation et un gradient vertical compris dans nos tolérances n'est pas forcément suffisante pour éviter la formation de défauts microscopiques.

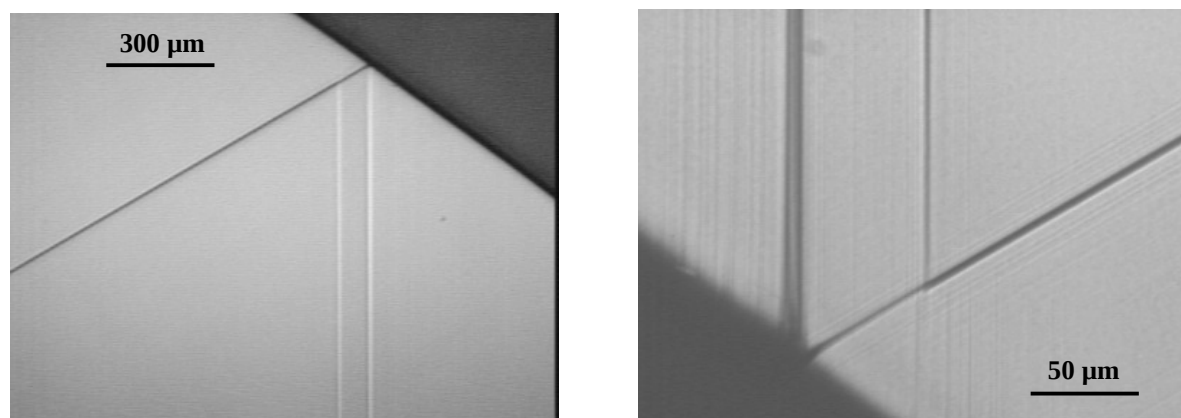


Figure 122 : Lignes de glissement au bord de la plaquette

La sensibilité à la génération de dislocations provient, en partie, de la température élevée du recuit (1300 °C), du fait que la contrainte limite de cisaillement décroît exponentiellement avec la température. Une baisse de la température compatible avec un temps de migration acceptable (à 1250 °C par exemple) ne provoque pas d'augmentation importante de la limite élastique (environ 20 % seulement). Il apparaît donc essentiel d'améliorer encore l'uniformité thermique pour que les contraintes générées soient en-dessous de la limite élastique à 1300 °C, ce qui permettra la suppression des défauts cristallins.

III.3 Reproductibilité et contrôle de la fin du procédé

Trois types de solutions sont disponibles pour assurer le contrôle du procédé : la boucle ouverte, la boucle fermée et l'utilisation de moyens automatiques de détection de fin de procédé associée à l'une des deux premières solutions.

III.3.1 Boucle ouverte

Le contrôle d'un procédé RTP par boucle ouverte consiste simplement à fournir une puissance donnée aux lampes sans contrôle ni régulation de la température de la plaquette. La courbe de gauche de la figure 123 montre le signal pyrométrique typique mesuré au centre de la face inférieure d'une plaquette lors d'un recuit en boucle ouverte. Ce signal est une image de la température du centre de cette face arrière. Nous pouvons constater que la température n'est pas constante pendant le palier de puissance. Des correspondances très approchées entre signal et température montrent que l'écart de température entre le début et la fin du palier est de l'ordre de 10 °C sur une durée de 80 s.

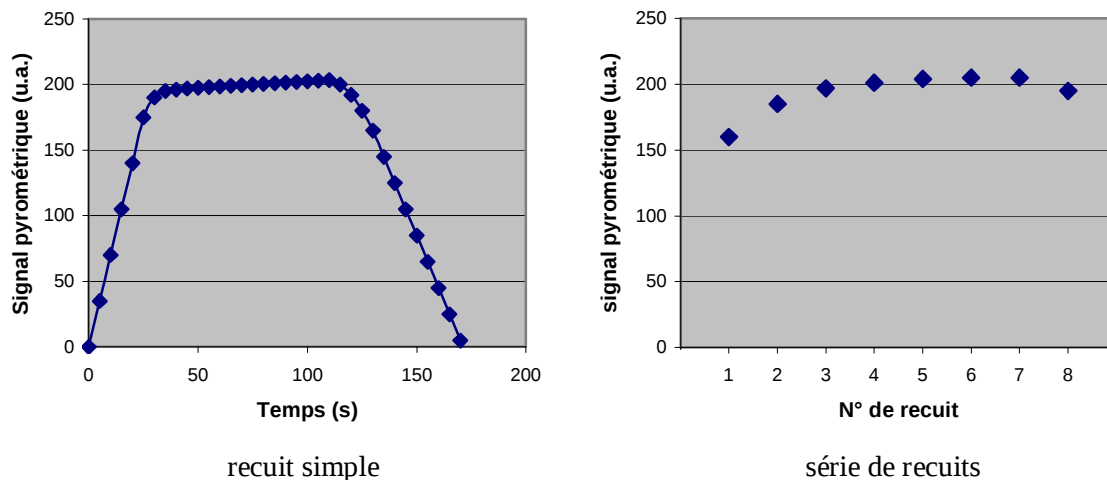


Figure 123 : Signal pyrométrique en boucle ouverte

Cette augmentation est due au rayonnement thermique du hublot de quartz vers la plaquette qui s'accroît au fur et à mesure du palier. En effet, le quartz n'est pas totalement transparent au rayonnement issu des lampes. La partie absorbée par le quartz élève sa température de manière progressive pendant le recuit (masse thermique importante), ce qui explique la conséquence sur la plaquette. La réalisation du procédé en boucle ouverte ne permet donc pas d'obtenir une température stable pendant le palier du cycle thermique.

La courbe de droite présente le signal pyrométrique en fin de palier pour une série de recuits identiques (environ 1350 °C pendant 80 s) espacés chacun de cinq minutes, sauf entre le septième et le huitième recuit où cette durée est de 10 minutes. Nous constatons que la température augmente d'un recuit à l'autre pour se stabiliser au bout de 6 recuits environ. Cette non-reproductibilité en température est due, là aussi aux effets de rayonnement du quartz vers la plaquette. En effet, au contraire des lampes et de la plaquette qui baissent vite en température, le hublot de quartz supérieur a une masse thermique importante et son refroidissement est plus lent. Si on n'attend pas que le quartz revienne à la température ambiante, le recuit suivant va augmenter la température du quartz, et donc celle de la plaquette, par un rayonnement accru. Manifestement, une durée de 5 minutes n'est pas suffisante pour que le quartz descende complètement en température. Cet effet dit de "mémoire thermique" s'estompe au bout de quelques recuits quand l'intervalle entre les recuits est le même, on atteint alors un régime stationnaire. Par contre, si nous modifions le temps entre les recuits, comme c'est le cas entre le septième et le huitième, la température du palier varie : ici elle diminue car nous avons augmenté la durée.

Ces essais montrent que la reproductibilité en température d'un recuit à l'autre est très difficile à atteindre en boucle ouverte. Il est ainsi nécessaire de pré-chauffer le four avec des recuits "à blanc" puis d'enchaîner les recuits à intervalles de temps très réguliers. Ces contraintes sont peu compatibles avec des exigences industrielles. Cette solution seule n'est donc pas adaptée pour la mise en oeuvre d'un procédé de thermomigration industriel.

La température de la plaquette en boucle ouverte dépend donc de la température du hublot de quartz. Nous avons mis au point une méthode permettant d'évaluer cette température en fonction de la durée de recuit, et ce en étudiant le refroidissement de la plaquette après le recuit. Le cycle thermique en boucle ouverte utilisé est le suivant : 30 s de montée, 1 ou 5 minutes de palier à 1300 °C environ, 30 s de descente, refroidissement sous flux d'azote (environ 20 l/min). La température de la plaquette est mesurée en posant la soudure d'un thermocouple de type S sur la face avant de la plaquette. Même si le contact thermique avec ce type de thermocouple n'est pas très bon, l'erreur sur la mesure est moindre quand les lampes sont éteintes et à basse température.

La figure 124 montre la température enregistrée par le thermocouple, et ce pour les deux temps de palier. Les courbes montrent que le refroidissement de la plaque est plus lent pour une durée de palier plus longue. Ce résultat peut être expliqué en se référant aux mécanismes de refroidissement de la plaquette qui se fait en trois étapes. La première étape du refroidissement est la descente linéaire en puissance des lampes en 30 s. Pendant cette durée, les lampes sont encore chaudes et contrôlent la température de la plaque de manière linéaire.

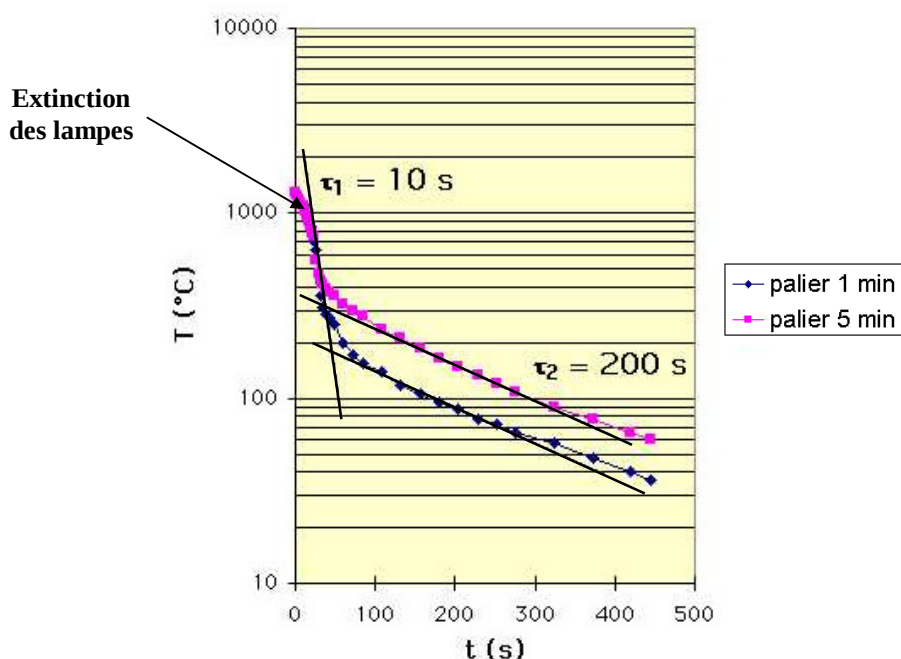


Figure 124 : Refroidissement de la plaquette pour deux temps de palier

Une fois les lampes éteintes, la plaquette est à une température supérieure à celle du hublot de quartz supérieur, elle se refroidit alors librement et très rapidement avec une loi du type $T_0 \exp(-t/\tau_1)$. La constante τ_1 est de l'ordre de 10 s du fait de la très faible masse thermique de la plaquette de silicium. Quand celle-ci atteint la température du hublot supérieur, c'est le système hublot + plaquette qui se refroidit. Le hublot impose sa masse

thermique importante et le refroidissement du système est alors beaucoup plus lent. La loi de descente en température est toujours du type $T_0 \exp(-t/\tau_2)$ avec cette fois τ_2 de l'ordre de 200 s, et ce quelle que soit la durée de palier. La différence entre les deux durées de recuits vient du fait que la température du hublot est supérieure pour un palier long. La transition entre les deux étapes se fait alors à une température supérieure pour le palier long (400 °C contre 300 °C pour le palier de 60 s). Comme la constante de temps τ_2 est la même pour les deux durées de recuits, le refroidissement de la plaquette pour un palier long est plus lente. Nous pouvons donc estimer la température du hublot supérieur à 300 °C pour le palier de 1 minute et 400 °C pour le palier de 5 minutes.

III.3.2 Boucle fermée

La réalisation du procédé en boucle fermée consiste à réguler la température de la plaquette en ajustant la puissance délivrée aux lampes au moyen d'un automate, en général une boucle PID (Proportionnel Intégral Dérivé). Cette méthode suppose de connaître la température de la plaquette. En général, elle est mesurée par un pyromètre optique pour les raisons évoquées dans le chapitre III.

La principale difficulté de la mise en place de la boucle fermée est alors la nécessité de l'étalonnage du pyromètre par thermocouple aux températures concernées par notre étude (1200 / 1350 °C). Nous avons ainsi procédé par deux méthodes. La première consiste à poser un thermocouple de type R sur la surface de la plaquette et d'ajuster l'émissivité sur le pyromètre pour faire coïncider la température mesurée par le thermocouple et celle affichée par le pyromètre. Malheureusement, les propriétés mécaniques du type R sont telles que la confiance que l'on peut accorder à la mesure est très faible. En effet, la température donnée par le thermocouple varie de 300 °C suivant la face de la plaquette où est faite la mesure (1300 °C sur la face supérieure et 1000 °C sur la face inférieure). La seule conclusion que l'on puisse tirer de ces mesures est que la température est comprise entre 1000 et 1300 °C, mais cette précision est bien sûr insuffisante pour pouvoir espérer étalonner le pyromètre.

La deuxième méthode a consisté à utiliser une plaquette instrumentée par des thermocouples de type K. Dans ce cas, le contact thermique entre le thermocouple et la plaquette est très bon car la soudure est placée dans un trou qui est comblé par une colle haute température aux propriétés thermiques voisines de celles du silicium. Le résultat est sans doute plus fiable, mais la méthode est limitée pour des températures inférieures à 1150 °C.

De plus, l'inconvénient majeur de ces méthodes d'étalonnage par thermocouple est qu'elles se font sur des plaquettes témoins et non sur une plaquette destinée à la thermomigration. Or, au cours du recuit, même si l'aluminium a quitté la surface arrière, il reste aux endroits du dépôt initial une couche d'alumine couvrant une surface non négligeable et qui va modifier très certainement l'émissivité vue par le pyromètre. L'étalonnage est donc imprécis.

Des méthodes indirectes d'estimation de la température peuvent aider à la calibration du pyromètre mais elles sont généralement imprécises. La première est la détermination expérimentale de la vitesse de migration qui permet de remonter à la température par le biais de l'expression théorique (31) donnée dans le chapitre II. Cette relation est très simplifiée, elle ne tient pas compte des cinétiques d'interface (forme de la goutte et orientation cristalline) et du gradient dans le liquide. La méthode est donc peu précise.

Le calcul de la surface de zone alliée lors de recuits sans thermomigration (face avec dépôt aluminium en regard des lampes) est aussi une méthode intéressante. La détermination de la surface permet de remonter à la fraction molaire de silicium dans le liquide par la relation (48) du chapitre II. La consultation du diagramme de phases donne alors la température correspondante. Là aussi, la méthode est imprécise car l'expression de la surface alliée est simplifiée du fait que les volumes molaires partiels du silicium et de l'aluminium dans l'alliage liquide ne sont pas bien connus.

Ensuite, la détermination de la pression partielle limite d'oxygène délimitant les domaines d'oxydation passive et active permet aussi de remonter à la température, voir équation (79). Le problème, ici, réside dans l'incertitude inhérente à la détermination expérimentale des coefficients d'une loi d'Arrhénius.

Enfin, la dernière méthode consiste à mesurer la diffusion de l'aluminium à l'état solide à partir du chemin thermomigré. Connaissant le temps de diffusion (égal à la durée du palier pour la diffusion issue du début du caisson), il est alors possible d'obtenir le coefficient de diffusion et donc la température en utilisant l'équation (84) que nous établirons dans la partie IV.1.2. Comme pour la méthode précédente, le coefficient de diffusion dépend de la température selon une loi d'Arrhénius et sa valeur est donc affectée d'une incertitude importante.

Nous voyons donc que la détermination de la température de la plaquette est entachée d'une certaine incertitude, quelle que soit la méthode utilisée (mesure thermocouple ou autres). Ces conclusions confirment bien la très grande difficulté de la mesure de la température dans les fours de recuit rapide, comme exposé dans le chapitre III. De plus, même si on disposait d'une méthode fiable de calibration, la régulation par pyrométrie n'est pas parfaitement reproductible à moins de mettre en place des techniques sophistiquées telles que celles décrites dans le chapitre III. En effet, des variations des propriétés optiques peuvent être observées parmi des plaquettes de type différent ou même dans un lot de plaquettes identiques.

Néanmoins, excepté la vitesse, les différentes caractéristiques de la migration (conformité, largeur de chemin dopé, niveau de dopage) dépendent peu de la température du recuit pour une variation inférieure à 30 °C. Cette variation est la valeur estimée de la non-reproductibilité en température maximale d'un recuit à l'autre (que ce soit en boucle ouverte ou fermée). Il s'ensuit que le seul paramètre réellement critique vis-à-vis de la reproductibilité du procédé est l'émergence des gouttes d'alliage liquide. Il nous faut trouver une méthode qui assure le même niveau d'émergence d'une plaquette à l'autre.

III.3.3 Détections de fin de procédé

Quelle que soit la méthode de régulation, la non-reproductibilité en température est très néfaste vis-à-vis de la reproductibilité de la vitesse et donc de l'émergence. Une différence de température aussi faible que 5 °C peut induire une variation de la vitesse de l'ordre de 15 µm/min à 1350 °C. D'un recuit à l'autre, le temps du palier peut donc ne pas être strictement le même. Il est alors nécessaire de trouver une ou plusieurs méthodes pour déterminer la fin du procédé, et ce de manière reproductible.

La fin du procédé de thermomigration se caractérise par l'émergence des gouttes d'alliage liquide à la surface de sortie. Ce liquide a des propriétés optiques différentes de celle du substrat silicium solide, différence que nous allons mettre à profit dans les deux détections de fin de procédé proposées.

a) Observation de la face de sortie et analyse d'images

Le réflecteur situé au-dessus des lampes ainsi que son couvercle sont percés de trous permettant, par la visée entre deux lampes, l'observation directe de la surface de sortie de la plaquette par une loupe binoculaire (Leica MZ8). Une caméra noir et blanc (Sony SSC-M370CE) à matrice CCD $\frac{1}{2}$ pouce de 752*852 éléments est montée sur cette loupe binoculaire. En plus d'un ajustement automatique de la sensibilité de la caméra et d'un iris manuel sur la loupe binoculaire, nous utilisons un filtre neutre hautement absorbant pour réduire l'intensité lumineuse sur la caméra et ainsi éviter de saturer la matrice CCD. La caméra vidéo est reliée à un moniteur et à un magnétoscope permettant l'enregistrement des émergences. Les images de la figure 125 montrent un exemple de ce qui est observé à la fin du recuit de thermomigration. Pour la commodité de l'observation, le recuit s'est fait sans rotation.

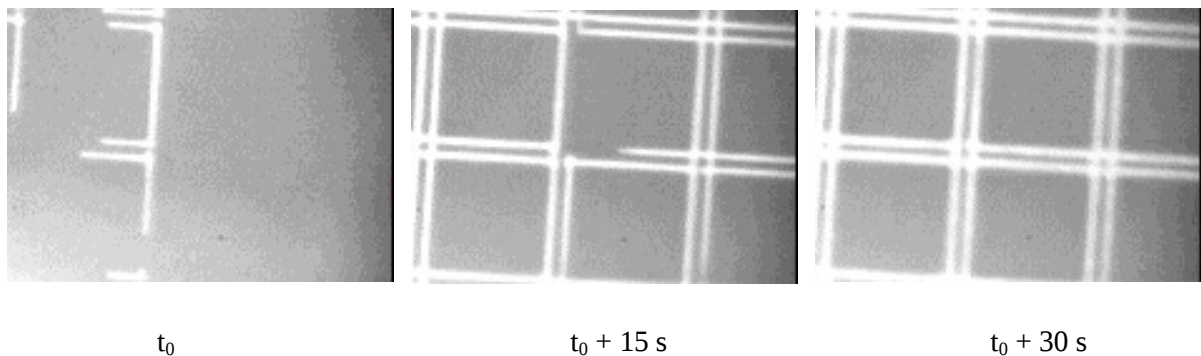


Figure 125 : Observation de l'émergence des gouttes d'alliage liquide.

Ces images montrent très clairement l'arrivée des motifs à la surface de sortie (ici une double grille) qui s'accompagne d'une augmentation de la luminosité et du contraste de l'image. Ces observations permettent donc à l'opérateur de déclencher la fin du palier quand l'émergence est complète. Toutefois, cette solution n'est pas pleinement satisfaisante car, d'une part, elle nécessite la présence de l'opérateur pendant le recuit et, d'autre part, elle n'assure pas forcément une bonne reproductibilité de l'émergence.

En couplant cette acquisition à un logiciel de traitement d'images (Norscope de la société Norack), il est possible de calculer un indicateur de contraste et/ou de luminosité, et de suivre son évolution au cours du recuit (voir figure 126). La mesure a été faite sur une plaquette en rotation pour montrer la variation en conditions de recuit réalistes. Les oscillations de la valeur de l'indicateur de contraste sont dues à cette rotation.

La courbe montre que l'indicateur de contraste augmente de manière très nette lors de l'émergence (vérifié par observation directe sur le moniteur). Cette augmentation n'est pas instantanée, ce qui signifie que l'émergence des gouttes ne se fait pas de manière simultanée partout sur la zone filmée, comme observé sur les images de la figure 125. Dans notre cas,

l'émergence est complète en moins de 20 s. En fixant un seuil de contraste au-delà duquel on considère que le procédé est terminé, il est alors possible de terminer le palier du recuit de manière automatique.

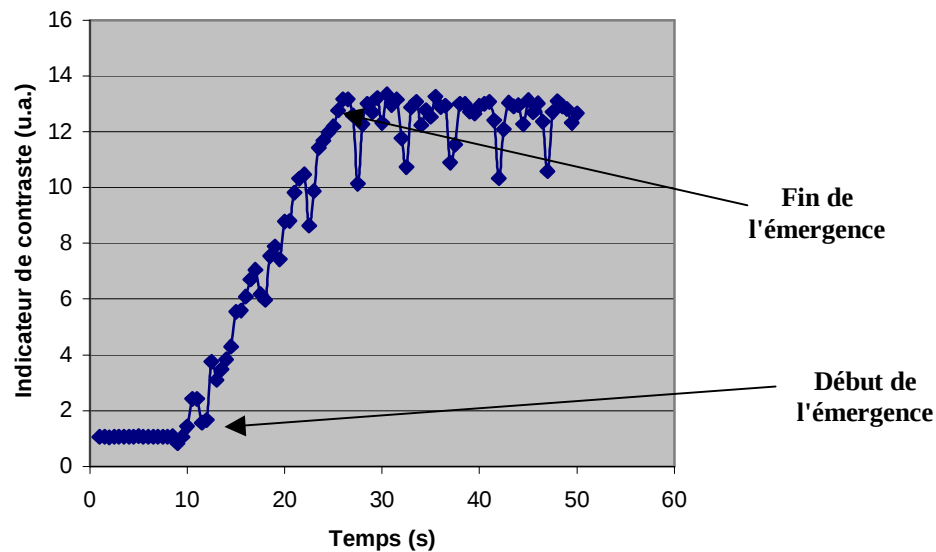


Figure 126 : Variation du contraste de l'image lors de l'émergence

b) Réflectométrie laser

La deuxième méthode que nous avons étudiée consiste à mesurer *in-situ* la réflectivité de la face avant au cours du recuit. Pour ce faire, nous utilisons un laser continu He-Ne (longueur d'onde $0.6328 \mu\text{m}$, Spectra Physics 196-1, 0.5 mW). Après réflexion sur la plaquette, le faisceau passe dans un filtre passe-bande (centré sur $0.6328 \mu\text{m}$ et de bande passante $0.1 \mu\text{m}$) et est ensuite détecté par une photodiode au silicium (OLCY 110C). Le filtre rouge permet d'éviter la saturation du détecteur en bloquant la majeure partie du rayonnement venant des lampes et réfléchi par la plaquette ou la chambre de quartz. Un hacheur optique et un amplificateur à détection synchrone (Stanford Research Systems, modèles SR540 et SR510) sont aussi utilisés pour augmenter le rapport signal/bruit en diminuant la sensibilité de la photodiode au rayonnement issu des lampes à la longueur d'onde du laser. Du fait de la petite taille du spot du laser en comparaison avec les motifs émergents, la plaquette doit être nécessairement mise en rotation pour assurer un balayage de la surface.

La figure 127 montre la variation du signal réfléchi par la plaquette au moment de l'émergence des motifs liquides. Nous voyons que celle-ci provoque une diminution progressive de la réflectivité de la face de sortie. Là aussi, il est possible de fixer un seuil en-dessous duquel la fin du palier peut être déclenchée automatiquement.

Cette méthode est peut-être plus difficile à mettre en oeuvre du fait de la grande sensibilité de la mesure à la déformation de la plaquette. En effet, si la surface visée par le laser n'est pas assez plane, le faisceau est dévié et n'est pas détecté par la photodiode. Même quand la déformation après recuit est limitée, il est peut arriver que la plaquette se déforme transitoirement au cours du recuit, il est alors fréquent de perdre le signal réfléchi. La méthode

doit donc être ajustée au plus fin, notamment en ce qui concerne la position du laser et du détecteur, pour obtenir une mesure représentative des phénomènes sur la plaquette.

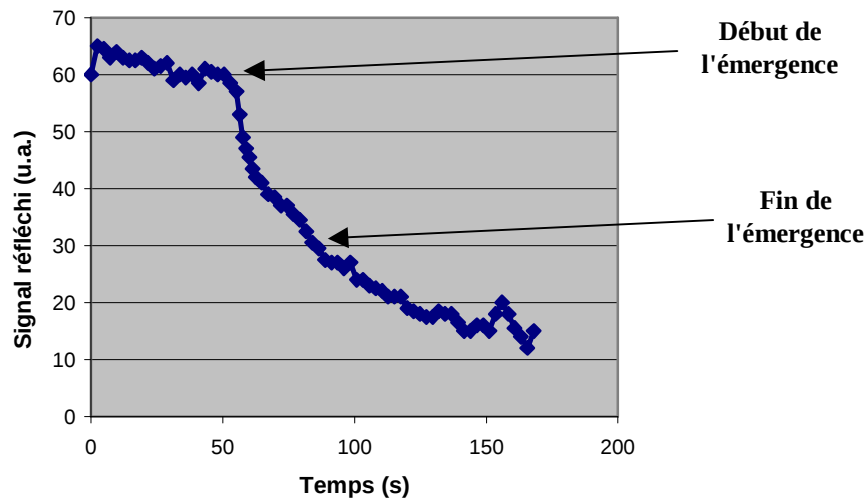


Figure 127 : Réflectivité de la surface de sortie lors de l'émergence

L'arrivée des motifs d'alliage liquide Al/Si à la surface avant provoque la baisse du signal réfléchi. Ce résultat est, *a priori*, étonnant car le silicium liquide, principal composant de l'alliage aux températures de notre étude ($X = 0.78$ à 1300 °C) a une réflectivité supérieure au silicium solide à 632.8 nm . La relation donnant la réflectivité en incidence normale est la suivante :

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (82)$$

où n est l'indice de réfraction et κ le coefficient d'extinction du matériau à la longueur d'onde considérée. Pour le silicium solide, $n = 4.44$ et $\kappa = 0.30$ à 1300 °C [30], ce qui donne une réflectivité de 0.40 . Pour le silicium liquide, $n = 3.8$ et $\kappa = 5.2$ [31], d'où $R = 0.70$.

Ce résultat peut être expliqué par le fait que l'alliage, à son arrivée à la surface, réagit avec l'oxygène introduit volontairement dans l'atmosphère de recuit (cas de nos essais) pour former immédiatement une couche d'alumine. Il est alors très probable que la réflectivité de l'alumine formée soit inférieure à celle du silicium solide, ce qui expliquerait la baisse du signal détecté lors de l'émergence.

En conclusion, nous avons donc démontré la faisabilité de deux méthodes permettant une détection automatique de fin de procédé, l'analyse d'images et la réflectométrie laser. Pour le moment, seules ces études préliminaires ont été effectuées, il sera bien sûr primordial d'étudier leur reproductibilité lors de la mise au point finale du procédé industriel.

IV Application à la réalisation d'un composant de puissance à tenue en tension bidirectionnelle

Les deux parties précédentes nous ont permis d'explicitier les différentes problématiques spécifiques au procédé de thermomigration et à l'équipement RTP permettant sa réalisation. En utilisant les résultats de ces travaux, nous avons voulu montrer la faisabilité de l'insertion de la thermomigration dans une filière de fabrication pour la réalisation d'un composant de puissance à tenue en tension bidirectionnelle.

Cette démarche vise, tout d'abord, à déterminer si notre procédé de thermomigration est compatible avec les autres étapes de la filière, et quelles sont les conditions de cette compatibilité. Ensuite, il s'agit, en même temps, de vérifier, par la fabrication d'un composant, que le procédé permet d'assurer la fonctionnalité désirée de tenue en tension inverse.

Dans la première partie, nous donnerons, à l'aide des parties II et III de ce chapitre, les conditions de l'insertion de la thermomigration dans une filière de type thyristor. Ensuite, nous présenterons le véhicule test retenu pour montrer la faisabilité "fonctionnelle", à savoir un thyristor 400 V sur plaquettes épitaxiées. Ce choix sera justifié par des impératifs technologiques et par la nouveauté du concept. Nous étudierons ensuite la faisabilité spécifique de la thermomigration sur plaquettes épitaxiées en mettant l'accent sur les difficultés rencontrées sur plan (111). Malgré ces problèmes, nous verrons que la réalisation du véhicule test a pu être menée à son terme et que la caractérisation électrique en tenue en tension des composants ainsi réalisés a pu être effectuée.

IV.1 Insertion de la thermomigration dans une filière de type thyristor

IV.1.1 Description du processus de fabrication

Nous allons d'abord présenter les principales étapes du processus de fabrication d'une filière *Planar* de type thyristor classique avec caisson bore sur plaquettes minces. Cette description nous permettra de discuter ensuite de la place de l'étape de thermomigration en remplacement du caisson bore.

- oxydation initiale
- caisson bore
 - ✓ photogravure oxyde double face
 - ✓ implantation de bore double face
 - ✓ recuit 200 heures à 1300 °C
- diffusion de la base P face avant et de la zone P pleine plaque face arrière
 - ✓ photogravure oxyde face avant
 - ✓ implantation bore double face
 - ✓ recuit 10 heures à 1300 °C
- diffusion de l'émetteur N face avant
 - ✓ photogravure oxyde face avant
 - ✓ prédépôt POCl_3 , 1 h à 1050 °C
 - ✓ recuit phosphore, 30 min à 1250 °C

FIN DE LA DIFFUSION DE LA STRUCTURE ACTIVE

- dépôt et fluage passivation primaire
- photogravure oxyde pour ouverture des contacts
- dépôt aluminium sur les deux faces et photogravure face avant
- dépôt et photogravure passivation secondaire
- dépôt métallisation finale face arrière pour brasure

La réalisation du caisson est effectuée en tout début du processus de fabrication, du fait de son bilan thermique très important. En effet, si le caisson était réalisé après la diffusion de la zone active, celle-ci diffuserait à son tour de manière trop importante, si bien que les zones dopées délimitées par photogravure n'existeraient plus.

IV.1.2 Place de l'étape de thermomigration

Voyons maintenant quelle peut être la place de la thermomigration dans le processus de fabrication en remplacement du caisson bore. Du fait de son bilan thermique très limité, le procédé peut être placé après la diffusion de la structure active, sans que celle-ci soit beaucoup affectée, au contraire du caisson bore.

Prenons d'abord le cas où la thermomigration est effectuée en tout début de processus, où elle vient prendre la place de la diffusion du caisson bore. Dans ce cas, le bilan thermique de la diffusion de la structure active fait diffuser latéralement le caisson thermomigré, ce qui conduit à une perte de place, d'autant plus que l'aluminium diffuse rapidement dans le silicium. Le profil initial $g(y)$ avant diffusion de la zone active correspond au dopage aluminium obtenu après thermomigration, il est donc de la forme abrupte suivante :

$$g(y) = C_0 [H(-l) - H(l)] \quad (83)$$

où C_0 est la concentration d'aluminium dans le chemin dopé, l la demi-largeur du caisson et $H(y)$ la fonction de Heaviside déjà définie dans le chapitre I.

Si on introduit cette fonction dans l'équation (13) du chapitre I donnant le profil après diffusion avec conservation de matière, on obtient la concentration d'aluminium suivante après le bilan thermique des principaux recuits (base et émetteur) de notre filière :

$$C(y,t) = \frac{C_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{l-y}{2\sqrt{\Sigma Dt}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{-l-y}{2\sqrt{\Sigma Dt}} \right) \right] \quad (84)$$

où ΣDt représente la somme des bilans thermiques (produit du temps par le coefficient de diffusion à la température du recuit) pour les deux recuits base et émetteur. La figure 128 représente l'évolution de la concentration de dopants autour du caisson avant et après diffusion de la structure active, avec $l = 50 \text{ } \mu\text{m}$ (largeur du caisson $100 \text{ } \mu\text{m}$) et $C_0 = 10^{19} \text{ at/cm}^3$. Le calcul de ΣDt avec les données du chapitre I donne $1.6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$.

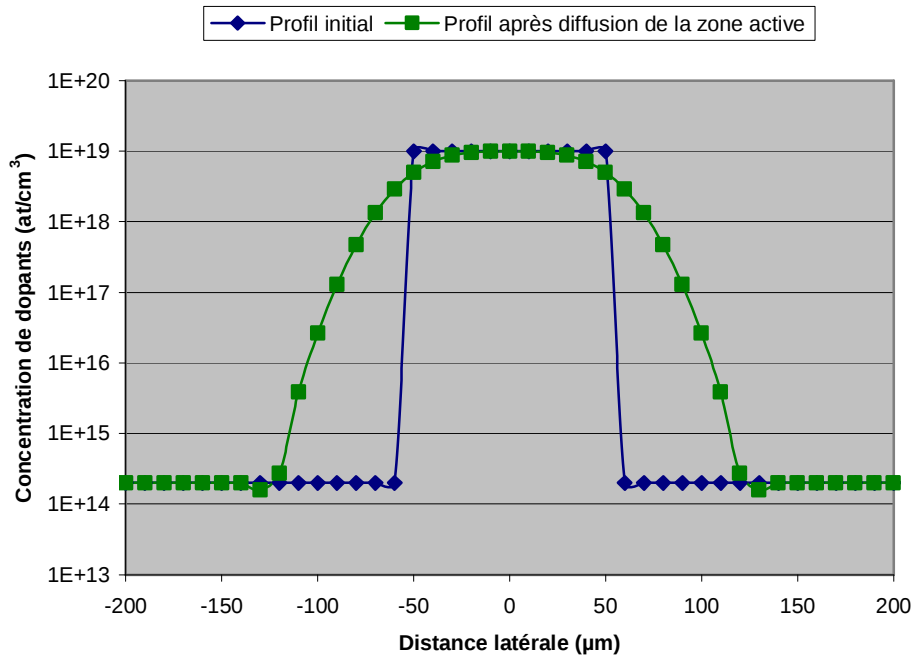


Figure 128 : Diffusion de la zone thermomigrée pour le bilan thermique d'une filière thyristor

La lecture de la courbe montre que la diffusion latérale de l'aluminium est de l'ordre de 75 µm de chaque côté du caisson. Si celui-ci est réalisé avant la zone active, sa largeur totale est donc de l'ordre de 250 µm, ce qui s'approche de la largeur d'un caisson bore telle que nous l'avons calculée (320 µm). Pour réduire cette consommation d'espace, on peut réduire la largeur du chemin initial à 50 µm par exemple. Dans ce cas, la diffusion latérale reste de l'ordre de 75 µm, ce qui fait une largeur totale de 200 µm. Même si on pouvait réduire à zéro la largeur initiale, il y a de toute façon une largeur de 150 µm due aux recuits de la zone active. L'un des buts initiaux de la thermomigration, à savoir réduire la taille des puces, n'est donc pas atteint de manière optimale avec cette position dans le processus de fabrication.

D'autre part, si la thermomigration est effectuée en début du processus de fabrication, il faut dédier une ligne entière de fours de diffusion pour les recuits post-thermomigration de la filière concernée. En effet, le niveau de dopage du caisson associé à la tendance de l'aluminium à l'exodiffusion font que des quantités importantes d'aluminium sont susceptibles de contaminer les fours utilisés dans la suite du processus de fabrication. Il n'est donc plus possible de passer des plaquettes issues de filières sans thermomigration dans les mêmes fours que les plaquettes avec thermomigration. L'investissement que représenterait une telle ligne dédiée paraît alors prohibitif.

Par contre, la réalisation au début de la filière permet d'utiliser des plaques épaisses de façon à limiter la déformation (voir partie III.2.3). La plaquette est alors mise à l'épaisseur désirée (environ 200 µm) par une rectification puis un polissage mécano-chimique qui, du même coup, supprime tous les résidus aluminés et la rugosité en restaurant un bon état de surface. La plaquette est alors introduite dans le processus de fabrication comme une plaquette "vierge", moyennant une révélation chimique pour repérer les zones dopées et aligner la zone active sur cette périphérie. L'inconvénient majeur de ce polissage est sa durée, qui augmente alors significativement le temps de cycle de l'étape "caisson".

En résumé, la réalisation de la thermomigration en début du processus paraît donc très problématique pour des questions de taille de puce et de contraintes industrielles. Toutefois, c'est cette voie qui a été choisie par General Electric à la fin des années soixante-dix pour la fabrications de thyristors avec caisson thermomigré [1], et ce n'est pas par hasard.

En effet, la réalisation en fin de processus, même si elle permet d'économiser de la surface et de ne pas dédier une ligne de fours pour l'aluminium, est nettement plus contraignante sur le procédé en lui-même. Dans cette position, la thermomigration est obligatoirement faite sur des plaquettes fines sensibles à la déformation, aucune rectification n'est possible sous peine d'endommager la structure active déjà diffusée. Ceci signifie aussi qu'il est nécessaire d'obtenir un bon état de surface après thermomigration en limitant la rugosité et en se débarrassant des résidus par des moyens chimiques et/ou mécaniques sans modification de la surface du silicium. De préférence, la restauration de la surface doit pouvoir se faire suivant un moyen collectif pour conserver la réduction du temps de cycle amenée par la thermomigration. Enfin, la réalisation de la thermomigration en fin de processus implique une diffusion supplémentaire de la zone active, même si le bilan thermique de l'opération est faible. Pour les recuits de la filière étudiée, l'influence est la plus importante sur la diffusion d'émetteur (augmentation de 10 % de la profondeur de jonction dans le cas de plaquettes fines) du fait de la valeur élevée du coefficient de diffusion du phosphore. Si l'augmentation de la profondeur de jonction dégrade les caractéristiques électriques du composant, il est alors nécessaire de tenir compte de ce bilan thermique dans la conception de la zone active.

Nous voyons donc que la position en fin de processus de fabrication est de loin la plus inconfortable pour la mise au point du procédé en lui-même. Néanmoins, pour des raisons de compatibilité avec l'outil industriel de STMicroelectronics et donc de coût, cette solution a été retenue. C'est cette décision de faire de la thermomigration un procédé rapide et peu coûteux qui a entraîné bon nombre de problématiques apparaissant dans la mise au point du procédé et qui, à l'heure actuelle, ne sont pas encore totalement résolues.

IV.1.3 Conditions de la compatibilité de la thermomigration avec la filière étudiée

Lors des paragraphes précédents, nous avons déterminé la place du procédé de thermomigration dans le processus de fabrication suivant les contraintes industrielles imposées. Celle-ci est effectuée après la diffusion de la structure active et avant le dépôt des différentes métallisations. Il reste à fixer dans la filière la place de l'ouverture de l'oxyde pour la prise des contacts ohmiques.

Nous avons vu dans la partie II.5.3 que de l'aluminium vient contaminer les parties de la plaquette sans oxyde quand le recuit se fait sous azote "pur". Cette contamination se manifeste par la création de zones dopées P^+ à l'endroit de l'ouverture de l'oxyde. Dans le cas où la zone à contacter est de type P, cette diffusion, équivalente à un surdopage, ne gêne pas la prise du contact ohmique. Par contre, si la zone ouverte est de type N, il se forme alors une jonction P-N parasite qui va modifier le comportement du composant réalisé.

Dans le cas d'un recuit sous azote "pur", il est donc obligatoire de procéder à l'ouverture contact après la thermomigration. La photogravure de l'oxyde avant thermomigration sert juste à l'enlever là où l'aluminium doit être déposé sur le silicium. Du fait des tolérances d'alignement, la largeur d'oxyde enlevée est nécessairement supérieure à la

largeur du dépôt d'aluminium. Il se forme donc une zone P dopée aluminium délimitée par cette ouverture.

Cette obligation a des conséquences néfastes sur la gravure de l'oxyde après thermomigration. En effet, l'aluminium qui se dépose sur l'oxyde a un comportement erratique d'une plaquette à l'autre. Dans certains cas, il ne réagit pas avec l'oxyde et reste sous forme métallique à la surface, la gravure par une solution à base de HF est alors possible. Dans d'autres cas, l'aluminium réagit à certains endroits pour former une couche d'alumine qui s'oppose à la gravure de l'oxyde par du HF. La gravure de l'oxyde n'est donc pas reproductible d'une plaquette à l'autre quand elle se fait après le recuit de thermomigration sous azote "pur".

Ce problème est résolu en empêchant l'évaporation de l'aluminium grâce à l'utilisation d'oxygène dans l'atmosphère de recuit. La couche d'alumine formée sert alors de couche encapsulatrice de l'alliage liquide. Cette méthode supprime les zones P⁺ parasites et la contamination de l'oxyde. Nous avons vérifié ce dernier point grâce à l'efficacité reproductible de la gravure de l'oxyde par une solution d'acide fluorhydrique.

Quand le recuit se fait sous oxygène, la position de l'ouverture contact est donc indifférente. Dans les deux cas, la gravure de l'oxyde se fait normalement et il n'y a pas formation de zones P parasites. Pour limiter le nombre d'étapes après thermomigration, il sera préférable de pratiquer cette ouverture avant. De plus, dans ce cas, l'ouverture contact peut se faire en même temps que l'ouverture oxyde pour thermomigration, ce qui économise un niveau de masquage.

Nous pouvons maintenant donner le processus simplifié de fabrication de la filière thyristor *Planar* avec thermomigration (en italique les étapes spécifiques pour le thyristor sur épitaxie) :

- *rectification du substrat pour mise à épaisseur de 380 µm (limite maximale pour les nacelles des fours de la filière thyristor)*
- oxydation initiale
- diffusion de la base P face avant et de la zone P pleine plaque face arrière
ou *diffusion de la base P face avant*
- diffusion de l'émetteur N face avant
- dépôt et fluage passivation primaire
- photogravure oxyde pour ouverture des contacts et ouverture thermomigration
- dépôt aluminium et photogravure
- recuit de thermomigration
- enlèvement chimique ou mécanique des résidus (alumine et couche riche en aluminium)
ou *rectification de la face de sortie*
- dépôt métallisations sur les deux faces et photogravure face avant
- dépôt et photogravure passivation secondaire
- dépôt métallisation finale face arrière pour brasure

Dans cet enchaînement, il reste donc, après la thermomigration, deux photogravures, trois dépôts de métallisation, un dépôt de passivation secondaire et éventuellement une rectification dans le cas de plaquettes épitaxiées (celle-ci est nécessaire pour la mise en boîtier et permet par la même occasion d'enlever les résidus présents sur cette face). La compatibilité "procédé" de la thermomigration avec la filière thyristor *Planar* sera démontrée si la suite du processus de fabrication se déroule avec un rendement mécanique industriel.

Lors du traitement du lot "thyristor sur épitaxie", nous avons mis en évidence plusieurs conditions permettant de limiter la fragilité des plaquettes et donc d'éviter une casse excessive lors des étapes post-thermomigration. Tout d'abord, la déformation macroscopique doit être limitée car plus la plaquette est déformée, plus elle est fragile. En effet, les équipements sont conçus pour traiter des plaquettes peu déformées, notamment au niveau des fixations dans les bâtis d'évaporation, pour l'aspiration au vide sur les différents porte-substrats en photolithographie ou lors de la rectification. Une valeur de déformation inférieure à 100 μm après thermomigration assure un très bon déroulement des étapes finales. Pour des valeurs jusqu'à 300 μm , les résultats sont assez erratiques et au-dessus, c'est la casse assurée.

Ensuite, la rugosité de la plaquette, au sens général du terme, doit aussi être très limitée. Nous avons vu que le relief généré par les recristallisations en face d'entrée et de sortie est inférieur à 10 μm en valeur moyenne dans tous les cas traités. Cette valeur ne semble pas poser de problèmes pour les étapes post-thermomigration. Par contre les rugosités locales telle que des amas, ou pire des billes d'alumine, peuvent provoquer une casse importante lors des manipulations de plaquettes ou lors de l'aspiration sur des porte-substrats. L'excroissance locale agit alors comme un porte-à-faux induisant un effort local sur la plaquette suffisant pour la casser. Nous avons vu, au cours de la partie II.4.3, comment se débarrasser de ces billes et amas d'alumine.

Enfin, nous avons mis en évidence que la fragilité des plaquettes est accentuée si l'ensemble des gouttes d'alliage n'a pas émergé en face de sortie. Ceci est dû, comme nous l'avons vu dans la partie II.2.3, aux défauts générés par la recristallisation de l'alliage dans le matériau. Pour supprimer cette vulnérabilité, il est nécessaire de faire émerger toutes les gouttes, ce qui revient à améliorer le rendement du procédé, et donc l'uniformité thermique du recuit de thermomigration.

IV.2 Réalisation d'un thyristor sur épitaxie avec thermomigration

IV.2.1 Choix du "véhicule test"

Lors de notre étude de la déformation des plaquettes induite par le procédé de thermomigration, nous avons mis en évidence que la déformation augmente quand l'épaisseur diminue (à diamètre de plaquette constant). Au moment où nous voulions démontrer la faisabilité de l'insertion de la thermomigration dans une filière de fabrication, la déformation obtenue sur les plaquettes fines (épaisseur 240 μm) était trop importante (au minimum 700 μm) et difficilement améliorable avec le four du LAAS. Ces valeurs excessives rendaient impossible la poursuite du processus de fabrication après thermomigration. Par contre, pour des plaquettes plus épaisses (380 μm), la déformation restait raisonnable (200 μm environ), ce qui était compatible, au moins pour une étude de faisabilité, avec l'utilisation dans une filière.

Nous avons alors choisi un thyristor réalisé sur plaquettes épitaxiées épaisses comme véhicule test. Cette structure de thyristor a certains avantages par rapport à la structure sur plaquettes fines homogènes. Dans le cas de thyristors de calibre moyenne tension (typiquement 600 V), la profondeur de la zone de charge d'espace nécessaire pour la tenue en tension W_m est généralement inférieure à l'épaisseur de zone N restant au milieu de la plaquette, en tenant compte des différentes diffusions en face avant et arrière (voir simulation

de l'extension de la ZCE pour la polarisation en inverse en figure 129). Ceci est dû au fait que l'épaisseur des plaquettes est fixée par des contraintes de fabrication ; en-dessous d'une certaine valeur, le rendement mécanique est dégradé. L'épaisseur de zone N résiduelle W_{res} au milieu de la plaquette augmente alors la résistance à l'état passant, et donc la dissipation de puissance, du thyristor. Avec cette technologie "homogène", l'épaisseur de zone N résiduelle ne peut donc être minimisée, elle est fixée par l'épaisseur de la plaquette (pour une structure active donnée).

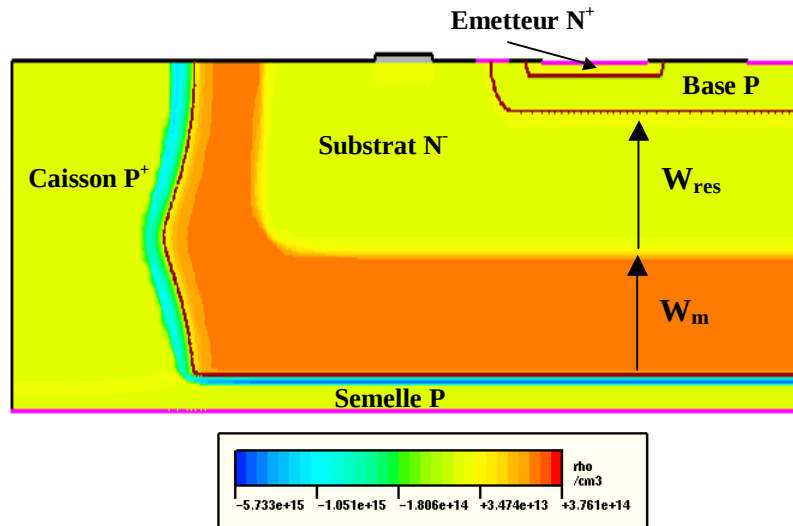


Figure 129 : Simulation de l'extension maximale de la zone de charge d'espace en polarisation inverse pour un thyristor de moyenne puissance sur plaquette homogène

Pour réaliser un thyristor avec une zone N résiduelle minimisée, il est nécessaire de dissocier l'épaisseur de cette zone de l'épaisseur de la plaquette. Cette condition est réalisée en utilisant un substrat P^+ épitaxié N de forte épaisseur (typiquement 500 μm). Le problème vient alors de la difficulté de la réalisation du caisson bore diffusé pendant 200 heures. En effet, le bilan thermique énorme de cette étape provoque la remontée du substrat P^+ dans l'épitaxie. Ce phénomène réduit très fortement l'épaisseur de la zone N qui n'est alors plus suffisante pour tenir la tension désirée (voir figure 130).

Il est donc nécessaire de trouver un moyen de réaliser le caisson P^+ avec un faible bilan thermique. La thermomigration (ainsi que la technologie "tranchées") répond à cette condition. Elle assure que la zone N après caisson est suffisamment épaisse pour pouvoir garantir une bonne tenue en tension. Si on néglige le bilan thermique de la thermomigration, la remontée du substrat est alors provoquée par les seules diffusions de base et d'émetteur. Il suffit de prendre en compte cette remontée pour déterminer l'épaisseur initiale de la couche épitaxiale.

Ainsi, l'utilisation conjointe de l'épitaxie et de la technologie thermomigration dissocie l'épaisseur de zone N résiduelle de l'épaisseur du wafer, permettant la réalisation de thyristors avec une faible résistance à l'état passant. De plus, l'épaisseur de la plaquette n'est plus limitée par la réalisation du caisson, son augmentation permet d'améliorer le rendement mécanique de fabrication.

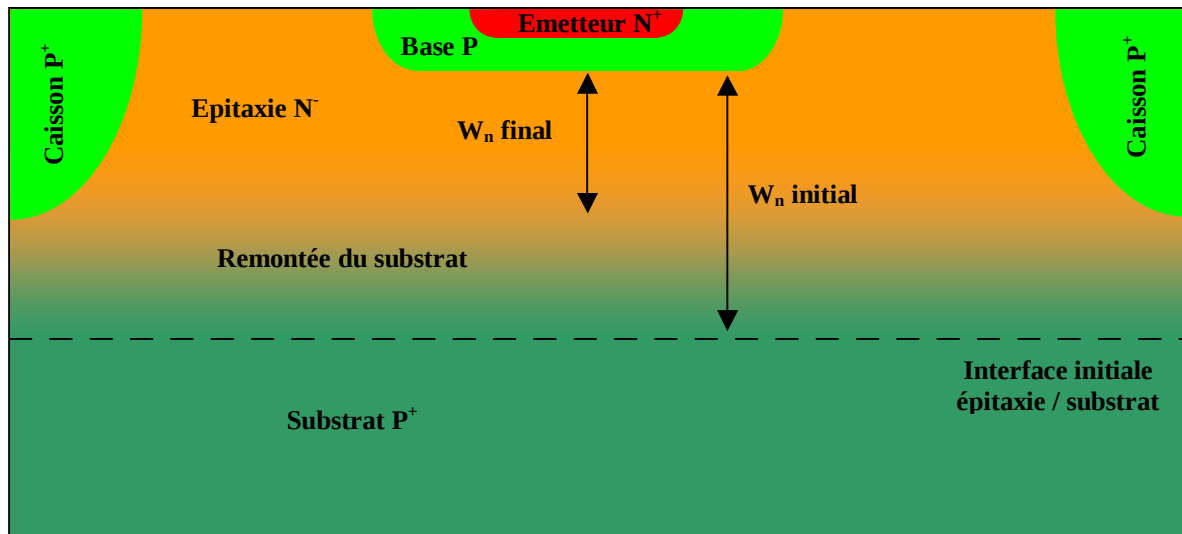


Figure 130 : Remontée du substrat P^+ due au bilan thermique du caisson diffusé

En conclusion, le thyristor sur épitaxie est un véhicule test très intéressant, et ce pour plusieurs raisons. Il permet de travailler sur plaquettes épaisses et donc de faire l'économie, dans un premier temps, de l'optimisation du procédé et notamment de la recherche des conditions de "déformation zéro" sur plaquettes minces. De plus, il met en avant la capacité des techniques à faible bilan thermique, dont la thermomigration, à proposer de nouvelles architectures permettant l'amélioration potentielle de la fonctionnalité des composants de puissance.

IV.2.2 Structure du composant et simulation de la tenue en tension

La figure 131 montre le schéma de principe du composant que nous avons réalisé. Il reprend une structure classique de thyristor *Planar* sur plaquettes homogènes. La semelle P^+ diffusée en face arrière est remplacée par le substrat P^+ . Contrairement au caisson bore qui ne nécessite aucune structure auxiliaire de tenue en tension, des simulations électriques ont montré que le claquage d'un caisson thermomigré a lieu à la surface du silicium pour une valeur bien inférieure à la valeur théorique. D'autre part, nous avons vu que la forme du caisson au départ de la migration n'est pas droite (rétrécissement) et parfois non reproductible. Il est donc très hasardeux de se reposer sur le seul mur thermomigré pour assurer une tension de claquage élevée et surtout reproductible.

Nous avons donc rajouté une zone périphérique P diffusée en même temps que la diffusion de base. Cette zone permet, en théorie, un claquage reproductible de la jonction inverse, à une valeur voisine du claquage de la jonction directe (même structure : diffusion P et plaque de champ).

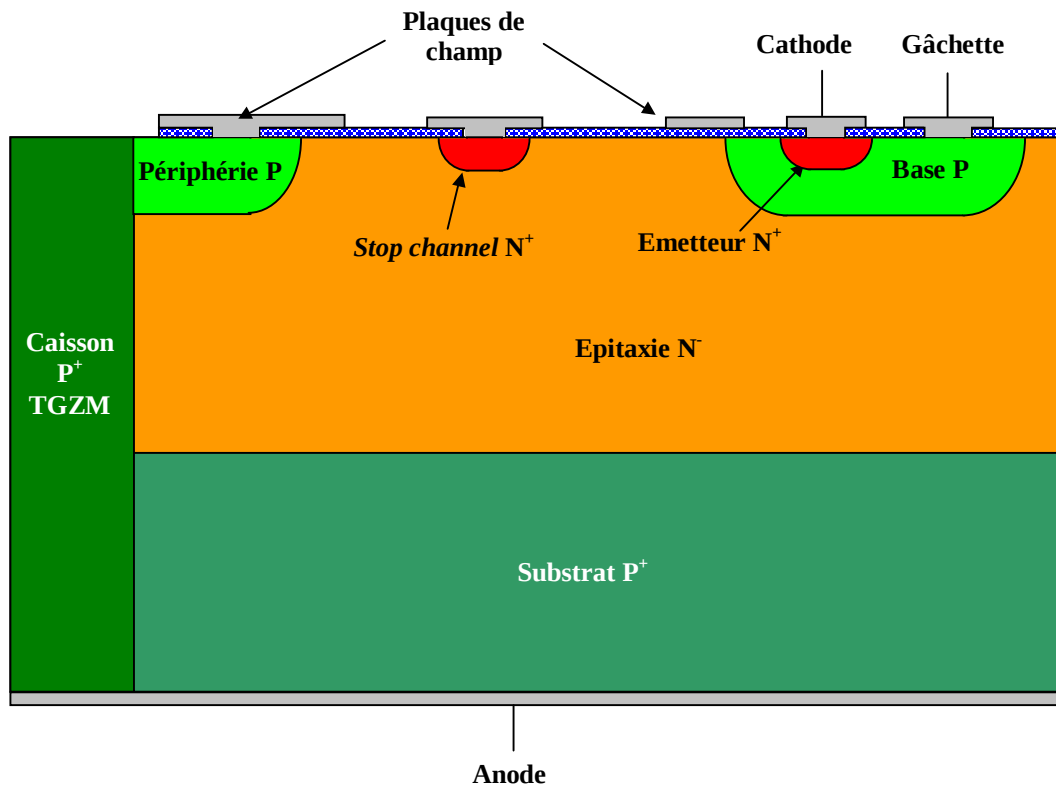


Figure 131 : Thyristor réalisé sur plaquette épitaxiée avec caisson thermomigration.

Nous avons voulu simuler la tenue en tension obtenue en direct et en inverse avec ce type de structure et pouvoir ainsi comparer plus tard avec les résultats expérimentaux. Voici les caractéristiques de la plaquette et des diffusions que nous avons utilisées sous MDRAW-ISE (C_s concentration de surface et x_j profondeur de jonction pour un profil gaussien) :

- ✓ dopage du substrat : $5 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$
- ✓ dopage de l'épitaxie : $3 \cdot 10^{14} \text{ at/cm}^3$
- ✓ épaisseur de l'épitaxie : $120 \mu\text{m}$
- ✓ épaisseur du substrat : $260 \mu\text{m}$
- ✓ modélisation du caisson thermomigration : rectangle dopé uniformément à 10^{19} at/cm^3
- ✓ remontée du substrat : $C_s = 5 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^3$ à l'interface initiale épitaxie/substrat et $x_j = 25 \mu\text{m}$
- ✓ diffusion de base et périphérie : $C_s = 10^{18} \text{ at/cm}^3$ et $x_j = 25 \mu\text{m}$
- ✓ diffusion d'émetteur et de *stop channel* : $C_s = 2 \cdot 10^{19} \text{ at/cm}^3$ et $x_j = 10 \mu\text{m}$

La simulation électrique de cette structure sous DESSIS-ISE a donné une tenue en tension directe de 475 V et 465 V en polarisation inverse (voir figure 132 pour la répartition du champ électrique dans les deux cas). Ce résultat confirme que le dispositif est presque symétrique en tension, ce qui est normal, car c'est le même type de structure qui tient la tension dans les deux cas.

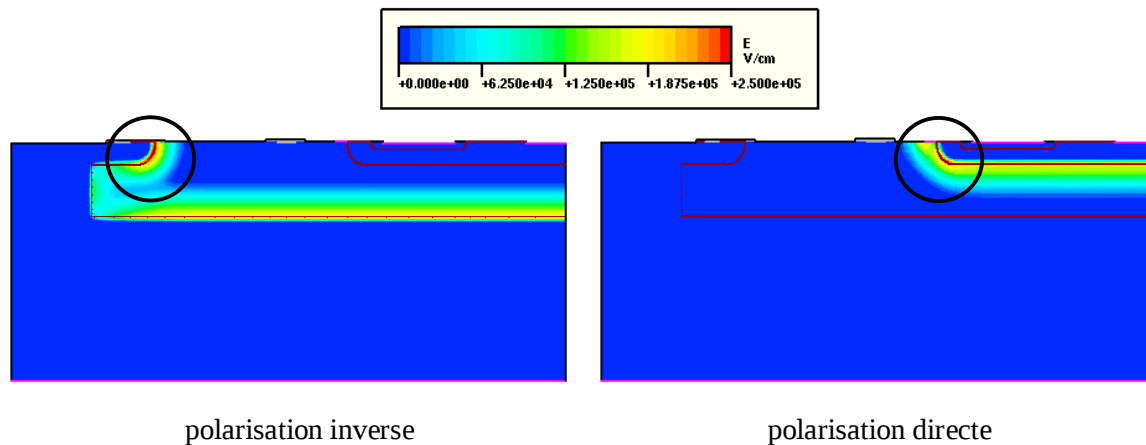


Figure 132 : Tenue en tension en direct et en inverse du thyristor sur épitaxie :
champ maximum au claquage

On remarque sur la figure 132 que le claquage se fait dans les deux cas à la courbure des diffusions P, à la base en direct et à la périphérie en inverse (zones cerclées). La tension théorique pour une jonction plane abrupte est de l'ordre de 750 V, nous sommes donc à 65 % de cette valeur en simulation. Le résultat ne paraît pas bon, mais il faut bien voir que le but de ce véhicule test est de démontrer la faisabilité fonctionnelle de la thermomigration, et non d'obtenir un composant optimisé en tenue en tension.

IV.2.3 Faisabilité spécifique de la thermomigration sur plaquettes épitaxiées

La réalisation d'un composant sur substrat épitaxié nécessite d'abord la vérification de la faisabilité de la thermomigration sur ce type de plaquette. En effet, même si l'épitaxie des fortes épaisseurs est très bien maîtrisée, il peut rester certains défauts cristallins à l'interface entre le substrat et la couche épitaxiale. Ces défauts sont susceptibles d'interagir avec une goutte d'alliage liquide Al/Si en migration en modifiant les cinétiques d'interface. Cette interaction peut alors avoir comme conséquences la déviation et/ou la déformation de la goutte en mouvement.

Des essais de thermomigration ont donc été effectués sur plaquettes épitaxiées d'orientation cristalline (100) et (111). A ce moment de l'étude, nous n'avions pas encore résolu le problème de la pollution, les recuits se faisaient donc sous azote "pur". Les résultats sont tout à fait satisfaisants dans le sens où la goutte n'est ni déviée, ni déformée au passage à l'interface épitaxie/substrat (figure 133).

Le thyristor sur épitaxie est réalisé sur des plaquettes d'orientation (111). Nous nous sommes donc intéressés plus particulièrement à cette orientation. Nous avons ainsi observé, sur ce type de substrat, une différence de migration entre les deux types de lignes constituant le motif en grille. Il est à noter que, contrairement aux plaquettes de type (100), ces lignes ne sont pas équivalentes d'un point de vue cristallographique. Ainsi, on observe que les lignes parallèles au méplat de type $\langle 110 \rangle$ émergent plus facilement que les lignes perpendiculaires au méplat de type $\langle 112 \rangle$. Quand on observe une microsection pour deux lignes voisines perpendiculaires, tout se passe comme si la ligne de type $\langle 112 \rangle$ avait du retard sur la ligne $\langle 110 \rangle$, comme on peut le voir sur la figure 134 (cas représenté : largeur de 80 μm et épaisseur de 3 μm).

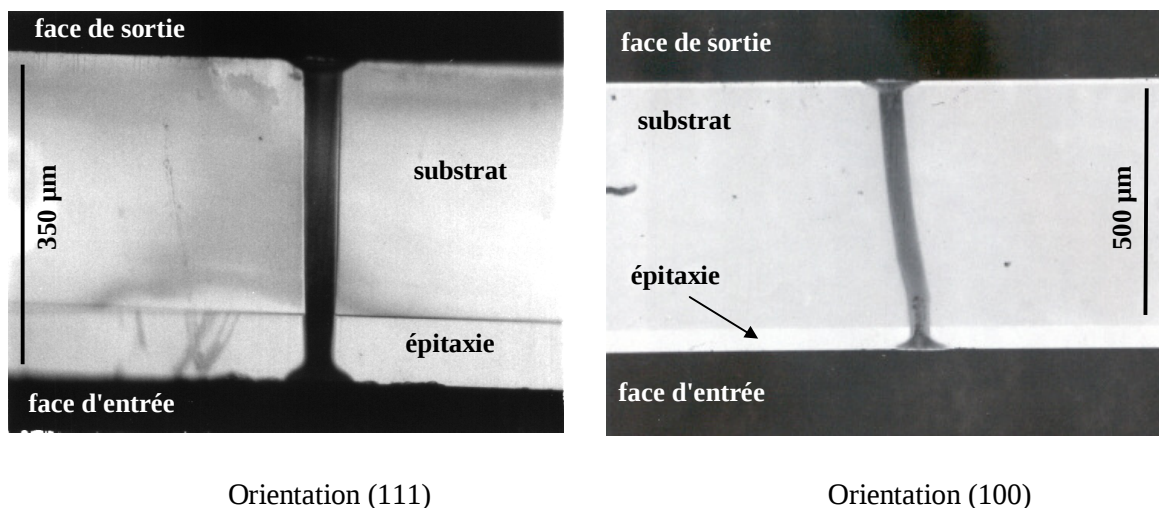


Figure 133 : Thermomigration sur substrat épitaxié

Deux hypothèses sont alors possibles pour expliquer cette différence. La première est que la goutte "<112>", tout en ayant une même vitesse moyenne que la goutte "<110>", acquiert son retard à un instant donné, par exemple à la traversée de l'interface épi-substrat. Dans ce cas, il est vraisemblable que la morphologie de la goutte serait modifiée à l'interface par cette variation subite de cinétique de migration ; ceci n'est pas observé. Il semble donc, deuxième hypothèse, que la goutte <112> ait une vitesse moyenne de migration inférieure à celle de la goutte <110>. Cet effet n'étant pas observé sur les plaques (111) minces homogènes, il est donc dû à une caractéristique du substrat utilisé pour l'épitaxie et/ou à l'épitaxie elle-même.

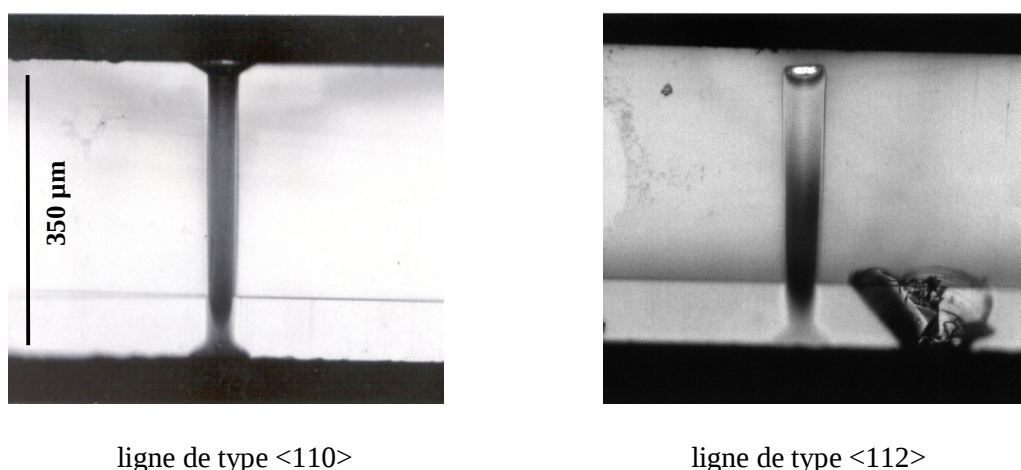


Figure 134 : Thermomigration sur substrat épitaxié (111), vue en coupe

Nous avons alors consulté les spécifications des plaquettes épitaxiales fabriquées par le fournisseur de ST Tours. Leur orientation cristalline n'est pas strictement suivant un plan (111), le substrat est désorienté à $4 \pm 0.5^\circ$ par rapport à ce plan. Sans cette désorientation, la densité de marches atomiques est très insuffisante pour permettre la croissance d'une couche

épitaxiale lisse, sans pyramides ni terrasses [32]. Pour le plan (100), la densité de marches est suffisante, si bien que la désorientation du substrat est inutile.

Dans le chapitre II, nous avons vu que l'orientation cristalline du substrat a une influence importante sur les cinétiques d'interface et donc sur la migration globale des gouttes d'alliage. Ici, le premier effet de la désorientation est de rendre la migration des lignes $\langle 112 \rangle$ plus lentes que celles des lignes $\langle 110 \rangle$. Le polissage de la plaquette de la figure 135 montre aussi une non-conformité du chemin dopé dans le plan de la plaquette se manifestant par d'importantes non-linéarités et discontinuités. Là aussi, ce deuxième effet est clairement dû à la désorientation du substrat, une telle configuration donne une morphologie en tout point conforme sur du plan (111) non désorienté. Ces conséquences ont déjà été décrites de manière assez succincte dans la littérature pour le plan (111) [18].

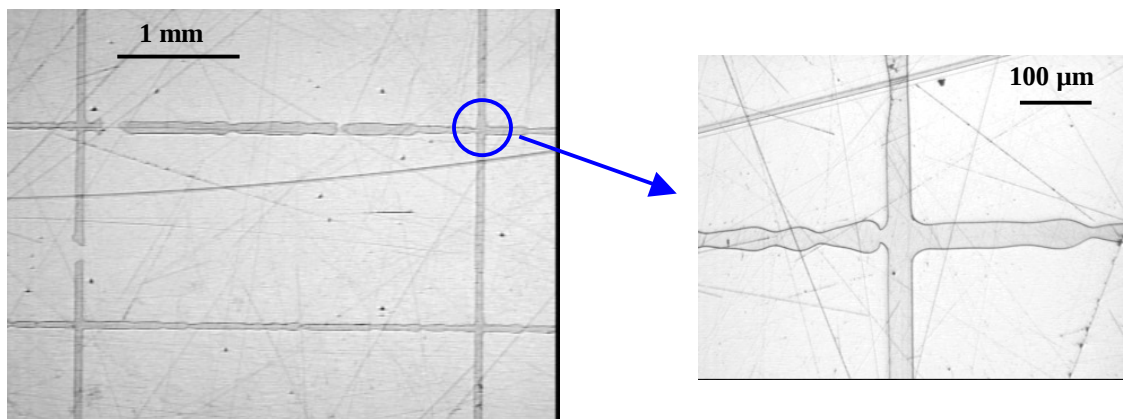


Figure 135 : Thermomigration sur substrat épitaxié (111), vue de surface

Même si la thermomigration n'est pas du tout optimale sur un substrat épitaxié (111), nous avons voulu continuer la réalisation du thyristor sur les plaquettes épitaxiées à notre disposition, i.e. d'orientation (111), pour en démontrer la faisabilité. Entre temps, nous avons réussi à nous débarrasser de la pollution de SiO_2 , en introduisant de l'oxygène dans la chambre. Dans ces conditions de recuit, seules quelques configurations sont conformes au chemin dopé (voir partie II.4). Nous sommes donc partis de ces configurations pour déterminer les caractéristiques du dépôt d'aluminium qui sera utilisé pour le véhicule test.

Les plaquettes utilisées pour cette faisabilité sont donc des plaquettes épitaxiées d'orientation (111) (désorientation de 4°) et d'épaisseur $380 \mu\text{m}$. Nous avons traité deux cas de dépôt. Dans le cas simple ligne, la largeur est de $200 \mu\text{m}$ et l'épaisseur de $10 \mu\text{m}$. Mis à part le problème des billes aluminées, cette configuration donne un procédé conforme avec une largeur de chemin dopé suffisante. Le deuxième cas est un motif double grille de $50 \mu\text{m}$ avec un interligne de $100 \mu\text{m}$, dont l'épaisseur est de $3 \mu\text{m}$. Dans les deux cas, l'aluminium est déposé sur l'une ou l'autre des deux faces (épitaxie ou substrat). En général, la thermomigration part de la face avant de la plaquette. Ici, comme nous rectifions la face substrat, la face avant conserve les résidus aluminés de face de départ très difficiles à enlever. Dans le cas d'un départ face substrat, la rectification enlève ces résidus et l'attaque chimique de la face avant (face de sortie) permet alors de se débarrasser des résidus de sortie ainsi que de la couche riche en aluminium.

En ce qui concerne le recuit utilisé, la température est comprise entre 1200 et 1250 °C, le temps de palier est inférieur à 10 minutes et la pression partielle d'oxygène de 1.5 Torr. La répartition de puissance sur les lampes correspond au minimum de déformation déterminé dans la partie III.2.3 et la rotation est de 10 tr/min.

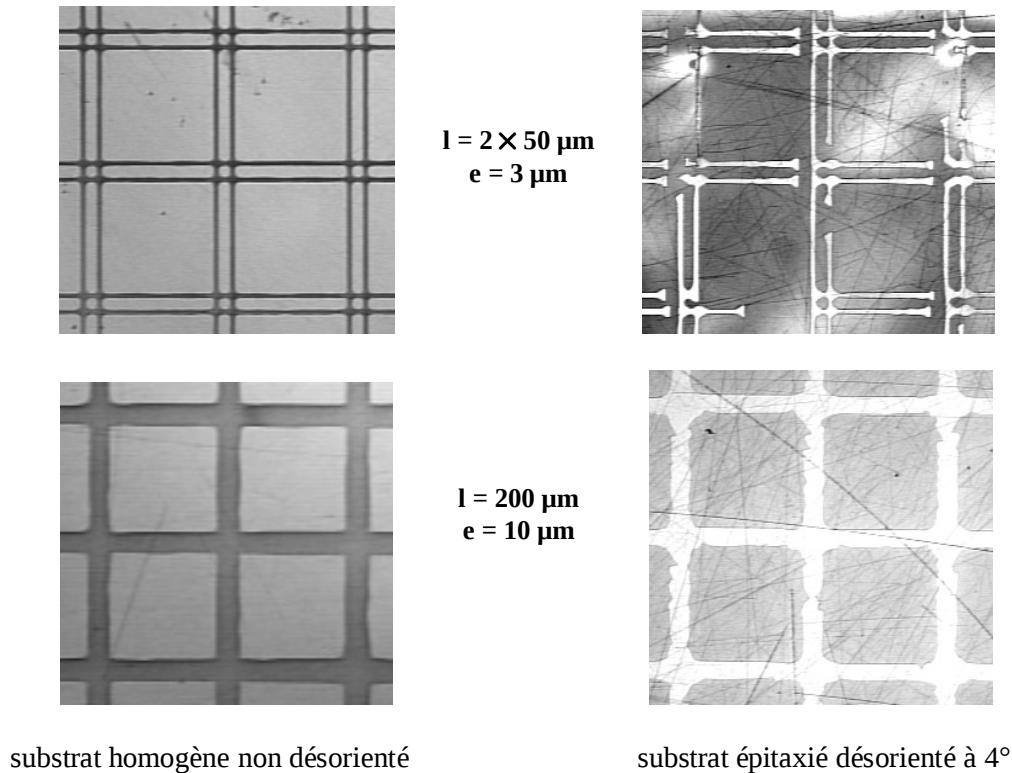


Figure 136 : Thermomigration sur plan (111), sous O₂, vue de surface

Les résultats pour les deux configurations simple et double grille montrent l'influence néfaste de la désorientation du substrat sur la conformité des lignes, y compris avec oxygène (voir figure 136 avec la comparaison avec le plan (111) non désorienté). Ainsi, dans le cas du motif double grille, même si la morphologie est meilleure que pour des lignes de 80 μm sous azote "pur", la continuité est très mauvaise, le rendement du procédé est proche de zéro car aucune puce n'a de caisson continu (rupture aux intersections). Dans le cas de la simple grille, le chemin dopé est continu mais sa morphologie est très perturbée, avec, notamment, une forme en dents de scie pour les lignes de type [112], verticales sur la photographie.

En conclusion, la thermomigration sur substrat épitaxié d'orientation (111) n'est pas du tout optimale du fait de la désorientation de 4° vis-à-vis du plan (111). Il paraît possible d'utiliser cette configuration à court terme mais, si le procédé sur épitaxie est industrialisé, il sera nécessaire d'utiliser des substrats épitaxiés d'orientation (100) où ces problèmes de morphologie et de continuité sont inexistantes. En effet, même s'il y a désorientation du substrat par rapport au plan de référence (ce qui n'est pas le cas), la migration sur plan (100) n'est pas dégradée, la stabilité des gouttes est même améliorée [33].

IV.2.4 Caractérisation physique et électrique

Malgré un certain nombre de difficultés dues à des problématiques non résolues au moment de cette étude (désorientation substrat, déformation plaquette, billes, etc.), nous avons réussi à mener, sur une plaquette, le processus de fabrication jusqu'au dépôt de la passivation secondaire. La surface avant du composant obtenu est montrée sur la figure 137 dans le cas où la migration est complète et continue sur la puce. L'aspect rugueux du caisson est dû au fait que sur la plaquette restante, le dépôt d'aluminium a été fait sur la face substrat, le motif liquide a donc émergé sur la face active. Cette caractéristique, ajoutée au chemin dopé irrégulier dû à la désorientation du substrat, explique ce mauvais état de surface.

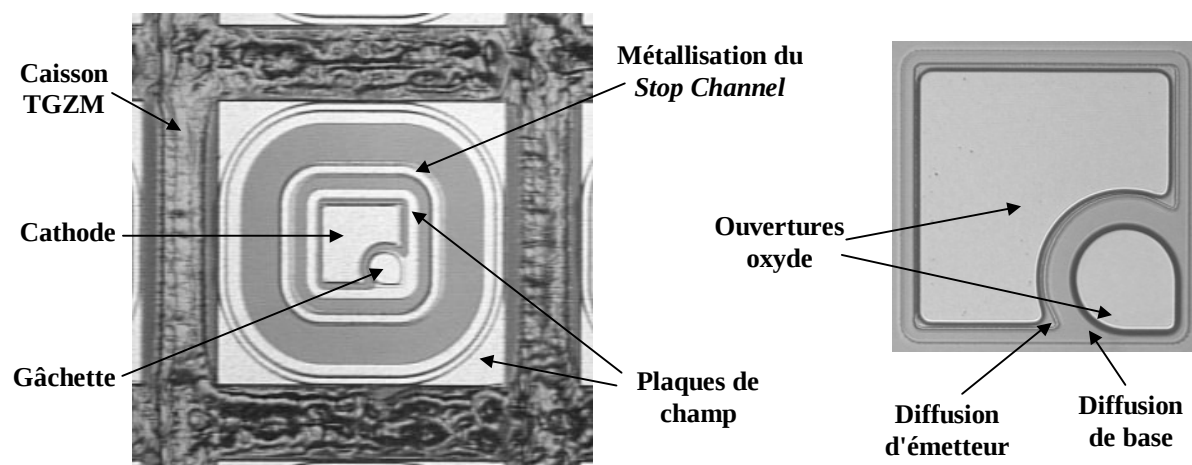


Figure 137 : Thyristor sur épitaxie, vue de la surface après métallisation et détail de la zone active après ouverture oxyde

La figure 138 montre une micro-section de la structure diffusée, thermomigration comprise, après révélation chimique. Dans ce cas, la thermomigration a démarré sur la face active (dépôt aluminium face active). La forme des caissons dans l'épaisseur de la plaquette est très perturbée, ce qui est sans doute dû, comme pour la morphologie dans le plan, à la désorientation du substrat (111). On peut aussi voir très nettement la remontée du substrat dans l'épitaxie dont l'amplitude correspond bien à la profondeur de la diffusion P de base.

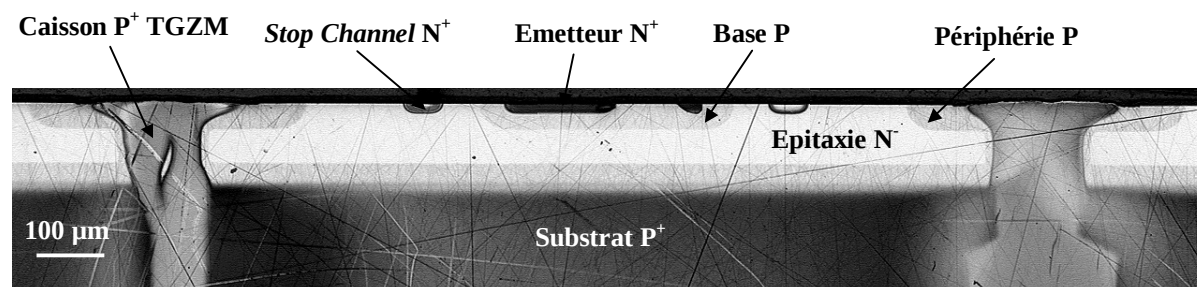


Figure 138 : Vue en coupe de la structure diffusée du thyristor sur épitaxie

Les résultats de la caractérisation électrique $I(V)$ sont résumés sur la figure 139. La mesure est obtenue en mettant le substrat (anode) à la masse et en polarisant le contact de base positivement pour avoir la tenue en tension inverse et négativement pour la tenue en tension directe. Les valeurs de tenue en tension sont quasiment symétriques et très proches des valeurs simulées. La tenue en tension en direct V_d est de 450 V et celle en inverse V_r de 480 V (contre respectivement 475 V et 465 V en simulation). Les avalanches sont saines et les courants de fuite faibles (I_d courant de fuite en direct et I_r en inverse).

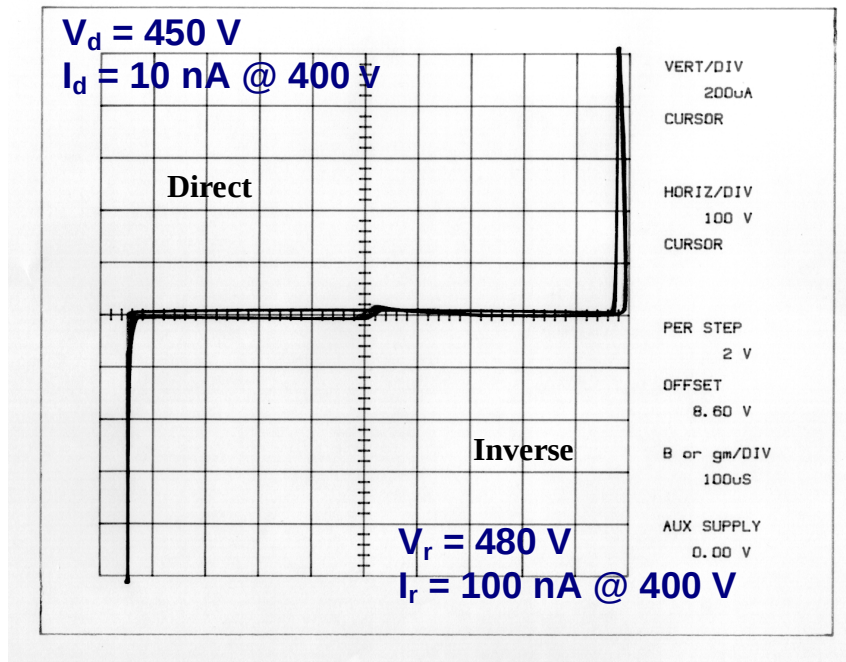


Figure 139 : Tenue en tension du thyristor sur épitaxie

Nous avons observé l'effet thyristor (conduction en polarisation directe) mais le courant de gâchette permettant le déclenchement de la structure (passage de l'état direct bloqué à l'état direct passant) n'a pas pu être mesuré, il est inférieur à 50 nA. Le thyristor que nous avons réalisé est donc très sensible. En effet, nous n'avons pas inclus dans le processus de fabrication une diffusion or ou une irradiation électronique, techniques habituellement utilisées dans les thyristors *Planar* pour diminuer la durée de vie des porteurs et donc augmenter le courant de déclenchement.

Les résultats de la caractérisation électrique montrent donc la faisabilité "fonctionnelle" de la thermomigration insérée dans un composant de puissance à tenue en tension bidirectionnelle.

V Conclusion

Ce chapitre expérimental constitue notre contribution à la mise au point d'un procédé "industriel" de thermomigration. Nous avons ainsi mis en évidence les principales problématiques de cette démarche, tant du point de vue du procédé lui-même que de sa réalisation dans un four RTP à gradient de température vertical.

Après avoir vérifié les propriétés de fort dopage de la zone thermomigrée et étudié de façon succincte la formation de défauts, nous avons donné la première condition de réalisation industrielle de la thermomigration à haute température. Elle consiste en l'obligation de l'utilisation d'oxygène dans l'atmosphère de recuit de manière à éviter la formation de monoxyde de silicium SiO volatil venant polluer la chambre du four RTP. Un tel dépôt conduit, en effet, à la nécessité du nettoyage de la chambre après chaque recuit et au risque de changement des propriétés optiques du hublot de quartz pouvant aller jusqu'à sa casse.

Cette condition *sine qua non* a des répercussions très importantes sur la mise au point d'un procédé répondant aux critères industriels énoncés dans l'introduction de ce chapitre. Le seul aspect bénéfique de l'utilisation de l'oxygène est qu'elle permet la croissance d'une couche d'alumine sur l'alliage en fusion, couche qui empêche l'évaporation de l'aluminium et donc la contamination de la plaquette. Cet avantage a aussi une contrepartie, les couches d'alumines ainsi formées sur les deux faces sont très difficiles à enlever par des moyens chimiques ou "mécaniques", ce qui, entre autres, interdit l'accès au résidu riche en aluminium qui se solidifie à la surface de sortie.

Les autres effets négatifs de l'oxygène se manifestent essentiellement sur la morphologie des lignes et la génération de billes en face d'entrée. Nous avons vu que le seul compromis possible est l'utilisation de lignes de largeur inférieure à 100 μm . Cette obligation est, à première vue, incompatible avec l'obtention d'un chemin dopé au moins égal à 100 μm pour pouvoir effectuer la découpe de la puce dans le caisson.

Pour lever cette incompatibilité, nous avons alors étudié une configuration dite en double grille continue composée de deux lignes de 50 μm espacées de 100 μm . La largeur du chemin dopé est ici peu importante car la découpe se fait dans l'espace inter-caisson. Par contre, cette configuration présente quelques différences notables avec la simple grille. Nous avons ainsi observé la génération de billes et l'apparition de discontinuités du chemin dopé. Un travail important reste donc à accomplir sur le procédé pour résoudre ces deux problématiques.

La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée aux problématiques issues de l'utilisation d'un four de recuit rapide à gradient de température vertical pour la réalisation de la thermomigration. Nous avons ainsi évalué les conséquences de l'exigence de gradient vertical et de recuit à haute température sur la conception de l'équipement. La présence du corps absorbant spécialement conçu pour créer le gradient vertical diminue de façon drastique le rendement thermique de l'installation. La puissance demandée aux lampes est très importante et nécessite un refroidissement spécial par convection forcée. La partie haute du four (réflecteur) est conçue pour remplir cette fonction. De même, cette puissance importante chauffe excessivement les parois latérales de la chambre en acier inoxydable, ce qui provoque la contamination métallique (fer, chrome, ...) de la plaquette.

Nous avons ensuite traité de la non-uniformité thermique du four, de ses conséquences sur la plaquette (déformation, génération de dislocations), sur le procédé (déviations des gouttes en migration), ainsi que des moyens de la diminuer. L'utilisation de techniques comme le *lamp contouring* et la prolongation artificielle de la plaquette par anneau de garde réduit cette non-uniformité thermique de manière significative mais pas encore suffisante pour notre application. La conception d'un nouveau four avec une chambre de recuit plus grande pour améliorer l'uniformité "intrinsèque" a donc été rendue indispensable. Les premiers résultats obtenus avec ce prototype industriel sont très encourageants en termes de déviation et de déformation.

Pour finir avec les problématiques "équipement", nous avons mis en avant la difficulté du contrôle du procédé à cause de la mesure incertaine de la température dans le four RTP dédié thermomigration. Pour répondre à ce problème, nous avons démontré la faisabilité de deux détections automatiques de fin de procédé, l'analyse d'images et la réflectométrie laser. Ces techniques permettent de faire l'économie d'une connaissance précise de la température, à condition qu'elles soient reproductibles, ce qui reste à vérifier.

Parallèlement à ces travaux, nous avons voulu démontrer la faisabilité de l'insertion de la thermomigration dans une filière de fabrication de composant de puissance, et ce tant du point de vue de la compatibilité avec les autres procédés que de la fonctionnalité de tenue en tension inverse. Nous avons ainsi choisi d'effectuer la thermomigration après la diffusion de la structure active et ce, pour minimiser l'impact du changement de procédé sur l'outil industriel. Les conditions de la compatibilité de la thermomigration avec une filière de puissance ont été données et appliquées pour la réalisation d'un véhicule test.

Le composant choisi pour cette faisabilité est un thyristor 400 V sur substrat épitaxié dont la fonction de tenue en tension inverse est réalisable uniquement avec une technique à faible bilan thermique. En dépit des difficultés rencontrées sur plaquettes épitaxiées (111) et malgré le fait que le procédé n'était pas du tout optimisé à ce moment, nous avons réussi à mener à son terme la fabrication du thyristor. La caractérisation électrique est très prometteuse. La tenue en tension inverse est égale à 480 V (pour 470 V simulé) et les courants de fuite sont faibles. Ces résultats confirment donc la bonne fonctionnalité de tenue en tension inverse de la zone dopée par thermomigration.

Références Bibliographiques du Chapitre IV

- [1] T. R. Anthony, J. K. Boah, M. F. Chang and H. E. Cline, "Thermomigration processing of isolation grids in power structures", IEEE Transactions on Electron Devices **ED-23**, 818 (1976).
- [2] M. Chang and R. Kennedy, "The application of temperature gradient zone melting to silicon wafer processing", Journal of the Electrochemical Society **128**, 2193 (1981).
- [3] M. F. Chang, "Instabilities in the Al-Si temperature gradient zone melting", Journal of the Electrochemical Society **128**, 1963 (1981).
- [4] D. J. Lischner, H. Basseches and F. A. D'Altroy, "Observations of the temperature gradient zone melting process for isolating small devices", Journal of the Electrochemical Society **132**, 2997 (1985).
- [5] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Migration on fine wires in thin silicon wafers", Journal of Applied Physics **49**, 2412, (1978).
- [6] L. Cornibert, "Isolations électriques pour circuits microélectroniques de puissance basées sur des techniques de fusion localisée", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, Mai 1999.
- [7] J. L. Murray and A. J. McAlister, "The Al-Si (aluminum-silicon) system", Bulletin of Alloy Phase Diagrams **5**, 74 (1984).
- [8] F. A. Trumbore, "Solid solubilities of impurity elements in germanium and silicon" The Bell System Technical Journal **39**, 260, (1960).
- [9] Communication privée, Ian Kelly, Société Evans Europa, Octobre 2000.
- [10] E. Sirtl and A. Adler, Z. Metallk. **52**, 529 (1961).
- [11] K. Yasutake, J. Murakami, M. Umeno and H. Kawabe, "Mechanical properties of heat-treated CZ-Si wafers from brittle to ductile temperature range", Japanese Journal of Applied Physics **21**, L288 (1982).
- [12] Periodic table of the elements, Sargent-Welch, Buffalo Grove (United States), 1992.
- [13] G. Bentini, L. Corraera and C. Donolato, "Defects introduced in silicon wafers during rapid isothermal annealing. Thermoelastic and thermoplastic effects", Journal of Applied Physics **56**, 2922 (1984).
- [14] S. I. Raider, R. A. Gdula and J. R. Petrak, "Nitrogen reaction at a silicon-silicon dioxide interface", Applied Physics Letters **27**, 150 (1975).
- [15] T. Ito, S. Hijiya, H. Arawaka, M. Shinoda and Y. Fukukawa, "Very thin silicon nitride films grown by direct thermal reaction with nitrogen", J. Electrochem. Soc. **125**, 448 (1978).

- [16] F. W. Smith and G. Ghidini, "Reaction of oxygen with Si(111) and (100): critical conditions for the growth of SiO₂", *Journal of the Electrochemical Society* **129**, 1300 (1982).
- [17] H. E. Cline and T. R. Anthony, "Thermomigration of aluminum-rich wires through silicon", *Journal of Applied Physics* **47**, 2332 (1976).
- [18] M. S. Hunter and P. Fowle, "Natural and thermally formed oxide films on aluminum", *Journal of the Electrochemical Society* **103**, 482 (1956).
- [19] M. D. Wiggins, R. J. Baird and P. Wynblatt, "Thermal nitridation of Si(111) by nitric oxide", *Journal of Vacuum Science and Technology* **18**, 965 (1981).
- [20] H. Hwang, W. Ting, D-L. Kwong and J. Lee, "Improved reliability characteristics of submicrometer nMOSFET's with oxynitride gate dielectric prepared by rapid thermal oxydation in N₂O", *IEEE Electron Devices Letters* **12**, 495 (1991).
- [21] F. W. Smith and B. Meyerson, "Reactions of acetylene and ammonia with the Si(111) surface at high temperatures", *Thin Solid Films* **60**, 227 (1979).
- [22] D. A. Buttry, M. T. Krounbi and O. R. Melroy, "Process for etching via holes in alumina", US Patent n° 4,619,731 (1986).
- [23] Communication privée, Sergey Garmashov et Vladimir Gershanov, Université d'Etat de Rostov, Février 2002.
- [24] A. Lang, "Quartz infrared halogen lamps for semiconductor wafers", Philips Lighting.
- [25] D. M. Camm and B. Lojek, "High power arc lamp RTP system for high temperature annealing applications", 2nd International Rapid Thermal Conference, 1994.
- [26] H. A. Lord, "Method for reducing temperature variations across a semiconductor wafer during heating", US. Patent n° 4,560,420 (1985).
- [27] R. S. Gyurcsik, T. J. Riley and F. Y. Sorrell, "A model for rapid thermal processing: achieving uniformity through lamp control", *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* **4**, 9 (1991).
- [28] G. G. Stoney, "The tension of metallic films deposited by electrolysis", *Proceedings of the Royal Society of London* **A82**, 172 (1909).
- [29] M. Liehr, J. E. Lewis and G. W. Rubloff, "Kinetics of high-temperature thermal decomposition of SiO₂ on Si(100)", *Journal of Vacuum Science and Technology A* **5**, 1559 (1987).
- [30] B. K. Sun, X. Zhang and C. P. Grigoropoulos, "Spectral optical functions of silicon in the range of 1.13-4.96 eV at elevated temperatures", *International Journal of Heat and Mass Transfer* **40**, 1591 (1998).

- [31] G. E. Jellison Jr. And D. H. Lowndes, "Measurement of the optical properties of liquid silicon and germanium using nanosecond time-resolved ellipsometry", *Applied Physics Letters* **51**, 352 (1987).
- [32] W. C. O'Mara, R. B. Herring and L. P. Hunt, "Handbook of semiconductor silicon technology", Noyes Publication, Park Ridge (1990), p 313.
- [33] T. R. Anthony and H. E. Cline, "Random-walk of liquid droplets migrating in silicon", *Journal of Applied Physics* **47**, 2316 (1976).

CONCLUSION GENERALE

La fonction de tenue en tension inverse dans les composants de puissance bidirectionnels *Planar* assemblés sur embase plane nécessite la réalisation d'un mur périphérique d'isolation. Ce mémoire présente notre étude de la thermomigration de l'aluminium dans le silicium comme solution industrielle de remplacement de la diffusion bore pour la réalisation de ces caissons d'isolation.

Après avoir présenté, dans le chapitre I, la problématique de la tenue en tension inverse dans les composants bidirectionnels et les différentes solutions alternatives au caisson bore pour assurer cette tenue en tension, nous avons justifié, dans le chapitre II, le choix du procédé de thermomigration en déterminant ses propriétés intrinsèques :

- ✓ vitesse élevée de migration (réduction drastique du bilan thermique et du temps de cycle)
- ✓ absence de dopage latéral (surface réduite du caisson)
- ✓ absence de gradient de concentration dans l'épaisseur de la plaquette (suppression du problème de diaphonie)

La force motrice de la migration est l'établissement d'un gradient de température dans l'épaisseur de la plaquette. Nous avons montré dans le chapitre III que seule l'utilisation d'une technologie RTP modifiée, par sa propriété de non-équilibre thermique, permet de répondre à cette exigence. Le principe du four de recuit rapide à gradient vertical est présenté, la partie basse absorbante permettant de maintenir le flux de conduction et donc le gradient de température entre les deux faces de la plaquette.

En plus de la vérification des propriétés énoncées ci-dessus, l'étude expérimentale du chapitre IV nous a permis de mettre en évidence l'ensemble des problématiques se posant quant à l'industrialisation de la thermomigration et ce tant du point de vue du procédé lui-même que de l'équipement.

La première des problématiques liées au procédé est l'influence de l'utilisation nécessaire d'oxygène sur le début de la migration. En effet, en-dessous d'une certaine pression partielle de ce gaz, il y a formation de monoxyde de silicium volatil qui vient polluer la chambre de recuit. L'introduction volontaire d'oxygène permet de se débarrasser de ce problème mais a des conséquences très importantes sur l'initiation du procédé. Ainsi, l'oxygène provoque, dans certains cas, la formation de billes d'alumine et la non-conformité du chemin dopé avec le dépôt initial d'aluminium. Le seul effet positif est la formation de couches d'alumine permettant d'éviter l'évaporation de l'aluminium contenu dans l'alliage liquide et donc la contamination de la plaquette. Ces couches d'alumine sont, par contre, très difficiles à enlever par des moyens chimiques conventionnels.

Nous avons déterminé la condition permettant d'obtenir, sous oxygène, une migration conforme sans génération de billes, à savoir l'utilisation de lignes de faible largeur ($l < 100 \mu\text{m}$). Malheureusement, nous avons démontré par la suite qu'une telle largeur est insuffisante pour obtenir un chemin dopé permettant la découpe de la puce. L'étude de la configuration en double grille continue de $50 \mu\text{m}$ permet d'apporter une solution à ce problème mais les résultats ne sont pas encore aussi bons que pour la simple grille.

Ensuite, l'étude expérimentale du four de recuit rapide à gradient vertical a permis de donner les principales difficultés de sa mise en œuvre. La double exigence hautes températures / gradient vertical nécessite la conception spécifique, non seulement de la partie basse du four mais aussi de sa partie supérieure pour assurer un refroidissement correct des lampes halogènes.

L'un des verrous les plus importants à l'industrialisation du procédé est le problème de l'uniformité de température dans le four RTP, qui se caractérise par la déformation de la plaquette, la génération de dislocations et la déviation des caissons d'isolation. Les premiers essais de recuit ont ainsi montré une déformation très importante (supérieure au mm) sur plaquettes fines. L'application de techniques d'uniformisation (*lamp contouring*, anneau de garde) a permis de réduire la non-uniformité thermique mais pas à un niveau "industriel". Nous avons donc défini le cahier des charges d'un nouvel équipement avec un diamètre de chambre plus important pour améliorer l'uniformité "intrinsèque" du four. Les résultats préliminaires obtenus sur ce prototype industriel sont très encourageants pour la suite de la mise au point du procédé. Enfin, la difficulté de la mesure de température dans le four a été contournée par la mise au point de deux techniques de détection de fin de procédé : l'analyse d'images et la réflectométrie laser.

La maîtrise relative du procédé nous a permis d'insérer la thermomigration dans le processus de fabrication d'un thyristor 400 V sur plaquettes épitaxiées. Le choix a été fait de positionner la thermomigration après la diffusion de la structure active, ce qui a conditionné un grand nombre de problématiques "procédé" et "équipement". Les conditions d'une bonne insertion ont été définies et la réalisation pratique du véhicule test a pu être menée à bien. La valeur de la tenue en tension inverse expérimentale est très proche de la valeur simulée, ce qui démontre la faisabilité fonctionnelle de la thermomigration.

L'étude expérimentale nous a donc permis d'apporter une contribution importante à la mise en œuvre d'un procédé industriel de thermomigration. Néanmoins, différents points restent en suspens, qui conditionneront le succès final du projet. Du point de vue du procédé, il est nécessaire d'optimiser les résultats obtenus sur la double grille et/ou de déterminer d'autres configurations conformes sans billes avec d'autres gaz passivants ainsi que de continuer la recherche de moyens d'enlèvement des résidus post-thermomigration. Il sera aussi indispensable de poursuivre le travail sur l'équipement prototype industriel, notamment pour améliorer l'uniformité du procédé et montrer la reproductibilité des détections d'émergence.

Le problème de l'insertion de la thermomigration dans un processus de fabrication sera résolu en même temps que la mise au point du procédé industriel. Par contre, il sera nécessaire d'évaluer l'impact de la thermomigration sur les propriétés électriques des composants à l'état passant et d'optimiser la tenue en tension inverse à l'aide de structures auxiliaires périphériques judicieusement conçues.

Les résultats très prometteurs obtenus au cours de cette thèse ont rendu possible le transfert industriel du procédé, concrétisé par la rédaction du cahier des charges et la conception d'un prototype industriel de four de recuit rapide à gradient vertical. Cet équipement est en cours d'évaluation chez STMicroelectronics Tours.

ETUDE DE LA THERMOMIGRATION DE L'ALUMINIUM DANS LE SILICIUM POUR LA REALISATION INDUSTRIELLE DE MURS D'ISOLATION DANS LES COMPOSANTS DE PUISSANCE BIDIRECTIONNELS

Résumé : Ce mémoire présente nos travaux sur la thermomigration de l'aluminium dans le silicium comme alternative à la diffusion bore pour la réalisation des murs d'isolation dans les composants de puissance bidirectionnels.

Dans un premier temps, nous avons ainsi mis en évidence les limites de la diffusion du bore à l'état solide, limites dues essentiellement à son bilan thermique prohibitif. Parmi les solutions alternatives envisagées, la thermomigration de l'aluminium présente un certain nombre d'avantages parmi lesquels un bilan thermique très faible et un dopage élevé et constant. Le procédé consiste en la migration d'un alliage liquide Al/Si sous l'effet d'un gradient de température vertical avec cristallisation, dans le sillage de la goutte, d'une solution solide de silicium dopé aluminium (à 10^{19} at/cm³ environ). L'exigence de gradient thermique vertical impose l'utilisation d'un four de recuit rapide spécialement conçu à cet effet.

L'étude expérimentale du phénomène nous a permis de mettre en évidence les problématiques "industrielles" liées au procédé et à l'équipement. Ainsi, l'utilisation nécessaire d'oxygène pendant le recuit de thermomigration perturbe très fortement le déroulement du procédé et nous avons dû apporter des réponses nouvelles à ce problème, notamment en considérant les paramètres géométriques du motif d'aluminium. De même, l'analyse approfondie des résultats obtenus sur le four de laboratoire nous a permis de donner les spécifications d'un nouveau four en vue du transfert industriel de la thermomigration. Enfin, grâce à la maîtrise relative du procédé dans son ensemble, nous avons conçu et réalisé une structure nouvelle de puissance, le thyristor sur épitaxie, dont la fonction de tenue en tension inverse a été démontrée. Même si un certain nombre de problèmes restent en suspens, les résultats obtenus au cours de cette étude sont très prometteurs en vue d'une industrialisation future du procédé.

Mots clés : tenue en tension inverse, thyristor/triac, mur d'isolation, diffusion bore, thermomigration, alliage liquide Al/Si, gradient de température vertical, four de recuit rapide.

STUDY OF ALUMINUM THERMOMIGRATION IN SILICON FOR THE INDUSTRIAL REALISATION OF ISOLATION WALLS IN BIDIRECTIONAL POWER DEVICES

Abstract: The thermomigration of aluminum in silicon has been studied as an alternative means to boron diffusion for the realization of isolation walls in bidirectional power devices.

The process of boron solid-state diffusion is limited mainly by its huge thermal budget. Among alternative solutions, the thermomigration offers many advantages such as thermal budget reduction and constant, high doping level. The process is based on the migration of Al/Si liquid droplets by means of a vertical temperature gradient with deposition, in the droplet path, of a silicon solid solution doped with aluminum (at about 10^{19} at/cm³). The requirement of a vertical temperature gradient leads to the design of a specific rapid thermal processor (RTP).

The experimental study has given the main issues raised by the industrialization of this technique, from both "process" and "equipment" side. For example, the necessary introduction of oxygen during the thermomigration annealing dramatically influences the droplet migration. Therefore, new answers have been given to address this problem, especially by considering geometrical parameters of aluminum pattern. Moreover, thorough analysis of the results obtained with the laboratory RTP furnace has given the main specifications of a new equipment allowing industrial application of thermomigration. Finally, thanks to our knowledge of the process, we designed and realized a new power structure, namely a thyristor on epitaxy, whose reverse blocking capability has been demonstrated. Although further investigations are necessary to solve remaining problems, the results we obtained during this study are very promising as regards future industrialization of the process.

Key words: reverse voltage blocking, thyristor/triac, isolation wall, boron diffusion, thermomigration, Al/Si liquid alloy, vertical temperature gradient, rapid thermal processor.