

Etude de la fabrication et de la transduction d'un microgyromètre piézoélectrique tri-axial en GaAs

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Université Paris-Sud

École doctorale n°575 :
electrical, optical, bio : physics and engineering (EOBE)

Spécialité de doctorat:
Electronique et Optoélectronique, Nano et Microtechnologies

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 04 avril 2018, par

Adrien Piot

Composition du Jury :

Raffaele Colombelli Directeur de recherche, C2N, CNRS et Université Paris-Sud	Président
Tarik Bourouina Professeur, ESIEE, Université Paris-Est	Rapporteur
Didier Theron Directeur de recherche, IEMN, CNRS et Université de Lille 1	Rapporteur
Rose-Marie Sauvage Responsable du domaine scientifique Nanotechnologies, DGA	Examineur
Benoît Charlot Chargé de recherches, IES, CNRS et Université de Montpellier	Examineur
Alain Bosseboeuf Directeur de recherche, C2N, CNRS et Université Paris-Sud	Directeur de thèse
Olivier Le Traon Directeur adjoint du DPHY, ONERA	Invité

Remerciements

Je remercie en premier lieu Pierre-Yves Joubert directeur du département MicroSystèmes et NanoBioFluidique, Pierre Touboul ancien directeur du département Mesures Physiques (DMPH) et Jean-François Roussel directeur du Département Physique Instrumentation Environnement Espace (DPHY) à l'ONERA de m'avoir accueilli dans leurs départements respectifs. Je remercie Rose-Marie Sauvage responsable du domaine scientifique Nanotechnologies à la Direction Générale de l'Armement (DGA) pour le financement de la bourse de thèse et l'intérêt qu'elle a porté à mes travaux.

Je remercie chaleureusement mon directeur de thèse Alain Bosseboeuf pour ses nombreux conseils, son aide et sa patience. Je remercie aussi Béatrice Bourgeteau Verlhac, Raphaël Levy responsable de l'unité Capteur et Micro/nano Technologies (CMT) et Olivier Le Traon directeur adjoint du DPHY pour m'avoir encadré et/ou aidé durant mes trois années de thèse.

Je suis reconnaissant à Raffaele Colombelli directeur de recherche au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N) pour avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie Tarik Bourouina professeur à l'École Supérieure d'Ingénieurs en Electrotechnique et Electronique (ESIEE) et Didier Theron directeur de recherche à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse et je les remercie pour la considération qu'ils ont eue pour mes travaux. Je remercie également Benoît Charlot chargé de recherche à l'Institut d'Electronique et des Systèmes (IES) ainsi que Rose-Marie Sauvage d'avoir accepté d'examiner mes travaux.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude aux membres de la Centrale de Technologie Universitaire (CTU) et tout particulièrement Nathalie Isac pour son aide continue durant ma thèse, sa disponibilité et ses conseils avisés sur les procédés de micro-fabrication et notamment sur la gravure sèche des matériaux III-V. Je remercie également Jean-René Coudevylle pour son aide et ses conseils lors de mes travaux en salle blanche, Marie-Paule Plante pour son assistance pour les dépôts par évaporation avec un faisceau d'électrons, Fabien Bayle pour son soutien lors des observations par microscopie électronique à balayage, Etienne Herth et Samson Edmond pour leur appui pour le laminage de films secs. Je pense également à Cédric Villebasse, Xavier Leroux, François Maillard, Antoine Martin, Jean Luc Perrossier, David Bouville, Frédéric Hamouda, Benoît Bellier et Abdel Aassime.

Je remercie mes collègues du département MicroSystèmes et NanoBioFluidique. Je pense à Philippe Coste pour ses conseils sur les mesures de profilométrie optique, à Fabien Parrain pour ses conseils toujours avisés, à Marion Woytasik pour ses recommandations toujours pertinentes pour les procédés de micro-fabrication ainsi que Johan Moulin et Emile Martincic. Je pense également à Elie Lefeuvre, Seonho Seok, Mehdi Ammar et Filippo Fabbri.

Je remercie également mes collègues de l'unité CMT à l'ONERA Notamment Claude Chartier, Vincent Gaudineau, Jean Guérard, Pierre Lavenus, Marc Pernice et Patrick Kayser.

Je remercie également Hélène Meler, Sylvie Nicolle, Lydia Pactole, Eric Cassan, Laurence Stephen, Maxime Provenzano, Abdelkader Boulkrit, Serge Jacob et Alexis Poizat.

Je remercie chaleureusement mes collègues doctorants et post-docs du C2N. Un grand merci à Olivier Lebevre, Baptiste Rousset, Thomas Sohier, Ming Wu, Sylvain Lemette, Thi Hong Nhung, Bogdan Vysotskyi, Alexis Brennes, Jie Wei, Zhichao Shi, Hervé Bertin, Iannis Roland, Maité Do Vale, Hadrien Philippe, Sylvie Bilent, Giulia Rizzo et Clément Bessouet et bon courage ainsi que tous mes vœux de réussite à Lucas Bonnin qui va poursuivre cette thèse.

Un grand merci également à mes collègues de l'ONERA qui sont Thomas Perrier, Paul Chapellier, Amina Saadani, Léopold Delahaye et Thomas Saint-Paul.

Je remercie bien sûr Sarah Risquez qui a su me soutenir tout au long de cette thèse.

Je remercie finalement mes parents Michel et Catherine PIOT et mon frère Benjamin.

Sommaire

I.	Introduction	9
I.1.	Contexte.....	9
I.2.	Objectifs	11
I.3.	Organisation du document.....	11
I.4.	Bibliographie	13
II.	Etat de l'art des gyromètres 3 axes miniaturisés	16
II.1.	Introduction	16
II.2.	Notions de base sur les microgyromètres MEMS	16
II.2.1.	Caractéristiques d'un gyromètre.....	16
II.2.2.	Survol des différents types de gyromètres MEMS	20
II.2.3.	Principe et avantages des gyromètres résonants à effet Coriolis	25
II.2.4.	Miniaturisation des gyromètres et conséquences	27
II.2.5.	Intérêt et limitations des gyromètres 3 axes par rapport à l'association de 3 gyromètres 1 axe	30
II.3.	Présentation des microgyromètres 3 axes publiés	30
II.3.1.	Microgyromètres à transduction électrostatique.....	30
II.3.2.	Microgyromètre à transduction piézorésistive	34
II.3.3.	Microgyromètre à transduction piézoélectrique	35
II.3.4.	Autre transduction	36
II.4.	Comparaison des performances.....	38
II.5.	Le gyromètre piézoélectrique 3 axes en GaAs de l'ONERA-C2N	39
II.5.1.	Fonctionnement	39
II.5.2.	Procédé de fabrication	41
II.5.3.	Intérêt et Originalité du gyromètre 3 axes étudié	41
	Conclusion.....	43
II.6.	Bibliographie	44
III.	Conception et modélisation du gyromètre 3 axes en GaAs	48
III.1.	Travaux précédents à l'ONERA.....	48
III.2.	Disposition générale des électrodes d'excitation et de détection	49
III.3.	Adaptation du gyromètre aux contraintes technologiques.....	52
III.3.1.	Emplacement des électrodes sur la structure.....	52
III.3.2.	Etudes des couplages en quadrature et en phase avec le signal Coriolis.....	58
III.4.	Bibliographie	73

IV.	Gravure ionique réactive profonde du GaAs semi-isolant pour la fabrication de microstructures mécaniques	76
IV.1.	Introduction	76
IV.2.	Protocole expérimental	76
IV.3.	Choix des paramètres de gravure	80
IV.4.	Principaux paramètres de gravure	84
IV.4.1.	Cinétique de la gravure.....	84
IV.4.2.	Sélectivité de gravure, anisotropie et rugosité des flancs	86
IV.5.	Dépendance de la gravure avec le rapport d'aspect (ARDE) et effet de « microloading »	89
IV.6.	Gravure traversante d'un wafer	92
IV.7.	Conclusion.....	95
IV.8.	Bibliographie	97
V.	Formation des électrodes latérales sur les flancs verticaux	102
V.1.	Introduction	102
V.2.	Méthodes de fabrication de motifs sur des surfaces verticales.....	102
V.2.1.	Métallisation de parois verticales par méthodes de dépôt chimiques.....	102
V.2.2.	Dépôt par pulvérisation cathodique directionnelle	103
V.2.3.	Techniques de délimitation de motifs dans des films déposés sur parois verticales ...	105
V.2.4.	Conclusion.....	107
V.3.	Procédé d'élaboration des électrodes sur flancs verticaux par ombrage avec un masque en film sec	107
V.3.1.	Principe du procédé.	107
V.3.2.	Mise en œuvre et paramètres du procédé	108
V.3.3.	Résultats	111
V.3.4.	Vitesse et répartition du dépôt.....	112
V.3.5.	Elaboration d'électrodes rectangulaires.....	118
V.4.	Etude des propriétés des films Au/Cr poreux :.....	126
V.4.1.	Porosité, morphologie et structure.....	127
V.4.2.	Contraintes mécaniques.....	134
V.4.3.	Propriétés électriques.....	143
V.5.	Conclusion et perspectives	151
V.6.	Bibliographie	154
VI.	Réalisation et caractérisation d'un gyromètre complet	158
VI.1.	Fabrication d'un gyromètre complet	158
VI.2.	Fréquences de résonance et modes de vibrations : structure nue	168
VI.3.	Bibliographie	175

VII.	Conclusion.....	177
VIII.	Annexes.....	182
VIII.1.	Annexe 1 : Motivations du choix d'une transduction piézoélectrique	182
VIII.1.1.	Étude de la résonance harmonique d'une poutre piézoélectrique encastrée-libre et charges récupérées.....	182
VIII.1.2.	Efficacité d'un système de transduction : transduction électrostatique et piézoélectrique.....	186
VIII.2.	Annexe 2: Flexion dans le plan et hors du plan d'une poutre encastrée-libre	195
VIII.2.1.	Flexion dans le plan d'une poutre encastrée-libre	195
VIII.2.2.	Flexion hors du plan d'une poutre encastrée-libre	197
VIII.3.	Annexe 3 : Simplification du modèle poutre et transduction capacitive	201
VIII.4.	Annexe 4 : Rotation d'un tenseur d'ordre 3 autour de (Oz)	202
VIII.5.	Annexe 5 : Modélisation du comportement électrique des couches évaporées pendant un recuit	206
VIII.6.	Annexe 6: Etapes détaillées du procédé de fabrication	210

I. Introduction

I.1. Contexte

Un microgyromètre est un capteur miniaturisé permettant de mesurer la vitesse de rotation de l'objet sur lequel il est fixé par rapport à un référentiel fixe.

La miniaturisation des gyromètres et gyroscopes a débuté dans les années 80. Les premiers gyromètres étaient en quartz et à transduction piézoélectrique comme le double diapason de chez Systron Donner [1] ou en silice fondue et à transduction électrostatique comme le HRG (Hemispherical Resonator Gyroscope) de Delco [2]. A noter que les recherches sur le HRG ont débuté très tôt avec les travaux de G. H. Bryan en 1890.

Cependant, les capteurs inertiels utilisant la technologie silicium se sont largement répandus dès les premiers succès de fabrication ; comme celui du Draper Laboratory en 1991 avec leur premier microgyromètre en silicium [3].

Ces capteurs de types MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) ont profité des développements intensifs de la filière technologique exploitant le silicium dans le domaine de la microélectronique.

Aujourd'hui, la part laissée aux capteurs inertiels en quartz ou autres matériaux reste faible dans le domaine des capteurs produits en grand nombre à bas coût.

Les microgyromètres 3 axes permettant, grâce à une unique structure, de mesurer la vitesse de rotation d'un objet autour des trois axes de l'espace ont été mis sur le marché pour la première fois il y a environ 10 ans. Ils permettent principalement d'augmenter la miniaturisation et de diminuer les coûts de fabrication.

Les microgyromètres 3 axes font encore partie des capteurs basses performances. Or, la tendance actuelle est orientée vers une miniaturisation toujours plus poussée et des performances toujours plus élevées.

Il est possible d'associer des gyromètres et des accéléromètres afin d'obtenir une centrale inertielle (IMU – Inertial Measurement Unit). Une IMU permet entre autres d'obtenir la position et l'orientation d'un objet sur lequel elle est posée. En associant 3 gyromètres (ou un gyromètre 3 axes) performants et 3 accéléromètres pour mesurer l'orientation de l'IMU il est aussi possible de réaliser un gyrocompas. Le gyrocompas est un système capable de donner le nord géographique par la mesure de la direction de l'axe de rotation terrestre.

Il y a bien sûr différents types de gyromètres pour différents types d'utilisations : la figure I.1 en présente quelques exemples.

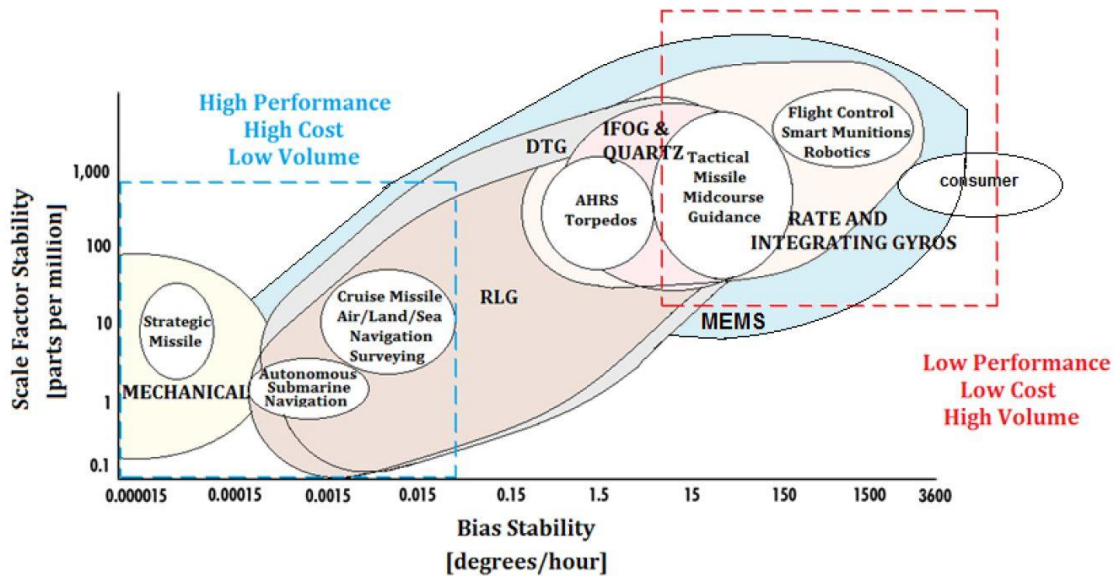


Figure I.1. Facteur d'échelle du gyromètre en fonction de son biais pour différents types de gyromètre et leurs applications associées [4].

La demande croissante d'équipements électroniques comme les smartphones, les montres connectées, les caméras, ou plus généralement les objets connectés portables permet au marché des microgyromètres de croître. Il y a ainsi une appétence du marché pour des microgyromètres moins encombrants, moins chers et plus facilement intégrables.

Pour le marché de forts volumes, les gyromètres et accéléromètres sont souvent combinés avec des capteurs magnétiques et des capteurs de pression pour former des systèmes à 9 ou 10 degrés de liberté. La motivation des développements pour ce marché est en premier lieu le coût, la taille et la facilité d'intégration avec l'électronique plutôt que l'obtention de très hautes performances.

Une demande très forte vient également du marché des micro-drones, avions, sous-marins, navires, ... Les IMUs les plus perfectionnées peuvent être utilisées par exemple dans des sous-marins afin de pallier l'absence de GPS ou dans des avions lorsque ceux-ci entrent dans des zones où le signal GPS est brouillé. Pour ces applications, l'obtention de hautes performances et d'une robustesse élevée aux environnements sévères sont les objectifs principaux.

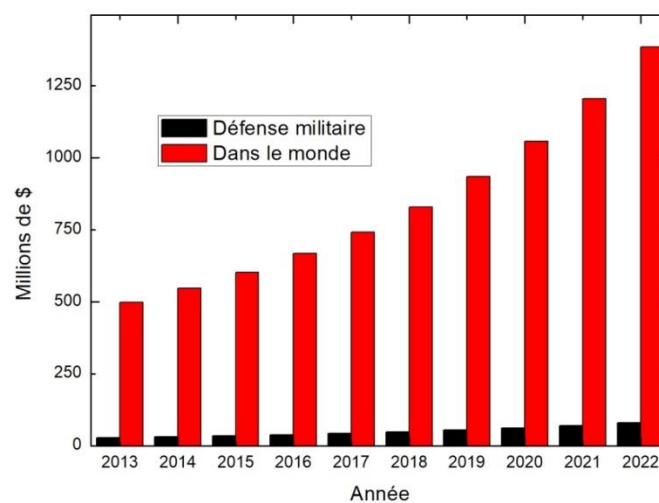


Figure I.2. Prévion de croissance du marché des microgyromètres. a) Pour le marché mondial b) Pour la défense. Source : Frost & Sullivan 2016.

La prévision de croissance est de plus de 12 % chaque année pour le marché global des microgyromètres dans le monde et en particulier dans la défense militaire.

Cette thèse fait suite à celle de Iannis Roland sur la « Conception et l'évaluation des performances d'un microgyromètre vibrant triaxial en GaAs à structure plane » [5]. Ses travaux ont démontré l'intérêt du GaAs semi-isolant pour la réalisation de capteurs résonants miniatures et la potentialité d'obtenir un gyromètre 3 axes avec des performances 10 fois meilleures que l'état de l'art en matière de bruit en sortie du capteur. Ajoutons, que la technologie GaAs associée à une transduction piézoélectrique reste encore peu étudiée et bénéficie donc d'un fort potentiel d'innovation en comparaison de la technologie silicium.

Dans ce contexte, nous estimons que notre microgyromètre 3 axes en GaAs piézoélectrique a la possibilité d'atteindre la gamme moyennes, voire hautes performances des microgyromètres afin de répondre aux demandes actuelles du marché.

I.2. Objectifs

Les travaux de cette thèse sont financés par la DGA, l'ONERA et le C2N d'Orsay. Les travaux de modélisation ont été effectués au sein de l'ONERA sur le site de Châtillon dans l'unité CMT (Capteurs et Micro/nano Technologies) et dans le département DPHY (Physique, Instrumentation, Environnement, Espace).

Les développements technologiques et les caractérisations ont été essentiellement réalisés dans la Centrale de Technologie Universitaire (CTU) du C2N (Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies) soutenue par le réseau Français Renatech et au sein du département MicroSystèmes et NanoBiofluidique.

Lors des études précédentes, plusieurs résultats encourageants avaient été obtenus :

- un prototype en silicium du microgyromètre a déjà été réalisé afin d'identifier les modes de vibration utiles de la structure.
- des premiers tests de gravure sèche profonde du GaAs ont été réalisés, mais uniquement pour des ouvertures supérieures à 500 μm et sans une caractérisation fine du procédé.
- l'emplacement des électrodes pour la transduction piézoélectrique a déjà été déterminé, mais sans le routage associé.

Enfin, des tests préliminaires sur des doubles diapasons en GaAs ont démontré un facteur de qualité pouvant atteindre 136 000.

L'objectif de cette thèse est de réaliser un prototype complet fonctionnel. Il faudra ainsi continuer le développement et la caractérisation des procédés de fabrication du microgyromètre, développer un système de transduction pour l'excitation et la détection des rotations suivant les trois axes, et mener une étude approfondie de la gravure traversante sur 450 μm du GaAs.

I.3. Organisation du document

Ce document s'articule en cinq grandes parties :

- tout d'abord nous commencerons par un état de l'art sur les gyromètres tri-axes miniaturisés.

Nous donnerons des notions de base sur les microgyromètres MEMS. Nous donnerons leurs caractéristiques, un survol des différents types de gyromètres, le principe de fonctionnement des gyromètres résonants à effet Coriolis. Nous discuterons aussi de la miniaturisation des gyromètres et de ses conséquences. Enfin, nous expliquerons l'intérêt d'avoir un gyromètre 3 axes par rapport à l'association de trois gyromètres 1 axe.

Nous présenterons des microgyromètres 3 axes publiés et comparerons leurs performances.

Enfin, des détails seront donnés sur le microgyromètre 3 axes en GaAs. Nous expliquerons son fonctionnement, le procédé de fabrication et son intérêt ainsi que son originalité par rapport aux autres capteurs.

- dans la partie suivante, nous détaillerons la conception et de la modélisation du microgyromètre. Un rapide résumé des travaux précédents sur le sujet sera fait. Nous donnerons la disposition générale des électrodes d'excitation et de détection sur la structure. Nous motiverons le choix d'une transduction piézoélectrique par une comparaison entre l'efficacité de la transduction piézoélectrique et celle d'une transduction électrostatique. Enfin, nous étudierons le routage des électrodes d'excitation et de détection ainsi que les différents couplages qui peuvent avoir lieu.

- une étude fine de la gravure ionique réactive profonde du GaAs semi-isolant sera menée. Nous donnerons les détails expérimentaux et étudierons les principaux paramètres de gravure. La cinétique, la sélectivité, l'anisotropie et la rugosité des flancs seront étudiées. Nous comparerons la dépendance avec le rapport d'aspect et l'effet de « microloading » avec un modèle de la littérature. Enfin, des tests de gravures traversantes seront réalisés.

- une étude précise de la formation des électrodes latérales sur les flancs verticaux sera menée. Tout d'abord nous passerons en revue les différentes méthodes existantes de dépôts sur des surfaces verticales. Puis, nous détaillerons notre procédé d'élaboration des électrodes sur les flancs verticaux par ombrage avec un masque en film sec. Enfin, une étude des propriétés des films Au/Cr poreux sera menée, notamment en ce qui concerne la porosité, la morphologie et la structure, ainsi qu'au niveau des contraintes mécaniques et des propriétés électriques.

- nous finirons ces travaux par la réalisation et la caractérisation mécanique d'un gyromètre complet.

Nous conclurons ces travaux sur un résumé des différents résultats obtenus et sur les futurs travaux envisagés.

I.4. Bibliographie

- [1] S. D. Orlosky and H. D. Morris. Quartz rotation (rate) sensor. Proc. Sensor Expo, Cleveland, OH. 1994, pp. 171-177.
- [2] Rozelle, D. M. (2009, February). The hemispherical resonator gyro: From wineglass to the planets. In *Proc. 19th AAS/AIAA Space Flight Mechanics Meeting* (pp. 1157-1178).
- [3] Greiff, P., Boxenhorn, B., King, T., & Niles, L. (1991, June). Silicon monolithic micromechanical gyroscope. In *Solid-State Sensors and Actuators, 1991. Digest of Technical Papers, TRANSDUCERS'91., 1991 International Conference on* (pp. 966-968). IEEE.
- [4] Passaro, V., Cuccovillo, A., Vaiani, L., Carlo, M. D., & Campanella, C. E. (2017). Gyroscope Technology and Applications: A Review in the Industrial Perspective. *Sensors*, 17(10), 2284.
- [5] Roland, I. (2012). *Conception et évaluation des performances d'un microgyromètre vibrant triaxial en GaAs à structure plane*(Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).

Chapitre II. Etat de l'art des gyromètres 3 axes miniaturisés

II.	Etat de l'art des gyromètres 3 axes miniaturisés	16
II.1.	Introduction	16
II.2.	Notions de base sur les microgyromètres MEMS	16
II.2.1.	Caractéristiques d'un gyromètre.....	16
II.2.2.	Survol des différents types de gyromètres MEMS	20
II.2.3.	Principe et avantages des gyromètres résonants à effet Coriolis	25
II.2.4.	Miniaturisation des gyromètres et conséquences	27
II.2.5.	Intérêt et limitations des gyromètres 3 axes par rapport à l'association de 3 gyromètres 1 axe	30
II.3.	Présentation des microgyromètres 3 axes publiés	30
II.3.1.	Microgyromètres à transduction électrostatique.....	30
II.3.2.	Microgyromètre à transduction piézorésistive	34
II.3.3.	Microgyromètre à transduction piézoélectrique	35
II.3.4.	Autre transduction	36
II.4.	Comparaison des performances.....	38
II.5.	Le gyromètre piézoélectrique 3 axes en GaAs de l'ONERA-C2N	39
II.5.1.	Fonctionnement	39
II.5.2.	Procédé de fabrication	41
II.5.3.	Intérêt et Originalité du gyromètre 3 axes étudié	41
	Conclusion.....	43
II.6.	Bibliographie.....	44

II. Etat de l'art des gyromètres 3 axes miniaturisés

II.1. Introduction

Les microgyromètres sont des capteurs miniaturisés de vitesse de rotation autour d'un ou plusieurs axes orthogonaux. Les microgyromètres 1 axe en technologie MEMS Silicium ou quartz font l'objet de travaux de recherche et de développement depuis de nombreuses années. Quelle que soit la technologie considérée, les travaux sur les microgyromètres 3 axes sont plus récents et beaucoup plus rares. Le but de ce chapitre est de faire le point sur les travaux publiés sur ce type de gyromètres 3 axes et de positionner le gyromètre piézoélectrique en GaAs étudié dans cette thèse par rapport aux applications et à l'état de l'art.

Dans un premier temps nous présenterons et commenterons les notions de base à connaître pour comprendre le fonctionnement et évaluer les mérites et les performances des microgyromètres. Cette partie s'adresse aux lecteurs peu ou non familiers avec les gyromètres en général et avec les microgyromètres MEMS en particulier. Nous rappellerons ainsi les grandeurs caractéristiques des gyromètres nécessaires pour comparer leurs performances, les classes de performances résultantes et les principaux principes de fonctionnement utilisés. Nous analyserons de manière plus approfondie le cas des gyromètres vibrants à effet Coriolis qui est le type de gyromètre qui a été étudié pendant cette thèse.

Dans la suite, nous ferons une analyse du fonctionnement et une comparaison des performances des différents microgyromètres 3 axes en technologie MEMS avec différentes géométries et méthodes de transduction qui ont été proposées dans la littérature.

Enfin, nous présenterons la structure et le principe général de fonctionnement du gyromètre 3 axes piézoélectrique en GaAs dont l'étude initiée par un doctorant DGA précédent (Iannis Roland) a été poursuivie et approfondie pendant cette thèse.

II.2. Notions de base sur les microgyromètres MEMS

II.2.1. Caractéristiques d'un gyromètre

Les différentes spécifications et procédés de caractérisation associé au gyroscope sont définis dans le IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Coriolis Vibratory Gyros [1]. Un résumé des différentes spécifications et leur définition est donné dans le IEEE Standard for Inertial Sensor Terminology [2].

Le facteur d'échelle (la sensibilité du capteur):

C'est le ratio entre la grandeur mesurée en sortie du capteur et le mesurande en entrée du capteur. Le facteur d'échelle est généralement évalué en déterminant le coefficient directeur de la régression linéaire ajustée en utilisant la méthode des moindres carrés de la courbe : Grandeur mesurée (tension/charges) vs Mesurande (vitesse de rotation) .Cette valeur est estimée en $V/(\%/s)$ ou en $C/(\%/s)$.

Le coefficient de non-linéarité du facteur d'échelle caractérise la non linéarité de la dépendance du facteur d'échelle avec la vitesse de rotation. On l'exprime en ppm ou % de la valeur maximale de la grandeur mesurée. Pour calculer le coefficient de non-linéarité, on soustrait à la courbe Grandeur mesurée (en Volt ou en Coulomb) vs Mesurande ($^{\circ}/s$ ou $^{\circ}/h$) la droite ayant pour coefficient directeur le facteur d'échelle. Le résidu de la soustraction met en évidence les non-linéarités du facteur d'échelle en fonction de la vitesse de rotation. Ainsi le coefficient de non-linéarité est égal à la valeur maximale du résidu (en Volt ou en Coulomb) divisée par la valeur maximale de la grandeur mesurée (en Volt ou en Coulomb) sur l'étendue de mesure [3].

L'étendue de mesure:

C'est le domaine de variation du mesurande accessible au capteur. L'étendue de mesure s'exprime en $^{\circ}/s$. Par exemple certains capteurs peuvent mesurer des vitesses de rotation comprises entre -1000 $^{\circ}/s$ et 1000 $^{\circ}/s$.

La bande passante:

C'est la plage de fréquence d'acquisition de la vitesse angulaire en entrée que le gyromètre peut détecter. Les fréquences de coupure basse et haute sont généralement déterminées à $-3dB$. Pour les gyromètres résonants, la bande passante max (BP) peut être définie comme la moitié de l'écart des fréquences des modes pilotes (f_p) et détecteur (f_d) : $BP_{max} \approx 0,5|f_p - f_d|$ [4].

La sensibilité aux accélérations:

C'est la déviation systématique en sortie du capteur lorsque le capteur est soumis à une accélération linéaire. Cette valeur est exprimée en $(^{\circ}/h)/g$.

Le biais:

Il correspond à la moyenne sur une période de temps donnée de la mesure en sortie du capteur lorsque la vitesse de rotation est nulle. Cette valeur est exprimée en $^{\circ}/s$ ou en $^{\circ}/h$.

Le bruit en sortie du capteur (au repos) peut être caractérisé par:

- **la marche aléatoire angulaire ou Angle Random Walk (ARW)** qui est l'erreur angulaire mesurée dans le temps due au bruit blanc dans le système de mesure. Cette erreur est exprimée généralement en $^{\circ}/\sqrt{h}$.
- **l'instabilité de biais ou la stabilité de biais** qui correspond à la variation aléatoire du biais sur un temps donné et à un temps d'intégration donné. L'évolution non stationnaire de cette variation aléatoire du biais est caractérisée par une densité spectrale du bruit en $1/f$. Cette instabilité est exprimée généralement en $^{\circ}/h$.
- **la marche aléatoire de vitesse de rotation** c'est l'erreur sur la vitesse de rotation mesurée dans le temps qui est due au bruit blanc dans l'accélération angulaire, exprimée généralement en $(^{\circ}/h)/\sqrt{h}$. Cette spécification est peu utilisée pour les gyromètres.

Nous allons dans ce qui suit détailler comment on obtient l'ARW, l'instabilité de biais et la marche aléatoire de vitesse de rotation.

En supposant que les bruits sont gaussiens, il est possible de caractériser la dispersion des écarts en sortie du capteur par rapport à la valeur nominale grâce à la variance d'Allan. La variance d'Allan simplifiée peut s'écrire de la manière suivante [5-6]:

$$\sigma^2(\tau) = \frac{1}{2} \frac{1}{(N-1)} \sum_{i=1}^N (y_{i+1}(\tau) - y_i(\tau))^2 \quad \text{Equation 1}$$

Où N est le nombre d'échantillons y_k disponibles, τ est le temps d'intégration pris en compte pour le calcul de la variance.

Pour mieux comprendre la variance d'Allan nous avons représenté y_k et τ dans la figure II.1.

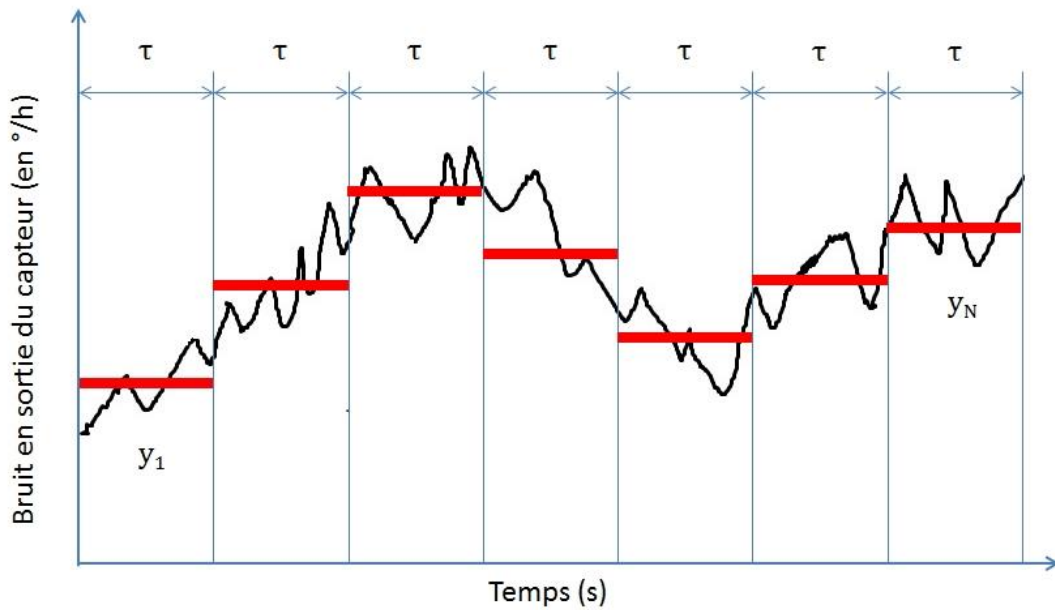


Figure II.1. Bruit en sortie du capteur en fonction de temps. Le graphique représente la courbe en sortie du capteur et les y_k utilisés pour le calcul de la variance d'Allan.

Dans la Figure II.1, les y_k correspondent à la moyenne des points venant de la mesure en sortie du capteur, sur un intervalle de temps τ . Nous déterminons la variance d'Allan pour différents intervalles de temps τ afin de pouvoir tracer la variance d'Allan en fonction de τ .

La variance d'Allan peut s'écrire [7]:

$$\sigma^2(\tau) = \sum_{\mu=-2}^{\mu=1} g_{\mu} \tau^{\mu} \quad \text{Equation 2}$$

Où les g_{μ} sont des coefficients indépendants de τ .

Il est possible d'obtenir une correspondance entre les exposants μ et les différents bruits:

- $\mu = -2$ est le bruit de scintillation de phase (Flicker Angular Noise)
- $\mu = -1$ est le bruit blanc de phase (White Angular Noise)
- $\mu = 0$ est le bruit blanc de fréquence (White Rotation Speed Noise) ou bruit de marche aléatoire de phase (Angular Random Walk Noise)
- $\mu = 1$ est le bruit de scintillation de fréquence (Flicker Rotation Speed Noise)
- $\mu = 2$ correspond au bruit de marche aléatoire de fréquence (Random Walk Rotation Speed Noise)

A noter qu'il n'est pas possible de discriminer le bruit angulaire blanc du bruit angulaire de scintillation.

Le plus souvent la variance d'Allan n'est pas tracée en fonction de τ , mais sa racine carrée en fonction de τ (la déviation standard d'Allan) dans un graphique bi-logarithmique : τ et σ sont exprimés en échelle logarithmique de base 10. C'est pourquoi les exposants μ sont tous divisés par 2 dans la figure II.2.

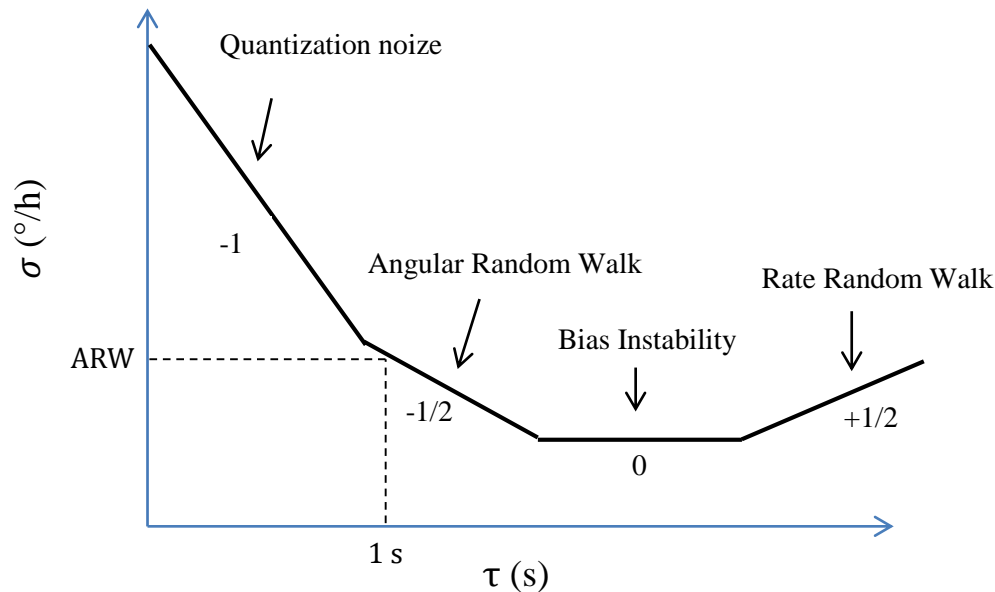


Figure II.2 Courbe représentant la racine carrée de la variance d'Allan en fonction de τ . Pour chaque pente un bruit particulier est identifié [8]. La dénomination des différents bruits correspond aux termes standards que l'on utilise pour la caractérisation d'un gyromètre ou d'un accéléromètre.

Ainsi la **marche aléatoire angulaire (ARW)** est déterminée à partir de la figure II.2 et plus spécifiquement à partir de la zone où la courbe a une pente en $1/\sqrt{\tau}$. On lit l'ARW à $\tau = 1 h$ pour l'exprimer en $^{\circ}/\sqrt{h}$ [3].

L'**instabilité de biais** correspond au minimum de la variance d'Allan : au minimum de la variance d'Allan, le temps d'intégration τ est optimal. Si le temps d'intégration τ augmente, nous devenons sensibles aux instabilités environnementales comme les accélérations, les gradients de température ou les chocs. C'est pourquoi la variance d'Allan augmente de nouveau lorsque l'on augmente le temps d'intégration τ : nous voyons apparaître la **marche aléatoire de vitesse de rotation (RRW)**.

La résolution Ω_R d'un gyromètre peut être déterminée expérimentalement à partir de la densité spectrale de bruit (DSB en V/\sqrt{Hz} ou C/\sqrt{Hz}) en sortie du capteur, du facteur d'échelle (FE) et de la bande passante (BP) du capteur. $\Omega_R = (DSB/FE)\sqrt{BP}$ [9].

La résistance aux contraintes externes : le capteur est monté sur un PCB préalablement fixé à un banc de mesure. Certains constructeurs comme STMicroelectronics [10] viennent exercer une contrainte plus ou moins importante sur le capot du boîtier d'encapsulation : ils mesurent la dérive en sortie du capteur lorsque celui-ci est au repos. Le tracé de la valeur mesurée en sortie du gyromètre en fonction de la force appliquée permet de comparer le capteur à la concurrence.

La dimension du capteur : la dimension du capteur dépend principalement de la technologie utilisée. Si le capteur doit être embarqué dans des objets de petites dimensions, il devra avoir une taille réduite.

Si l'objet est embarqué dans un engin plus volumineux comme un bateau ou un sous-marin, le volume du capteur n'a aucune importance.

La dépendance en température du facteur d'échelle (%/°C) ce paramètre définit la variation de la sensibilité en pourcentage par degré Celsius dans une gamme de température donnée.

Le coefficient de Brian (ou coefficient de couplage Coriolis) que l'on note K représente l'aptitude du mode pilote à exciter le mode détection par effet Coriolis il s'écrit tel que :

$$K = \frac{2\pi S_{méca} \Delta f}{|A_p|} \quad \text{Equation 3}$$

Où $S_{méca} = |A_d|/\Omega$, A_d est l'amplitude du mode de détection, Ω est la vitesse de rotation autour de l'axe sensible, A_p est l'amplitude du mode pilote, Δf est la différence de fréquence entre la fréquence d'excitation du mode pilote et la fréquence d'excitation du mode de détection [11].

Il n'est pas facile de catégoriser un gyromètre, car comme on a pu le voir un microgyromètre est doté de nombreuses caractéristiques. Suivant le but visé on souhaitera par exemple un gyromètre avec un ARW et une stabilité de biais faible pour faire de la navigation inertielle ou un facteur d'échelle élevée pour stabiliser une caméra.

Cependant les paramètres les plus souvent employés pour caractériser un gyromètre sont l'ARW, la stabilité de biais, le facteur d'échelle, l'étendue de mesure et la bande passante.

Ainsi, il est possible de classer grossièrement dans un tableau (voir tableau II.1 [12,13]) les gyromètres en trois catégories différentes suivant leur performance.

Tableau II.1. Présentation des 3 classes de gyromètres repartis selon leur performance

Paramètre	Classe basse performance	Classe tactique (moyenne performance)	Classe inertielle (haute performance)
ARW ($^{\circ}/\sqrt{h}$)	>0,5	0,5-0,05	<0,001
Stabilité de biais ($^{\circ}/h$)	10-1000	0,1-10	<0,01
Précision du facteur d'échelle (%)	0,1-1	0,01-0,1	<0,001
Etendue de mesure ($^{\circ}/h$)	De $1,5 \cdot 10^5$ à $3,6 \cdot 10^6$	$>1,8 \cdot 10^6$	$>1,4 \cdot 10^6$
Bande passante (Hz)	>70	~ 100	~ 100

Ainsi nous remarquons qu'il existe une large gamme de gyromètres et il n'est pas facile d'y faire son choix. Bien souvent la performance d'un gyromètre est directement dépendante du principe physique utilisé pour la mesure et de la technologie inhérente.

II.2.2. Survol des différents types de gyromètres MEMS

Tout d'abord, rappelons la distinction entre gyroscope et gyromètre [14].

Un gyroscope est un capteur capable de donner une direction angulaire ou un écart angulaire par rapport à un référentiel galiléen (un référentiel fixe par rapport aux étoiles). Ces gyroscopes fonctionnent en mode « angle total » (« whole angle » en anglais).

Un gyromètre nous donne la vitesse de rotation d'un objet par rapport à un référentiel galiléen.

Un capteur peut à la fois fonctionner en tant que gyromètre et en tant que gyroscope. Il suffira de dériver la valeur venant d'un gyroscope pour avoir une vitesse de rotation. Pour un gyromètre il faut intégrer la valeur en sortie afin d'obtenir un écart angulaire (à une constante près que l'on peut déterminer si l'on connaît la position initiale du capteur).

Pour déterminer une vitesse angulaire d'un objet, il existe 3 grands principes physiques pouvant être utilisés :

-la conservation du moment cinétique

La conservation du moment cinétique est visible dans la vie de tous les jours. Prenons un exemple couramment employé : la roue. Lorsqu'une roue tourne sur elle-même, son axe de rotation tend à garder la même orientation.

Il est possible d'utiliser la conservation du moment cinétique afin de réaliser un capteur. En effet, si l'on associe une toupie et une structure mécanique qui permet sa rotation selon les deux axes (Oy) et (Oz) il est possible de réaliser un gyroscope (voir figure II.3). Dans un cas idéal où les frottements entre la toupie et la structure mécanique sont nuls, l'inclinaison de la plate-forme est égale à l'angle θ .

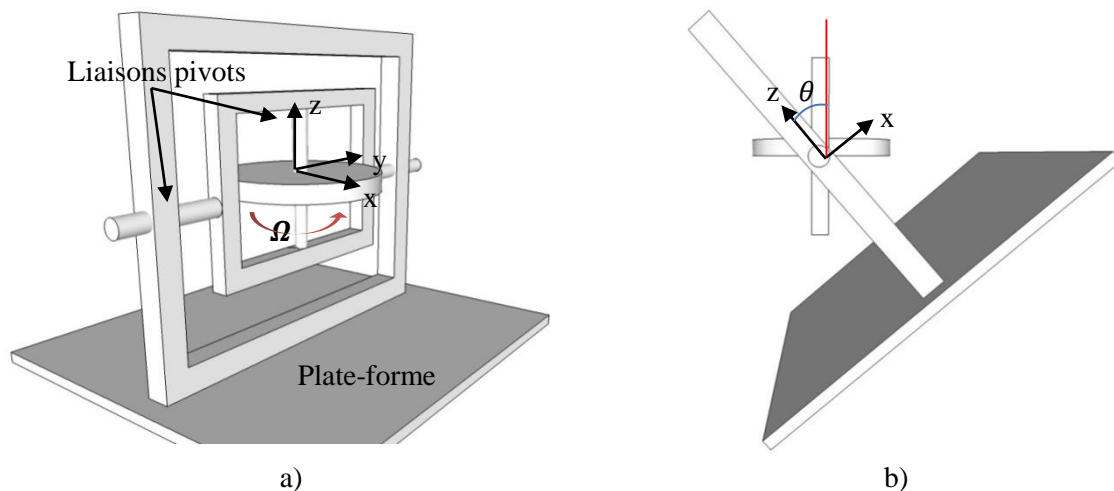


Figure II.3. Image CAO a) d'un disque en rotation sur lui-même avant inclinaison de la plate-forme. b) après inclinaison de la plate-forme. Montage en mode gyroscope.

En plaçant judicieusement un dynamomètre dans la structure mécanique, il est possible de mesurer le couple C_y que l'on peut relier à la vitesse de rotation ω_z en entrée du capteur (voir figure II.4).

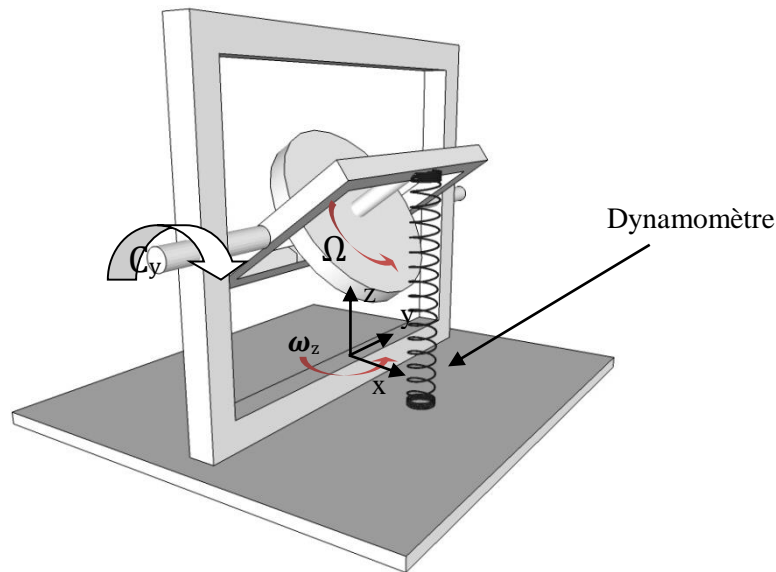


Figure II.4. Image CAO d'une toupie montée en mode gyromètre à l'aide d'un dynamomètre.

Lorsque l'axe de rotation de la toupie est modifié par ω_z , la conservation du moment cinétique induit un couple de rappel selon (Oy) que l'on peut relier à ω_z .

Les gyroscopes utilisant la conservation du moment cinétique peuvent être utilisés pour réaliser des capteurs à haute performance (classe inertielle). A noter que ces capteurs restent encombrants, demandent de l'entretien, comportent de nombreuses pièces mobiles et sont coûteux à fabriquer.

Les gyroscopes étudiés dans cette partie sont de plus en plus supplantés par les gyroscopes utilisant l'effet Sagnac.

- l'effet Sagnac

Tous les gyromètres optiques utilisent comme principe de base l'effet Sagnac découvert par George Marc Sagnac en 1913. L'effet Sagnac stipule que lorsqu'un faisceau lumineux se propage d'un point A à un point B et qu'une vitesse de rotation Ω est appliquée à ce système, alors le chemin optique varie de quelques angströms (dans le cas d'un dispositif standard) : ces variations ne peuvent être mesurées directement. C'est pourquoi E.O. Schulz-Du Bois eut l'idée en 1966 d'introduire deux faisceaux lumineux cohérents se propageant pour l'un dans le sens trigonométrique et pour l'autre dans le sens anti-trigonométrique. Ainsi, lorsque les deux faisceaux se rencontrent, il est possible d'avoir une figure d'interférence et d'observer le défilement des franges constructives et destructives. De la variation du chemin optique ΔL nous pouvons remonter à la vitesse de rotation Ω tel que :

$$\Delta L = \frac{4A}{c_0} \Omega \quad \text{Equation 4}$$

Où A est la surface fermée délimitée par le périmètre L et c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide. Il existe différents types de gyromètres optiques tels que les gyromètres lasers (Ring Laser Gyroscopes – RLGs) et les gyromètres à fibre optique (Interferometric Fiber Optic Gyroscopes – IFOGs). Les gyromètres optiques sont aujourd'hui très utilisés dans les centrales inertielles de classe tactique à

navigation pour des applications aéronautiques et navales : ils ont des performances élevées et sont moins encombrants et couteux que les gyromètres mécaniques utilisés précédemment. Cependant à cause de certaines limitations physiques et technologiques ; nous aurons peu de chance de voir apparaître un jour des gyromètres optiques miniatures, inférieurs à 6 cm de diamètre, et avec des performances dans la moyenne gamme [15].

- la force d'inertie de Coriolis

La force de Coriolis est une force fictive, c'est-à-dire qu'elle n'a pas d'existence réelle au même titre que la force d'entraînement ou la force centrifuge. Cette force a été mise en évidence par Gustave Coriolis en 1835.

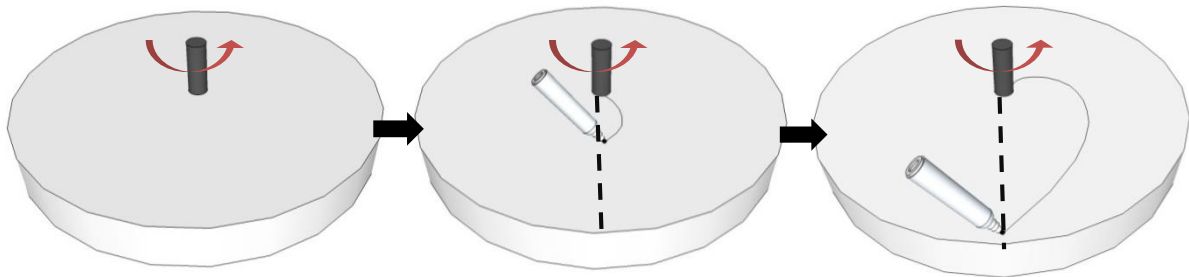


Figure II.5. Manifestation de la force de Coriolis.

Dans l'expérience en figure II.5, le disque est en rotation. La pointe du crayon est en contact avec le disque. Si l'on dirige la pointe du crayon en direction de l'extérieur du disque suivant une trajectoire rectiligne, nous obtenons sur le disque une ligne courbe. A une autre échelle, si un avion décollait du pôle Nord pour aller vers l'équateur en ligne droite, il serait dévié vers l'Ouest par une force invisible pour un observateur sur Terre. **Cette force est la force de Coriolis.**

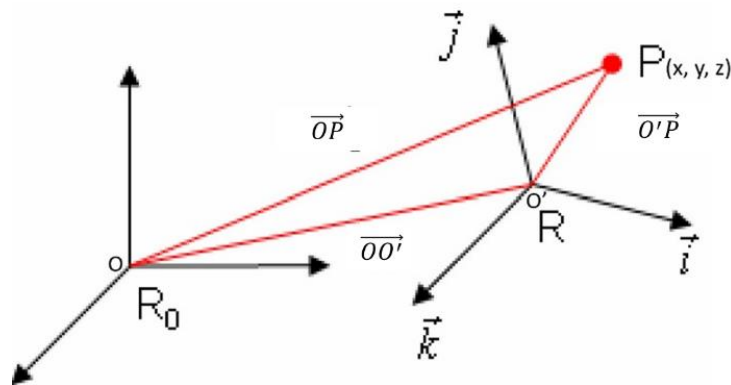


Figure II.6. Soit le référentiel R_0 galiléen et le référentiel R non galiléen en mouvement dans R_0 .

Considérons un objet P dont le vecteur position est $\overline{O'P}$ dans le référentiel R . Le vecteur position absolue de P dans R_0 est \overline{OP} . La position du référentiel R est donnée par le vecteur $\overline{OO'}$ dans le référentiel R_0 . $\overline{\Omega}$ est la vitesse angulaire de R par rapport à R_0 .

Selon la loi de composition des vitesses :

$$\overrightarrow{v_{P/R_0}} = \overrightarrow{v_{P/R}} + \overrightarrow{v_{O'/R_0}} + \overrightarrow{\Omega_{R/R_0}} \wedge \overrightarrow{O'P},$$

$$\vec{v}_{absolue} = \vec{v}_{relative} + \vec{v}_{entrainement}$$

En décomposant la vitesse absolue $\overrightarrow{v_{P/R_0}}$, il vient :

$$\overrightarrow{v_{P/R}} \text{ la vitesse relative}$$

$$\overrightarrow{v_{O'/R_0}} + \overrightarrow{\Omega_{R/R_0}} \wedge \overrightarrow{O'P} \text{ la vitesse d'entrainement}$$

Par définition de l'accélération pour tout point P de l'espace, nous avons :

$$\overrightarrow{a_{P/R_0}} = \frac{d\overrightarrow{v_{P/R_0}}}{dt}_{R_0} \quad \text{Equation 5}$$

Ainsi nous retrouvons la loi de composition des accélérations telle que,

$$\overrightarrow{a_{P/R_0}} = \frac{d\overrightarrow{v_{P/R}}}{dt}_R + \frac{d\overrightarrow{v_{O'/R_0}}}{dt}_{R_0} + \frac{d\overrightarrow{\Omega_{R/R_0}}}{dt} \wedge \overrightarrow{O'P} + \overrightarrow{\Omega_{R/R_0}} \wedge (\overrightarrow{\Omega_{R/R_0}} \wedge \overrightarrow{O'P}) + 2\overrightarrow{\Omega_{R/R_0}} \wedge \overrightarrow{v_{P/R}} \quad \text{Équation 6}$$

$$\vec{a}_{absolue} = \vec{a}_{relative} + \vec{a}_{entrainement} + \vec{a}_{coriolis}$$

D'après le principe fondamental de la dynamique dans un référentiel galiléen R_0 :

$$\vec{F} = m\vec{a}_{absolue} \quad \text{Equation 7}$$

Où, \vec{F} est la résultante des forces.

Ainsi nous pouvons réécrire l'équation 7 telle que,

$$\vec{F} - m\vec{a}_{entrainement} - m\vec{a}_{coriolis} = m\vec{a}_{relative} \quad \text{Equation 8}$$

Avec

$$\vec{f}_e = -m\vec{a}_{entrainement} \quad \text{Equation 9}$$

la force d'inertie d'entrainement et

$$\vec{f}_c = -m2\overrightarrow{\Omega_{R/R_0}} \wedge \overrightarrow{v_{P/R}} \quad \text{Equation 10}$$

la **force d'inertie de Coriolis**.

Dans les capteurs inertiels, nous négligeons généralement la force d'inertie d'entrainement par rapport à la force d'inertie de Coriolis.

La technologie MEMS (MicroElectroMechanical Systems) ces dernières années a permis de réaliser et de miniaturiser de nombreuses structures mécaniques et d'intégrer sur un même substrat son électronique associée en utilisant les procédés de l'industrie des semi-conducteurs.

Un exemple d'application des MEMS est la réalisation de capteurs pour des systèmes embarqués dans l'industrie automobile ou l'aéronautique. Dans la famille des capteurs inertiels, le gyromètre MEMS est en plein essor.

Les gyromètres monoaxiaux construits grâce à la technologie MEMS disposent souvent d'une masse d'épreuve qui vibre sous l'effet d'une excitation pilote. Cette masse d'épreuve subit une flexion sous l'action de la force d'inertie de Coriolis \vec{f}_c . On appelle $\vec{\Omega}_{R/R_0}$ la vitesse angulaire et $\vec{v}_{P/R}$ la vitesse de vibration du mode pilote.

Lorsque le gyromètre subit une rotation, la flexion engendrée de la masse d'épreuve est orthogonale à la direction de l'excitation pilote et à l'axe de rotation. Il existe une relation linéaire entre la force d'inertie de Coriolis et la vitesse angulaire (voir équation 10). Ainsi, l'amplitude de la déflexion peut être reliée à la vitesse angulaire.

II.2.3. Principe et avantages des gyromètres résonants à effet Coriolis

Le principe de fonctionnement de tous les micro-gyromètres vibrant est basé sur la force d'inertie de Coriolis appliquée sur une masse vibrante. Il est possible de modéliser un microgyromètre 1 axe par une masse m vibrante fixée à un support par deux ressorts et deux amortisseurs (voir figure II.7). Deux modes de résonance du système sont utilisés. La masse m peut se translater selon (Ox) et (Oy). Le mode selon (Ox) est utilisé comme mode pilote : il est actionné par la force \vec{F}_p . \vec{f}_c est la force de Coriolis résultante de la vitesse de rotation $\vec{\Omega}$ autour de (Oz) et de l'excitation du pilote. La force de Coriolis \vec{f}_c actionne le mode de détection selon (Oy).

Les équations simplifiées du mouvement à 2 degrés de liberté d'un microgyromètre à effet Coriolis s'écrivent [16]:

$$\begin{cases} m \frac{d^2x}{dt^2} + \eta_x \frac{dx}{dt} + k_x x = F_p \\ m \frac{d^2y}{dt^2} + \eta_y \frac{dy}{dt} + k_y y + 2m\Omega \frac{dx}{dt} = 0 \end{cases} \quad \text{Equation 11}$$

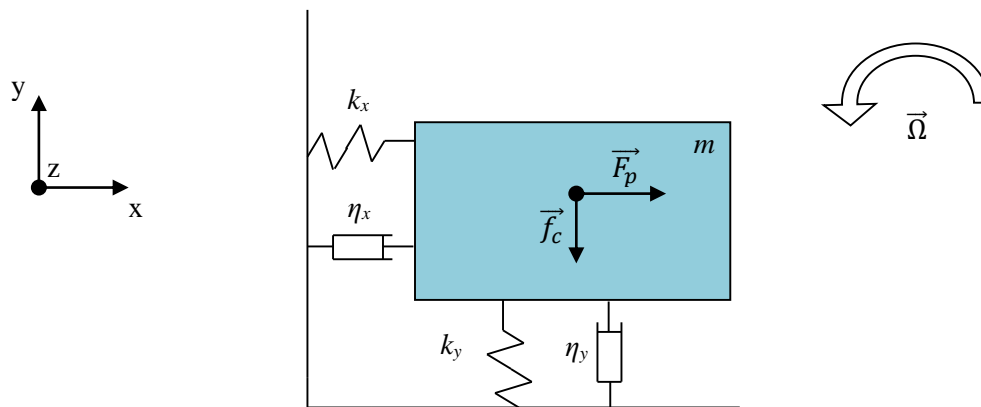


Figure II.7. Modélisation d'un gyromètre à effet Coriolis vibrant 1 axe.

Où k_x et k_y sont les raideurs selon (Ox) et (Oy). η_x et η_y sont les amortissements selon (Ox) et (Oy).

Le mode pilote est excité par une force F_p sinusoïdale que l'on écrit $F_p \sin(\omega_p t)$. Pour avoir une amplitude maximale A_p , la pulsation d'excitation ω_p est égale à la pulsation du mode pilote $\omega_x = \sqrt{\frac{k_x}{m}}$. Ainsi, nous pouvons exprimer $x(t)$ tel que $x(t) = A_p \sin(\omega_x t + \varphi_x)$.

A noter que pour avoir une amplitude de détection A_d élevée nous avons aussi la pulsation d'excitation ω_p qui est relativement proche de la pulsation du mode de détection $\omega_y = \sqrt{\frac{k_y}{m}}$.

Comme le système est excité à la pulsation du mode pilote, nous avons $y(t)$ tel que $y(t) = A_d \sin(\omega_x t + \varphi_y)$.

En utilisant la première relation de l'équation 11, il vient :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{\omega_x}{Q_x} \frac{dx}{dt} + \omega_x^2 x = \frac{F_p}{m} \quad \text{Equation 12}$$

Où $Q_x = \frac{\sqrt{mk_x}}{\eta_x}$ est le facteur de qualité du mode pilote.

En notation complexe, l'équation 12 devient :

$$j \frac{m\omega_x^2}{Q_x} x = F_p \quad \text{Equation 13}$$

L'équation 13 démontre qu'il existe un **déphasage de $\pi/2$** entre le mode de vibration pilote et l'excitation du pilote. L'excitation du pilote et le mode de vibration pilote sont donc en **quadrature**.

De la même manière, en utilisant la deuxième relation de l'équation 11, il vient :

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \frac{\omega_y}{Q_y} \frac{dy}{dt} + \omega_y^2 y = -2\Omega \frac{dx}{dt} \quad \text{Equation 14}$$

Où $Q_y = \frac{\sqrt{mk_y}}{\eta_y}$ est le facteur de qualité du mode pilote.

En notation complexe, l'équation 14 devient [9] :

$$\frac{y}{\Omega} = \frac{-j2\omega_x x}{(\omega_y^2 - \omega_x^2) + j\frac{\omega_x \omega_y}{Q_y}} \quad \text{Equation 15}$$

Le module de l'équation 15 présente le facteur d'échelle mécanique du capteur en $m/(^\circ/s)$.

De plus, nous pouvons conclure qu'il existe un déphasage entre le mode pilote et le mode de détection égal à :

$$\begin{aligned} \pi - \tan^{-1} \frac{|Q_y(\omega_y^2 - \omega_x^2)|}{\omega_x \omega_y} & \text{ si } \omega_x > \omega_y \\ \tan^{-1} \frac{|Q_y(\omega_y^2 - \omega_x^2)|}{\omega_x \omega_y} - \pi & \text{ si } \omega_y > \omega_x \end{aligned} \quad \text{Equation 16}$$

Dans le cas où $Q_y = 100\,000$ et que la fréquence de résonance du mode pilote et du mode de détection sont à 23244 Hz et 23188 Hz respectivement, nous avons un déphasage approximativement en **quadrature** entre le mode pilote et le mode de détection.

Dans le cas de notre microgyromètre 3 axes, pour des raisons pratiques, les modes de détection et le mode pilote n'ont pas des fréquences de résonance identiques. Par exemple, lors de l'étape de fabrication, il est compliqué d'avoir deux modes à des fréquences de résonance identiques. De plus, comme on a pu le voir au début de cette thèse, la bande passante dépend de l'écart entre ω_x et ω_y . Un écart faible induirait une bande passante trop restreinte.

Il est possible d'augmenter la bande passante d'un gyromètre résonant à l'aide d'une détection en boucle fermée en asservissant à 0 l'amplitude du mode de détection. Dans ce cas l'électronique à mettre en œuvre est plus complexe et plus encombrante. Dans cette thèse nous nous sommes penchés pour plus de simplicité sur l'étude d'un microgyromètre en boucle ouverte ($\omega_x \neq \omega_y$).

Les microgyromètres MEMS à effet Coriolis (Coriolis Vibrating Gyros – CVGs) présentent de bonnes performances, ils sont de taille réduite, consomment peu et sont fabriqués avec peu de pièces mécaniques ce qui leur permet d'avoir un coût de fabrication relativement faible. Ils font encore partie de la classe basse et moyenne performance mais avec l'amélioration des technologies, les CVGs tendent de plus en plus à rejoindre la classe haute performance. Ainsi les CVGs pourraient dans l'avenir commencer à concurrencer les gyromètres optiques [17].

En résumé, nous avons montré qu'il est possible de modéliser un microgyromètre à 2 degrés de liberté à l'aide d'un système masse-ressorts-amortisseur. De ce modèle nous avons conclu deux choses intéressantes : l'excitation pilote est en quadrature avec le mode de vibration du pilote et le mode de vibration du pilote est en quadrature avec le mode de détection. C'est pourquoi l'excitation du pilote est en phase avec le mode de détection. La notion de déphasage entre les différents modes est importante, car elle nous permettra plus tard d'aborder la notion de couplage entre les modes.

Nous avons exprimé le facteur d'échelle mécanique de la structure. Dans le cas d'un microgyromètre à boucle ouverte, il est important d'avoir des fréquences de résonance proches, mais suffisamment éloignées pour avoir une bande passante assez large.

Les CVGs seront dans l'avenir amené à concurrencer les gyromètres optiques de la classe haute performance.

II.2.4. Miniaturisation des gyromètres et conséquences

La tendance actuelle est à la miniaturisation des capteurs et notamment des microgyromètres. La miniaturisation des composants implique l'utilisation de nouveaux outils pour la fabrication des capteurs. Pour les microgyromètres 3 axes à effet Coriolis, le contrôle des dimensions est important puisque les dimensions déterminent notamment la fréquence de résonance des différents modes de la structure.

On rappelle que la fréquence propre du premier mode de vibration d'une poutre encastrée-libre d'épaisseur vibrante h , de section $S = bh$ et de moment d'inertie $I = bh^3/12$ s'écrit :

$$f_0 = \frac{1,875}{2\pi\sqrt{12}} \frac{h}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{Equation 17}$$

Où, E est le module d'Young, ρ la masse volumique et L la longueur de la poutre. Pour une vibration hors plan h est l'épaisseur de la poutre et pour une vibration dans le plan h est la largeur de la poutre.

Par exemple, d'après l'équation 17 pour une épaisseur vibrante de $450\mu\text{m}$ et une fréquence de résonance de 20000 Hz l'erreur absolue sur l'épaisseur vibrante devrait être inférieure ou égale à $22,5 \text{ nm}$ pour obtenir une erreur absolue de 1 Hz sur la fréquence de résonance ($22,5 \text{ nm/Hz}$). Cette valeur est très inférieure à la tolérance d'épaisseur et à la variation totale d'épaisseur (TTV : Total Thickness Variation) des wafers de GaAs commerciaux ainsi qu'à la tolérance des dimensions latérales de structures réalisées

par micro-usinage de volume. Un ajustement de l'épaisseur peut donc être nécessaire si on veut atteindre cette précision sur la fréquence.

Ainsi, nous comprenons que plus nous souhaitons miniaturiser un système mécanique plus la maîtrise des procédés de fabrication devient importante et complexe.

Un capteur ayant une sensibilité élevée requiert un facteur de qualité élevé, pour cela nous devons limiter les sources de dissipation d'énergie. Le facteur de qualité Q de la structure peut être défini sous forme énergétique tel que :

$$Q = 2\pi \frac{W_{tot}}{\Delta W} \quad \text{Equation 18}$$

Où W_{tot} est l'énergie de vibration stockée dans le résonateur et ΔW est l'énergie dissipée durant un cycle de vibration.

Les pertes peuvent être extrinsèques (ex. : amortissement gazeux) ou intrinsèques (ex. : amortissement thermoélastique). Le facteur de qualité global d'une structure peut s'écrire de manière simplifiée par :

$$Q_{total}^{-1} = \sum_i Q_i^{-1} = Q_{support}^{-1} + Q_{visco}^{-1} + Q_{thermo}^{-1} + Q_{gaz}^{-1} + Q_{surface}^{-1} \quad \text{Equation 19}$$

$Q_{support}$ correspond aux pertes d'énergie dues aux fixations au support. Q_{visco} correspond aux pertes par friction interne (cas des matériaux polycristallins), Q_{gaz} correspond à des pertes liées à l'amortissement par le milieu gazeux ambiant. Q_{thermo} exprime l'amortissement thermoélastique.

Pour un résonateur monocristallin de grande dimensions, sous vide et bien découplé du support, l'amortissement thermoélastique est souvent prépondérant. L'amortissement thermoélastique apparaît lorsqu'un matériau est soumis à des contraintes mécaniques variables. Lorsque le matériau est soumis à une contrainte en compression, sa température augmente. Inversement, lorsque le matériau est soumis à une contrainte en extension sa température diminue. Pour un système en flexion qui possède toujours une zone en extension et une zone en compression un flux irréversible de chaleur se produit ce qui engendre des pertes thermoélastiques.

Dans le cas d'une poutre encastree-libre en flexion, il est possible d'estimer le Q_{thermo} à l'aide de la théorie de Zener [18] qui peut s'écrire [19]:

$$Q_{thermo} = \frac{Q_{min}}{2} \frac{1 + \left(\frac{f_{res}}{f_t}\right)^2}{\frac{f_{res}}{f_t}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} Q_{min} = 2 \frac{\rho C_p}{\alpha^2 T_0 E} \\ f_t = \frac{\pi \kappa}{2 \rho C_p h^2} \end{cases} \quad \text{Equation 20}$$

C_p est la chaleur spécifique du matériau ($J.kg^{-1}.K^{-1}$), κ sa conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$), α son coefficient de dilatation thermique (K^{-1}), T_0 la température de travail (K), h l'épaisseur vibrante de la structure, E le module d'Young du matériau et ρ sa masse volumique.

A la fréquence de transition f_t , le Q_{thermo} atteint sa valeur minimale Q_{min} : les pertes thermoélastiques sont maximales. La valeur Q_{min} dépend du matériau utilisé et de la température ambiante. En revanche, nous voyons que la fréquence de transition f_t dépend du matériau et de l'épaisseur vibrante. Ainsi, pour un matériau donné le dimensionnement de la structure a son importance.

Pour certains systèmes macroscopiques les dissipations d'énergies par exemple dues à l'amortissement gazeux Q_{gaz} ou aux pertes de surface $Q_{surface}$ sont négligeables devant d'autres amortissements. En revanche, pour les micro-résonateurs et donc les microgyromètres vibrants la contribution de ces amortissements doit être analysée. En effet, la miniaturisation produit une augmentation du rapport

Surface/Volume et donc des amortissements visqueux et élastiques dus aux molécules de gaz en contact avec la surface du résonateur [20]. La solution usuelle est d'encapsuler sous vide le résonateur. De la même manière, lorsque le rapport *Surface/Volume* augmente, l'amortissement dû aux pertes de surface augmente. Pour diminuer ces pertes, il est important de maîtriser l'état de surface. Il faut prêter attention aux sources de pertes comme [19]:

- l'oxyde natif
- l'amorphisation de surface (par exemple lors d'une gravure ionique)
- les pollutions de surface
- la rugosité de surface

De manière générale les sources d'amortissement sont plus nombreuses pour les résonateurs MEMS que pour les résonateurs macroscopiques. Ajoutons que tout capteur inertielle possède une masse sensible lui permettant d'avoir une sensibilité élevée et une densité de bruit faible en sortie du capteur. En miniaturisant le capteur, nous diminuons la masse sensible ce qui diminue logiquement les performances du capteur. La figure II.8 montre un exemple de relation entre densité de bruit et volume du capteur après encapsulation.

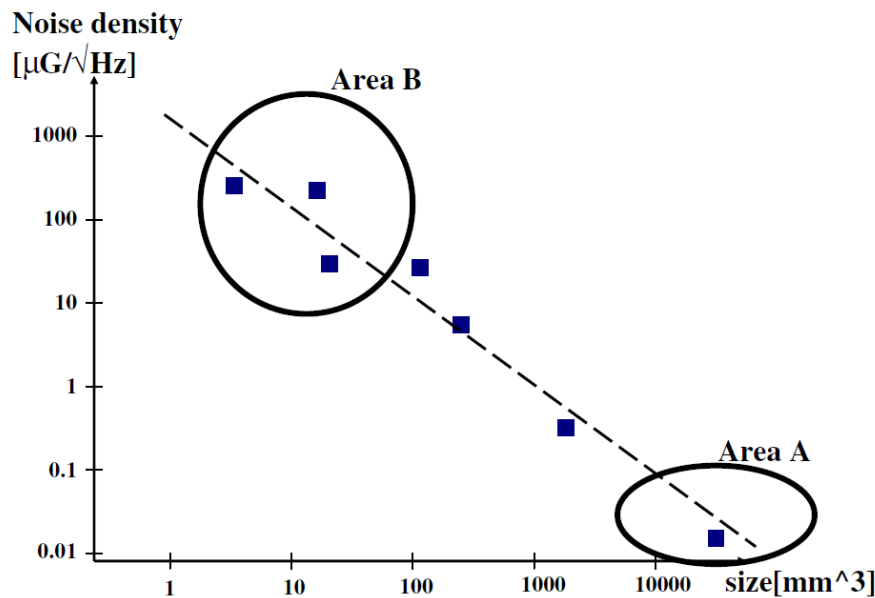


Figure II.8. Densité de bruit vs encombrement d'accéléromètres MEMS standards en silicium [21].

En figure II.8, nous voyons qu'une augmentation du volume du capteur d'un ordre de grandeur diminue approximativement d'un ordre de grandeur la densité de bruit en sortie de l'accéléromètre.

Une attention particulière doit donc être portée sur la conception des microgyromètres afin de garder des performances élevées malgré leur taille réduite.

Ainsi, la miniaturisation des gyromètres implique une technologie de fabrication adaptée et des procédés de fabrication maîtrisés. Lors de la conception, le facteur de qualité doit être maximisé notamment en prenant un compte des amortissements comme l'amortissement gazeux, l'amortissement des ancrages et l'amortissement dû aux pertes en surface. C'est pourquoi les MEMS sont le plus souvent encapsulés sous vide, fixés sur des nœuds de vibrations et leur état de surface est scrupuleusement contrôlé.

La diminution en taille implique nécessairement une masse sensible plus faible : ce qui tend à diminuer les performances des microgyromètres. Afin de garder des performances élevées, il est nécessaire de

travailler sur la géométrie du capteur. Pour compenser la masse sensible plus faible, il est par exemple possible d'augmenter ses coefficients de couplage Coriolis.

II.2.5. Intérêt et limitations des gyromètres 3 axes par rapport à l'association de 3 gyromètres 1 axe

La mesure de la vitesse de rotation d'un objet selon les 3 axes de l'espace est généralement réalisée à l'aide de 3 microgyromètres 1 axe. Cependant, l'association des 3 microgyromètres induit un volume plus important, des étapes d'alignement et un coût d'intégration plus élevé. La tendance actuelle est donc orientée vers la réalisation de microgyromètres permettant de détecter grâce à une même structure les vitesses de rotation selon les 3 axes de l'espace.

La conception et la réalisation d'un gyromètre 3 axes sont plus complexes, car cela demande un système d'actionnement et de détection associé aux 3 mesures que l'on veut réaliser. De plus, le système de mesure de chaque axe peut perturber le fonctionnement des autres. Il est donc préférable de n'utiliser qu'un seul système d'actionnement, c'est-à-dire un seul mode pilote [22-25]. Ceci permet de réduire les couplages entre les modes pilotes et les modes détection, de réduire la complexité de l'ASIC (Application Specific Integrated Circuit) et d'obtenir ainsi une consommation moins importante et un encombrement plus faible. De plus, la fabrication du capteur est simplifiée, car il y a moins d'électrodes d'actionnement.

II.3. Présentation des microgyromètres 3 axes publiés

De nombreux travaux ont été publiés sur les microgyromètres 1 axe. Pour être plus concis, nous présenterons uniquement les principaux MEMS 3 axes présents dans la littérature et qui ont déjà été testés. Nous avons reparti les différents gyromètres suivant leur système de transduction :

- transduction électrostatique
- transduction piézorésistive
- transduction piézoélectrique
- autre transduction

II.3.1. Microgyromètres à transduction électrostatique

Un gyromètre triaxial nommé « The BeatingHeart » [23] (figure II.9) a été développé par STMicroelectronics en 2010. Il est actuellement l'un des gyromètres triaxiaux les plus performants du marché. C'est un CVG en silicium doté d'un système de transduction électrostatique. Il est actionné par un seul mode pilote et dispose de trois modes détection. La structure dispose de 4 plateaux suspendus couplés entre eux par de fines poutres repliées jouant le rôle de ressort. Le mode pilote correspond à un mouvement radial des plateaux dans le plan. La structure est de manière cyclique en expansion et en contraction. Le mode lacet est détecté par les plateaux 2 et 4 qui ont un mouvement plan en opposition de phase. Les modes roulis et tangage sont détectés grâce aux couples des plateaux 1-3 et 2-4, le mouvement est un déplacement hors plan et en opposition de phase.

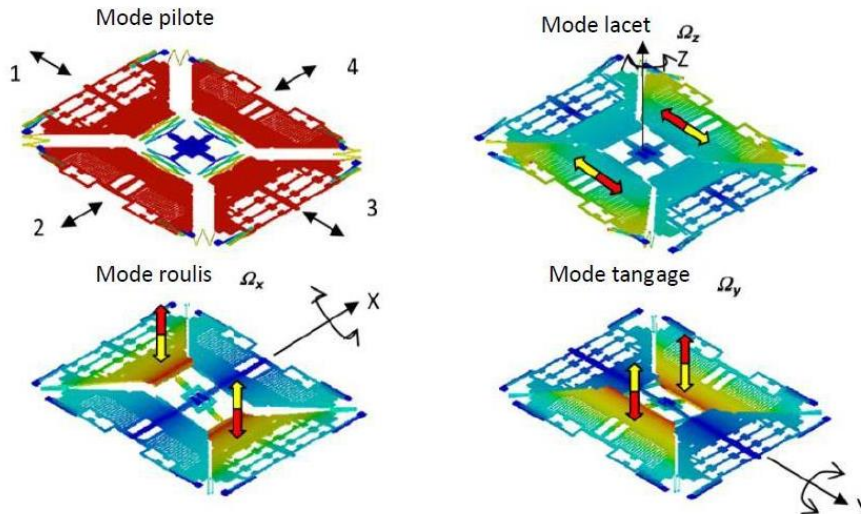


Figure II.9: Gyromètre silicium triaxial LG3G4200D de STMicroelectronics [10].

Malgré les huit points fixes qui semblent être disposés en périphérie du capteur, l'ancrage avec la raideur la plus élevée est selon les auteurs au centre du capteur [10]. Ainsi, la structure a une géométrie en « champignon » qui lui permet d'être moins sensible aux contraintes externes induites par/sur le packaging et le circuit imprimé. (voir figure II.10).

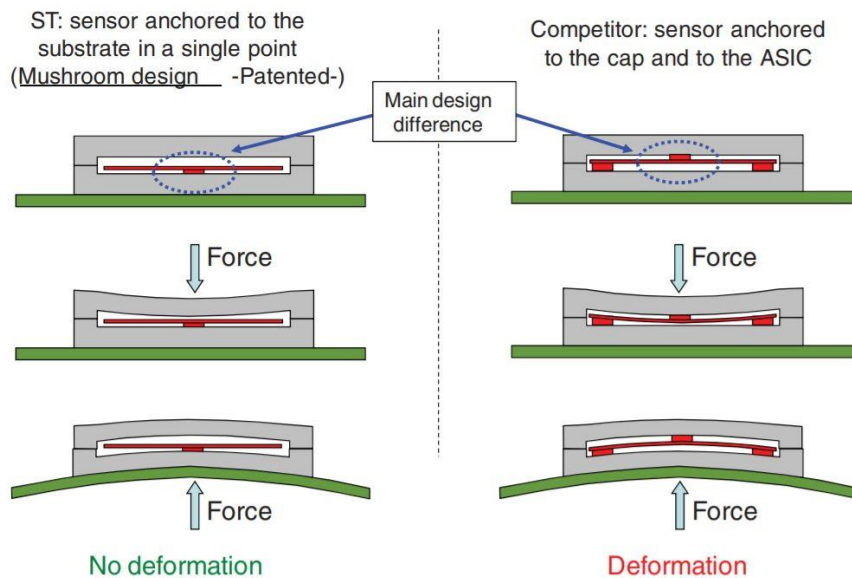


Figure II.10. Ancre du capteur 3 axes de chez STMicroelectronics et comparaison avec les concurrents [10].

Les performances de ce gyromètre sont les suivantes :

- La moyenne sur les 3 différents modes de détection de la marche aléatoire angulaire ou AngularRandomWalk (ARW) de ce gyromètre est de $1,8^\circ/\sqrt{h}$.
- La plage de mesure est de $\pm 2000^\circ/s$.
- La surface du capteur encapsulé avec son électronique est $4,4 \times 7,5 \text{ mm}$.
- La variation de la sensibilité en fonction de la température est d'environ $0,04\%/^\circ C$ pour les 3 axes de détection entre $-40^\circ C$ et $85^\circ C$.

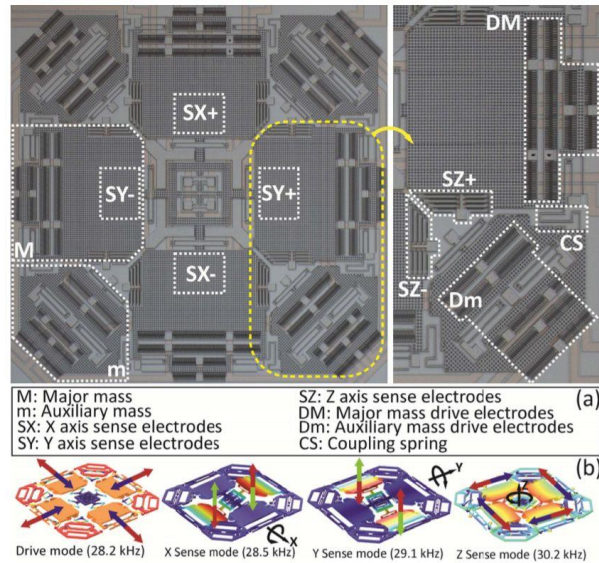


Figure II.11. Image MEB et principe de fonctionnement du microgyromètre 3 axes de l'université de Californie.

Un autre microgyromètre 3 axes de 2015 similaire à celui de chez STMicroelectronics utilise l'association de quatre plateaux pour la détection [24] (figure II.11). En revanche l'idée originale dans cette structure de l'Université de Californie est l'utilisation d'une masse secondaire pour l'excitation du pilote. L'excitation du pilote ne se fait pas directement sur les masses principales, mais sur des masses auxiliaires qui sont couplées aux masses principales par le biais de fins ressorts. Cette excitation indirecte par les masses auxiliaires réduit le couplage mécanique entre le mode pilote et les modes détection et permet de réduire jusqu'à trois fois l'instabilité de biais.

Les performances fournies de ce microgyromètre 3 axes sont :

- une instabilité de biais de 93,6 °/h, 32,4 °/h et 432 °/h pour X, Y et Z respectivement.
- un ARW est de 1,56°/√h, 0,6 °/√h et 38,4 °/√h pour l'axe X, Y et Z respectivement.
- une structure du capteur de 3,2 x 3,2 mm².

Un microgyromètre haute fréquence a été réalisé par le Georgia Institute of Technology [25] en 2016 (figure II.12). Il a un seul mode pilote et trois modes de détection. Quatre masses sont disposées en carré et sont couplées par de fins ressorts. Une électrode au centre de la structure permet d'exciter le mode pilote. Une rotation selon (Oz) induit un déplacement radial dans le plan des quatre masses de détection. Une rotation selon (Ox) ou (Oy) induit une déflexion hors du plan de deux masses en regard.

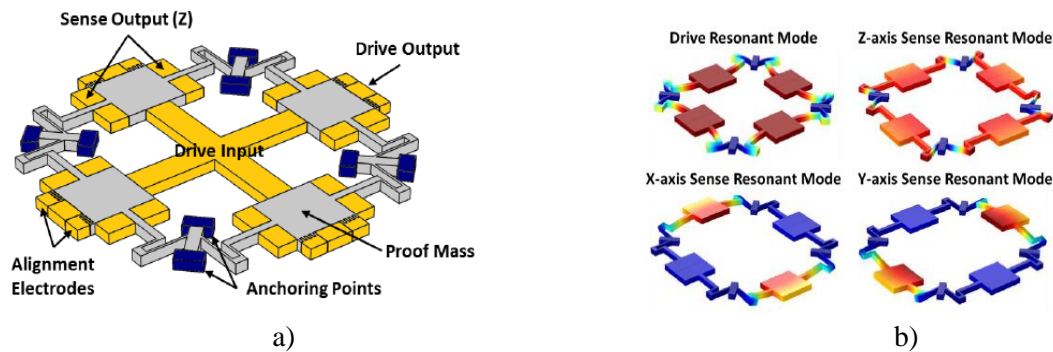


Figure II.12. Représentation du microgyromètre 3 axes haute fréquence a) présentation des différents éléments du capteur b) explication du fonctionnement.

Ce microgyromètre fonctionne à des fréquences proches de 138 kHz , c'est-à-dire largement supérieures à ce qui est traditionnellement utilisé. Une fréquence de fonctionnement élevée permet d'avoir une bande passante plus élevée ($BP_{max} \approx 0,5|f_p - f_d|$). Par exemple, à 138 kHz , une différence de seulement $0,1\%$ de la fréquence de la détection f_d par rapport au pilote f_p , induirait une bande passante max de 69 Hz . La fréquence de fonctionnement élevée de ce MEMS est liée ses dimensions réduites : $2 \times 2\text{ mm}^2$. Elle permet d'obtenir une immunité aux ondes acoustiques parasites de fréquences entre 10 kHz et 20 kHz ce qui n'est pas le cas des microgyromètres MEMS classiques qui ont généralement une fréquence de fonctionnement dans cette gamme).

- L'instabilité de biais de ce microgyromètre est de $813,6\text{ }^\circ/\text{h}$, $597,6\text{ }^\circ/\text{h}$ et $147,6\text{ }^\circ/\text{h}$ pour X, Y et Z respectivement.
- Son ARW est de $17,5\text{ }^\circ/\sqrt{\text{h}}$, $21,4\text{ }^\circ/\sqrt{\text{h}}$ et $1,68\text{ }^\circ/\sqrt{\text{h}}$ pour l'axe X, Y et Z respectivement.

Le gyromètre conçu en 2010 à l'Université de Tainan [26] (figure II.13) est un CVG réalisé en silicium doté d'une transduction électrostatique. La structure s'articule autour de 2 disques concentriques et 4 masses au centre de la géométrie. Le capteur utilise un mode pilote et trois modes pour la détection.

Le mode pilote est une rotation autour de (Oz). Le mode de détection X correspond à une rotation du disque central autour de (Ox). Le mode détection Y correspond à une rotation de l'anneau intérieur autour de (Oy) et le mode détection Z correspond à un mouvement radial par rapport à (Oz) des 4 masses au centre de la géométrie.

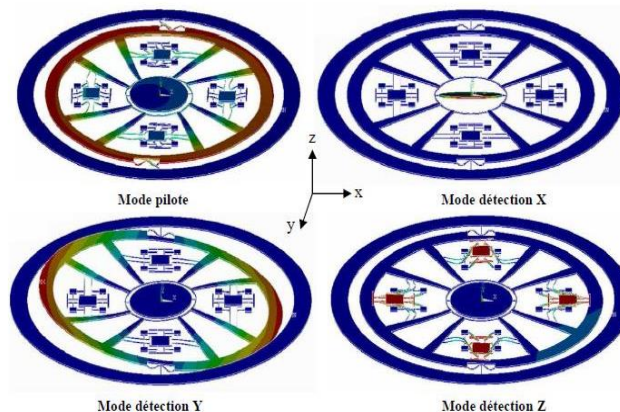


Figure II.13: Gyromètre triaxial de l'université de Tainan (2010).

- Les facteurs d'échelle des axes X, Y et Z sont respectivement $50,4\text{ }\mu\text{V}/^\circ/\text{s}$, $60,3\text{ }\mu\text{V}/^\circ/\text{s}$ et $71,2\text{ }\mu\text{V}/^\circ/\text{s}$.
- Les résolutions des axes X, Y et Z sont d'environ $85,8\text{ }^\circ/\sqrt{\text{h}}$ / $43,2\text{ }^\circ/\sqrt{\text{h}}$ et $25,2\text{ }^\circ/\sqrt{\text{h}}$ respectivement.
- La structure fait environ 3 mm de diamètre.

Le microgyromètre 3 axes réalisé par l'Université de Newcastle [27] en 2006 est un CVG fonctionnant sur la base d'un anneau vibrant en silicium avec un système de transduction électrostatique (figure II.14). Un mode plan est piloté avec une amplitude de vibration constante à ça fréquence de résonance. Un autre mode plan : le « mode de détection Z » est excité grâce à la force inertielle de Coriolis induite par une rotation autour de l'axe (Oz) : c'est le mode lacet. Les modes roulis et tangage

sont des modes hors du plan excités par la force de Coriolis induite grâce à des rotations autour des axes (Ox) et (Oy) (voir figure II.14).

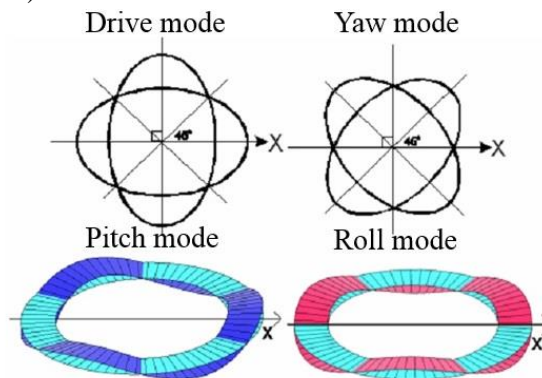


Figure 1 : « Mode Pilote » et les 3 « modes de détection » du gyromètre de l'université de Newcastle.

- Le facteur de qualité Q des différents modes est égal à 3000.
- L'aire occupée par ce capteur est de $4 \times 4 \text{ mm}^2$.
- Aucune donnée n'est communiquée sur la marche aléatoire angulaire ni l'instabilité de biais de ce microgyromètre.

II.3.2. Microgyromètre à transduction piézorésistive

Le microgyromètre 3 axes du CEA-Leti de 2012 [28] (figure II.15) est en fait constitué de plusieurs microgyromètres planaires fabriqués sur le même wafer. Les capteurs sont constitués de deux masses qui vibrent en opposition de phase selon (Ox). L'excitation du mode pilote est effectuée à l'aide d'une transduction électrostatique. Lorsqu'une vitesse de rotation est appliquée autour de (Oz) une seconde structure de détection qui est en mouvement avec le pilote à la possibilité de se déplacer selon (Oy). Cette seconde structure de détection applique un mouvement de rotation à une barre d'amplification

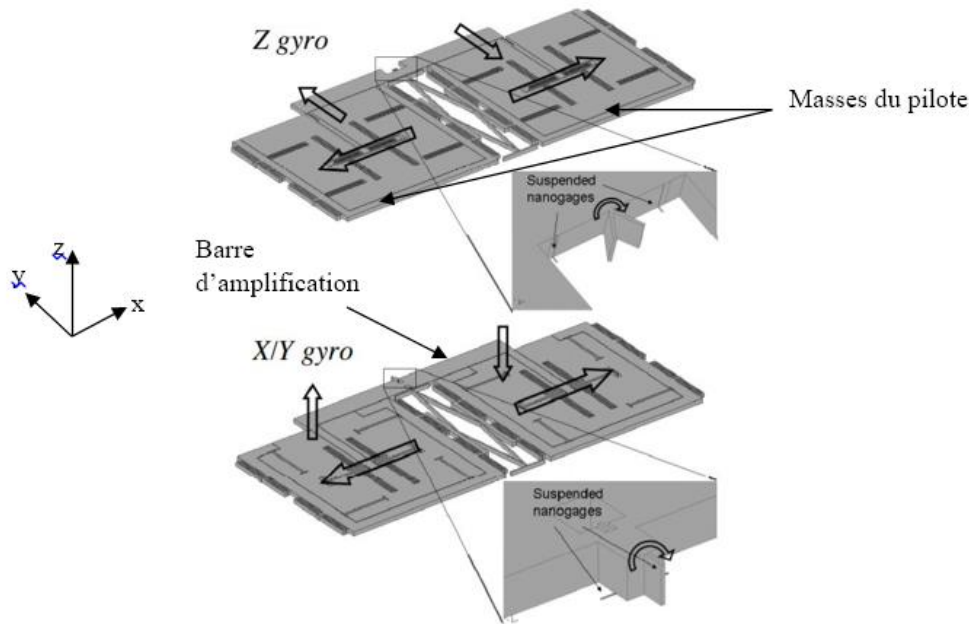


Figure II.15. Architecture et principe de fonctionnement des microgyromètres Z et X/Y du CEA-LETL.

autour de (Oz). Au milieu de la barre d'amplification se trouvent deux nanofils en Si piézorésistifs qui sont utilisés comme moyen de transduction pour la détection. Les nanofils ont une section de 250 nm x 250 nm et sont fabriqués par lithographie Deep UV. Une sensibilité plus grande pourrait être obtenue avec une section plus faible mais des travaux publiés par différents laboratoires et par l'IEF ont montré que les coefficients piézorésistifs des nanofils deviennent alors peu reproductibles car dépendant des dimensions, des traitements de surface et de l'environnement. Ces nanofils agissent comme des jauges de contraintes: un changement de contrainte au niveau des nanofils induit un changement de résistivité que l'on peut relier à la vitesse de rotation autour de (Oz). Le principe de fonctionnement est similaire pour les axes X et Y.

Les performances de ce gyromètre 3 axes sont les suivantes :

- En boucle ouverte le microgyromètre a un facteur d'échelle de $1,4 \cdot 10^{-6} \text{ V}/(\text{°/s})$.
- L'étendue de mesure est de $\pm 2500 \text{ °/s}$. L'instabilité de biais est de 50 °/h
- L'ARW est de $3 \text{ °}/\sqrt{\text{h}}$ pour l'axe Z, pour X et Y l'ARW n'est pas donné.
- La structure a une surface de $1,5 \text{ mm}^2$.

II.3.3. Microgyromètre à transduction piézoélectrique

Le gyromètre conçu en 2012 à l'Université de Toronto conjointement avec KapicIntegration, Toronto, Canada [29] (figure II.16) est un CVG utilisant les propriétés piézoélectriques du PZT (Titanio-Zirconate de Plomb).

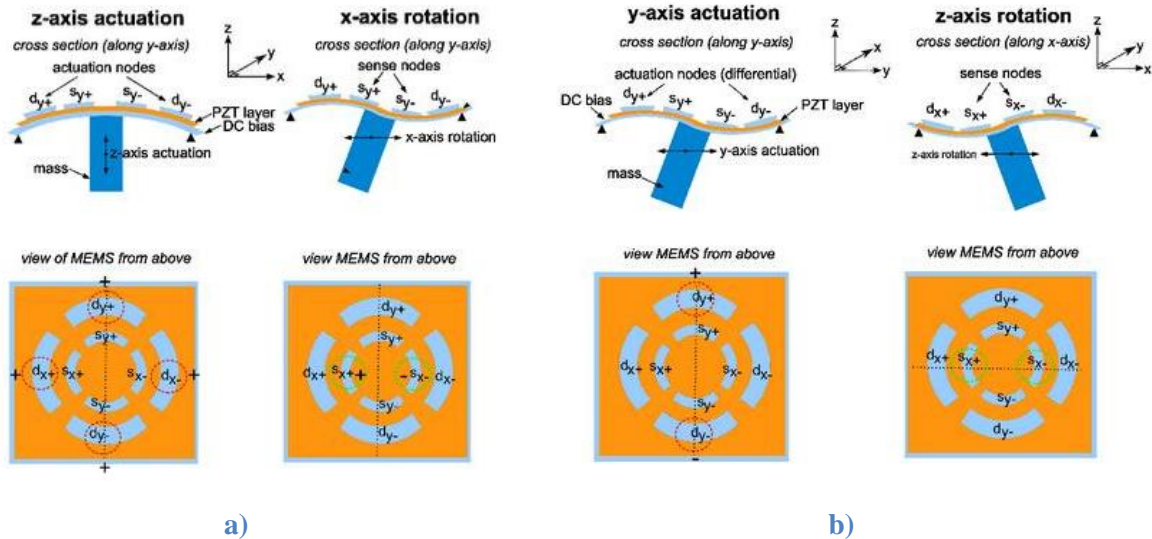


Figure II.16: Actionnement et détection par transduction piézoélectrique du gyroscope triaxial de l'Université de Toronto a) actionnement suivant (Oz) et détection de la vitesse de rotation autour de (Ox) b) actionnement suivant (Oy) et détection de la vitesse de rotation autour de (Oz).

Pour la détection des rotations autour des axes (Ox) et (Oy) : quatre électrodes (d_{x+} , d_{x-} , d_{y+} et d_{y-}) permettent de mettre la masse d'épreuve en translation selon (Oz): c'est le mode pilote. Une rotation autour de l'axe (Oy) provoque une déflexion de la masse selon (Ox) et un courant différentiel entre s_{x-} et s_{x+} proportionnel à la force de Coriolis. De même, une rotation autour de l'axe (Ox) provoque une déflexion de la masse selon (Oy) et un courant différentiel entre s_{y-} et s_{y+} proportionnel à la force de Coriolis. Les électrodes d_{y+} et d_{y-} permettent de mettre la masse d'épreuve en translation selon (Oy): c'est le deuxième mode pilote. Une rotation autour de l'axe (Oz) provoque une déflexion de la masse d'épreuve selon (Ox), ainsi la détection se fait sur les électrodes s_{x-} et s_{x+} .

Grâce à sa géométrie et son système de transduction piézoélectrique, ce microgyromètre a la particularité d'avoir d'assez bonnes performances sans besoin d'être sous vide : il peut fonctionner avec un faible facteur de qualité ($Q \approx 200$).

Les performances annoncées pour ce microgyromètre sont :

- un ARW est de $60 \text{ } ^\circ/\sqrt{\text{h}}$, $21 \text{ } ^\circ/\sqrt{\text{h}}$ et $39,6 \text{ } ^\circ/\sqrt{\text{h}}$ pour l'axe X, Y et Z respectivement.
- une plage de mesure de $2000 \text{ } ^\circ/\text{s}$.
- une variation de la sensibilité en fonction de la température de $0,07 \text{ } \%/^\circ\text{C}$ entre 22°C et 50°C .
- la surface supérieure de la structure est de $1,4 \times 1,4 \text{ mm}^2$. Aucune information n'est donnée sur les dimensions de la masse d'épreuve.

II.3.4. Autre transduction

Un gyromètre 3 axes fluide original a été mis au point à l'université Northwestern Polytechnical [30] (figure II.17).

Un fluide gazeux est injecté dans une enceinte par deux orifices. L'enceinte est cylindrique, le flux gazeux produit un vortex. Le gaz s'échappe par une sortie sur la partie inférieure et supérieure du dispositif (voir figure II.17).

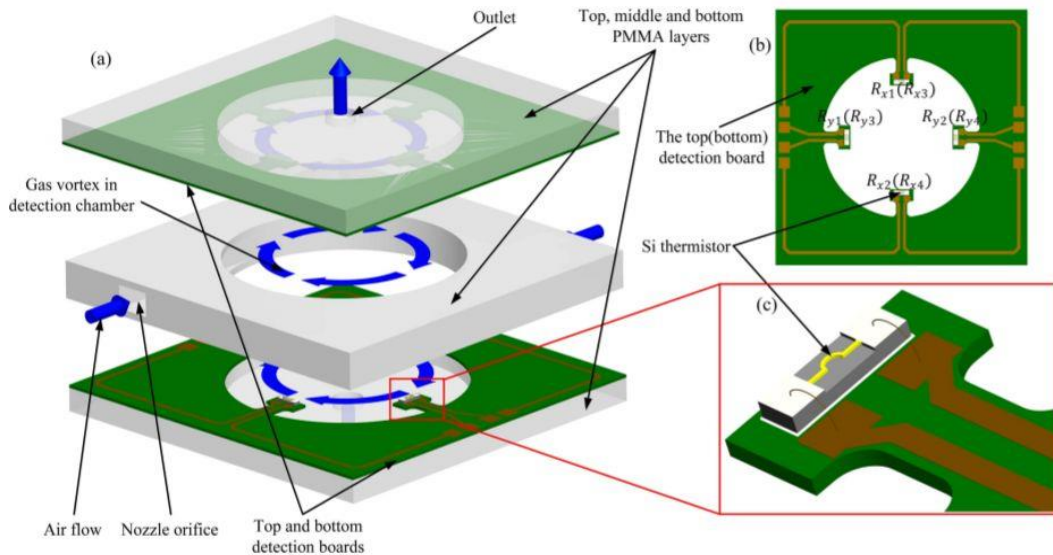


Figure II.17. Schéma de l'assemblage d'un gyromètre fluide 3 axes à vortex.

La force de Coriolis induit une déflexion radiale du vortex vers l'intérieur ou l'extérieur dans le cas d'une vitesse de rotation appliquée selon (Oz) (voir figure II.18a). Lorsqu'une vitesse de rotation est appliquée selon (Ox) ou (Oy) le vortex subit une déflexion selon (Oz) dans les deux sens (voir figure II.18b). La déflexion du vortex est détectée à l'aide de 8 thermistors de taille micrométriques placés au voisinage de la surface du cylindre. Suivant la déflexion du vortex, une conduction thermique plus ou moins bonne se réalise entre le vortex et le thermistor : ce qui va faire varier la température du thermistor. Une variation de la température du thermistor induit une variation de résistivité ce qui permet d'extraire un signal.

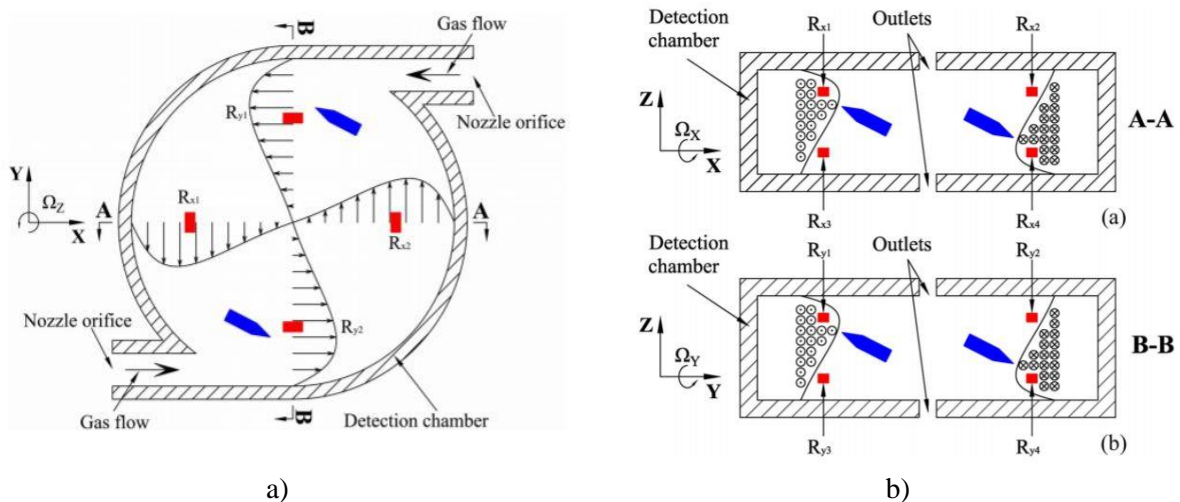


Figure II.18. Principe de fonctionnement du gyromètre fluide 3 axes a) détection sur Z b) détection sur X et Y.

Le diamètre de la chambre est de 20 mm, sa hauteur est de 7 mm.

Les premières expérimentations permettent d'obtenir un facteur d'échelle de 0,429 mV/(°/s), 0,338 mV/(°/s) et de 0,159 mV/(°/s) pour les axes X, Y et Z respectivement.

II.4. Comparaison des performances

L'étude bibliographique présentée précédemment montre qu'il y a encore aujourd'hui peu de microgyromètres 3 axes publiés dans la littérature. La plupart des microgyromètres 3 axes sur le marché sont à transduction électrostatique, d'autres transductions ont déjà été expérimentées, mais elles restent marginales.

Les principaux microgyromètres 3 axes analysés dans la partie précédente sont comparés dans le tableau II.2. Ils sont classés suivant leur système de transduction afin d'avoir un aperçu des solutions qui ont déjà été envisagées. Le gyromètre 3 axes en GaAs étudié dans cette thèse et ses performances visées ont été ajoutée en fin de tableau.

En comparant ces différents microgyromètres nous voyons clairement que les recherches précédentes se sont largement focalisées sur les microgyromètres électrostatiques. Notamment, l'université de Californie et Georgia Tech ont essayé d'améliorer les microgyromètres du même type que ceux fabriqués par STmicroelectronics. L'université de Californie a tenté de diminuer les couplages entre le mode pilote et modes de détection à l'aide de masse auxiliaire pour exciter le mode pilote.

Tableau II.2. Comparaison des différents microgyromètres 3 axes présents dans la littérature.

Université Institut ou entreprise	Transduc- tion	Maté- riau	Vdc (V)	Surface (mm x mm)	ARW (°/√h)			Stabilité de biais (°/h)			Année	Ref	Classe
					X	Y	Z	X	Y	Z			
STmicro	Electro- statique	Si	—	Packaging 4,4 x 7,5	Environ 1,8			—			2010	(23)	Basse
California			16	3,2 x 3,2	1, 56	0,6	38,4	93,6	32,4	432	2015	(24)	
Georgia Tech			47,9	2 x 2	17 ,5	21,4	1,68	813,6	597,6	147,6	2016	(25)	
Tainan			10	3 x 3	85 ,8	43,2	25,2	—			2010	(26)	
Newcastle			—	4 x 4	—			—			2006	(27)	
CEA-Leti	Piézo- résistive		3	1,5	— -	—	3	—	—	50	2012	(28)	Basse
Toronto	Piézo- électrique	PZT	0,7	1,4 x 1,4	60	21	39,6	—			2012	(29)	Basse

North-western Poly-technical	autre	Si/ PMM A	15	>20 x 20	—	—	2015	(30)	—
ONERA-C2N	Piézo-électrique	GaAs	≤ 1	8 x 8	<i>de l'ordre de 1.10^2</i> <i>(théorique)</i>	—	2012	(11)	Moyenne

Georgia Tech a diminué la dimension du capteur afin d'obtenir des fréquences de résonances plus élevées et donc une bande passante plus grande et capter moins d'ondes acoustiques parasites.

D'autres microgyromètres 3 axes circulaires à transduction électrostatique sont présents dans la littérature, mais ils n'ont été que partiellement caractérisés.

La transduction piézorésistive pour les microgyromètres semble utilisée que dans de rares labos comme le CEA-Leti qui a utilisé des nanofils de silicium piezorésistifs fabriqués par lithographie Deep UV comme jauges de contrainte.

A notre connaissance, il existe très peu de microgyromètres 3 axes piézoélectriques comme celui de l'Université de Toronto. Une sensibilité piézoélectrique élevée lui permet de fonctionner malgré un facteur de qualité faible. De plus, il est alimenté en+ et – 150 mV avec une tension de biais de 0,7 V : il est donc le capteur le moins consommateur d'énergie de notre comparatif.

Pour ce qui concerne le microgyromètre à vortex de l'université du Northwestern Polytechnical, le concept semble intéressant, mais nous avons peu d'information sur le dispositif, sa consommation et sa taille semblent importantes. Il est noté dans leur article que le manque de stabilité du vortex ne permet pas encore de mesurer l'ARW.

Suite à cette comparaison des différents microgyromètres 3-axes présents dans la littérature, nous avons décidé de poursuivre les travaux de thèse de Iannis Roland sur le microgyromètre piézoélectrique 3-axes en GaAs [11]. En effet, les systèmes de microgyromètres 3-axes à transduction piézoélectrique s'avèrent avoir été peu étudiés. En outre, la transduction piézo semble présenter un potentiel élevé tant du point de vue de la consommation que de la sensibilité piézoélectrique (voir aussi l'annexe 1 sur la motivation du choix d'une transduction piézoélectrique). La structure et le principe du fonctionnement de ce gyromètre sont présentés dans la partie suivante. L'analyse des performances potentielles de ce microgyromètre 3 axes fait l'objet du chapitre III.

II.5. Le gyromètre piézoélectrique 3 axes en GaAs de l'ONERA-C2N

La structure conçue précédemment [11] tire parti de différents principes intéressants que l'on a pu voir dans la section précédente.

II.5.1. Fonctionnement

La structure du capteur est une structure planaire monolithique (voir figure II.19). Elle est composée de quatre enclaves au centre, d'un cadre pour l'excitation pilote et de quatre poutres de détection perpendiculaires au cadre. Les ressorts de la structure permettent de garder l'énergie de vibration dans la structure et de limiter les pertes aux ancrages. Ainsi, on maximise le facteur de qualité

de la structure. Les 4 masselottes permettent de modifier l'inertie de la structure pour que la structure reste dans le plan lorsque les modes X et Y sont excités.

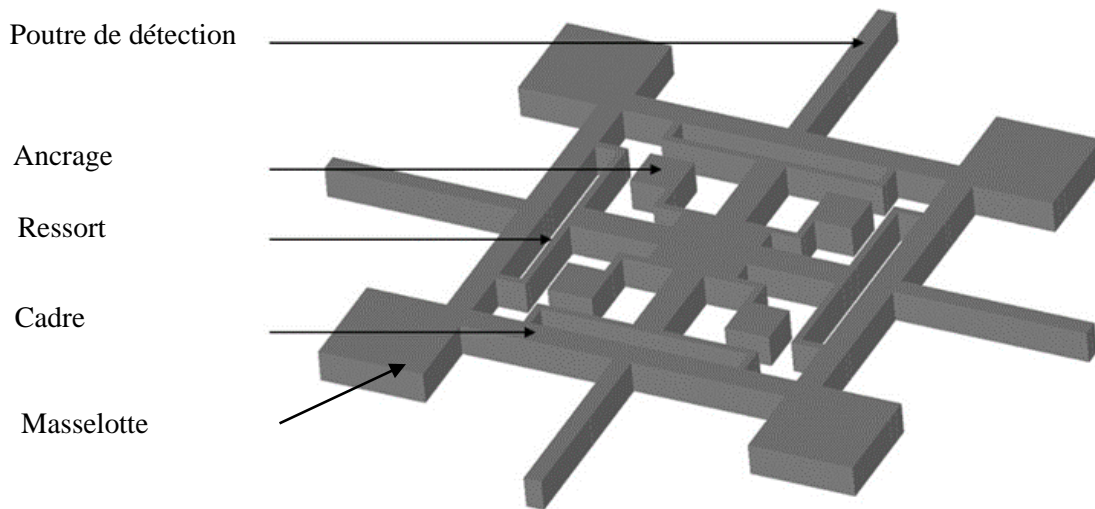


Figure II.19. Mise en évidence des différentes parties du microgyromètre.

La mode pilote correspond à une déformation à amplitude constante du cadre. Les poutres adjacentes du cadre sont en déphasage de 180° (opposition de phase)(voir figure II.20). Le mode pilote induit une translation radiale des poutres de détection. Ainsi, les poutres de détection ont une vitesse de vibration que l'on peut noter \vec{v} .

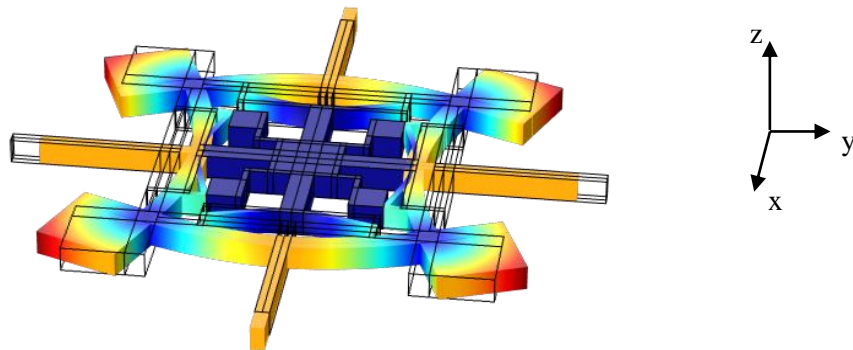


Figure II.20. Déformée du mode pilote

Lorsque le capteur est soumis à une vitesse de rotation autour de (Oz), le mode de détection z est excité par la force de Coriolis. Le mode de détection z est un mode qui correspond à la flexion dans le plan des 4 poutres de détection (figure II.21).

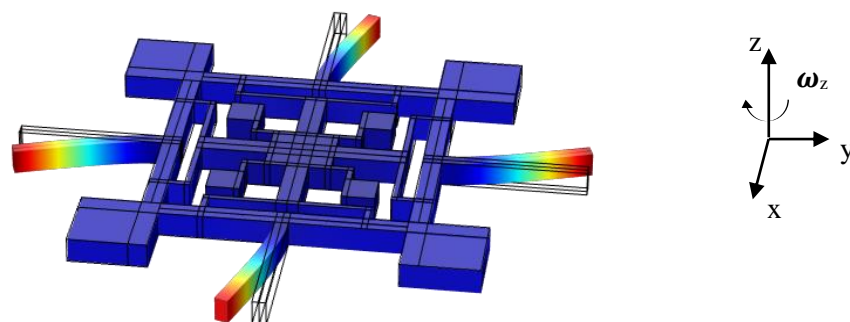


Figure II.21. Déformée du mode de détection z

Lorsque le capteur est soumis à une vitesse de rotation autour de (Ox) et (Oy), les modes de détection x et y sont respectivement activés (voir figure II.22a et b). Les modes x et y sont des modes hors du plan. Deux poutres de détection uniquement sont utilisées lors de la vibration des modes x et y. Les poutres sont en opposition de phase dans les deux modes de détection.

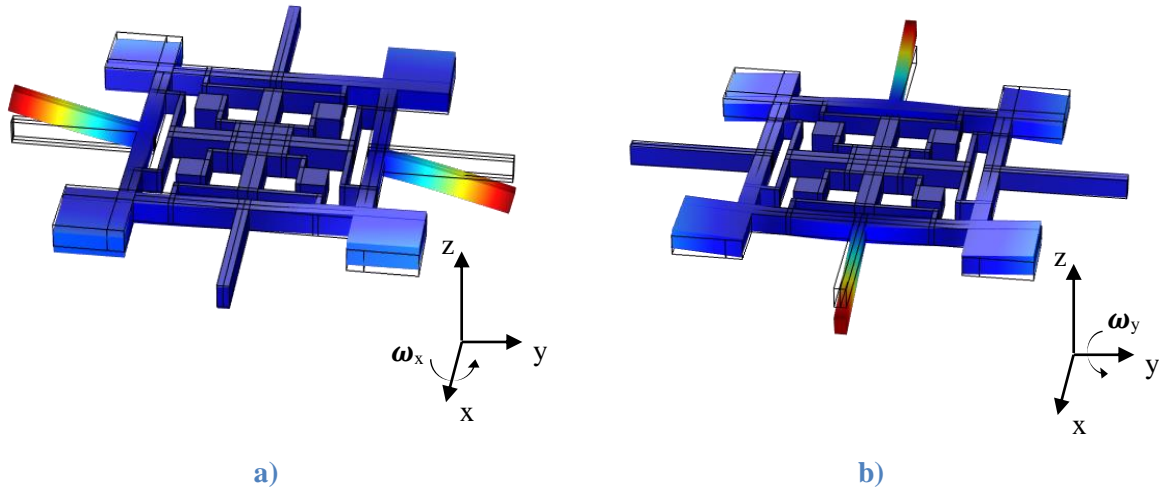


Figure II.22. Déformée a) du mode de détection x b) du mode de détection y.

Ainsi la structure que nous allons étudier est une structure monolithique avec des masselottes de correction et des ressorts de découplage.

La structure possède quatre modes de vibration utiles :

- un mode pilote
- trois modes de détection x, y et z

Le mode pilote et le mode de détection z sont des modes de vibration dans le plan, les deux autres sont des modes de vibration hors du plan.

II.5.2. Procédé de fabrication

Le microgyromètre 3axes piézoélectrique en GaAs a été conçu pour être fabriqué par micro-usinage de volume dans des wafers $100mm$ de GaAs semi-isolant. Nous verrons dans le chapitre III que cette structure nécessite pour la transduction des différents modes, des électrodes sur les faces supérieures et inférieures de la structure et sur les faces latérales des poutres. La gravure très profonde ($450\ \mu m$) de la structure en GaAs et l'élaboration des électrodes sur les faces latérales constituent des challenges technologiques majeurs dont l'étude a été abordée par Iannis Roland au cours de sa thèse et dont l'étude approfondie a fait l'objet d'une partie importante des travaux de cette thèse. L'étude du procédé de gravure ionique profonde traversante sera détaillée dans le chapitre IV. La modélisation et la mise au point du procédé de dépôt et de délimitation des électrodes latérales et la caractérisation des électrodes Au/Cr font l'objet du chapitre V.

II.5.3. Intérêt et Originalité du gyromètre 3 axes étudié

Comme nous l'avons vu précédemment la structure n'a qu'un mode pilote et trois modes de détection. Ce type de fonctionnement offre de nombreux avantages comme la diminution de l'encombrement du capteur et la diminution des couplages entre mode pilote et modes de détection.

En effet, la translation radiale des poutres de détection se fait par l'intermédiaire du cadre. En théorie, aucune contrainte n'est générée sur les poutres de la détection. Ainsi, nous ne devrions pas détecter de charges venant du pilote.

La structure est en GaAs (100) semi-isolant dopé C afin de profiter de sa piézoélectricité. Le GaAs est un matériau connu et disponible sous forme de wafer monocristallin massif, de plus, son coefficient piézoélectrique est similaire à celui du quartz : $-0,16 \text{ C/m}^2$. Le quartz est plus traditionnellement utilisé dans la réalisation de MEMS inertiels ou de référence de temps piézoélectriques mais la gravure ionique réactive du quartz est beaucoup plus limitée en profondeur [31] que celle du GaAs. Le GaAs pourrait aussi permettre d'intégrer directement l'électronique sur le capteur.

D'autres matériaux piézoélectriques monocristallins couramment utilisés dans le domaine de la microélectronique et des MEMS acoustiques comme le niobate de lithium (LiNbO_3) ou le tantalate de Lithium (LiTaO_3) ont été écartés malgré leurs bonnes propriétés piézoélectriques car à notre connaissance il n'existe pas de procédés de gravure ionique profonde pour ces matériaux. De nombreux autres matériaux piézoélectriques pourraient aussi être considérés [32], mais ils sont onéreux, peu connus et pas encore utilisés en microélectronique (voir figure II.23).

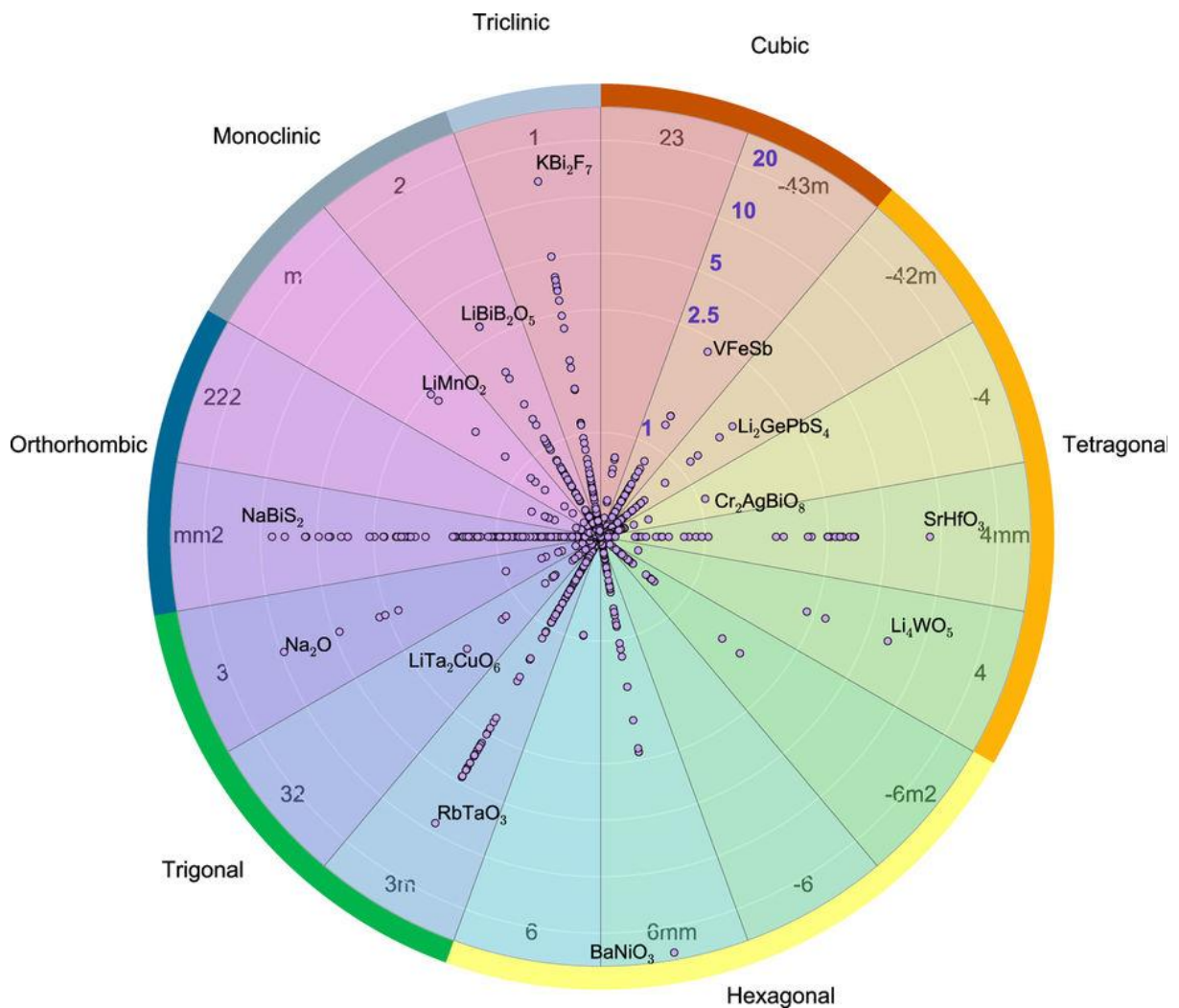


Figure II.23. Classement de 941 matériaux en fonction de la valeur absolue de leur coefficient piézoélectrique e_{ij} longitudinal le plus élevé. Plusieurs cercles concentriques indiquent 1, 2,5, 5, 10 , 20 C/m². Les différents matériaux sont classés suivant leur structure cristalline [32].

Comme vu précédemment, un facteur de qualité élevé est favorable pour obtenir un microgyromètre résonant à effet Coriolis ayant une sensibilité et une stabilité élevées. Le facteur de qualité global sous vide de la structure dépend en grande partie de l'amortissement thermoélastique [33]. Or, selon la section 1)d, le Q_{\min} de l'amortissement thermoélastique dépend uniquement du matériau et de la température. C'est pourquoi nous pouvons comparer les valeurs calculées à 300K du Q_{\min} du quartz, souvent utilisé, avec celui de GaAs (tableau II.3).

Tableau II.3. Valeurs utilisées pour le quartz et le GaAs avant de comparer leur Q_{\min} thermoélastique.

Matériau	ρ (kg/m ³)	C_p (J/(kg.K))	α ppm/°C	E (GPa)	κ (W/(m.K))	Q_{\min}
Quartz	2640	750	13,7	78,2	6,7	899
GaAs	5317	330	6,86	121,3	50	2050

Nous remarquons que le Q_{\min} du GaAs est plus de deux fois supérieur à celui du quartz. Le GaAs a donc un potentiel plus élevé que le quartz pour la réalisation de capteurs inertiels résonant piézoélectriques à facteur de qualité élevé.

Ainsi le GaAs s'avère être un bon choix pour la fabrication d'un microgyromètre vibrant 3 axes à effet Coriolis comme celui de [11] qui a un potentiel intéressant.

Conclusion

Malgré l'abondance des microgyromètres 1 et 2 axes dans la littérature et sur le marché, l'éventail des microgyromètres 3 axes reste encore très restreint. Cependant, l'appétence du marché des capteurs inertiels pour des systèmes plus petits, moins consommateurs en énergie, moins chers et plus performants est tel que le développement de capteurs 3 axes a un avenir prometteur en cas de succès. Actuellement, les microgyromètres 3 axes appartiennent à la gamme des gyromètres basses performances mais le potentiel d'amélioration de ces capteurs est toujours présent. La recherche s'est largement focalisée sur les capteurs à transduction électrostatique, négligeant les avantages d'une transduction piézoélectrique.

Ainsi, avec le microgyromètre piézoélectrique 3 axes en GaAs étudié dans cette thèse, nous espérons pouvoir atteindre la gamme moyenne performance tout en gardant un encombrement faible du capteur et un coût de fabrication contenu.

II.6. Bibliographie

- [1] IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Coriolis Vibratory Gyros," in *IEEE Std 1431-2004* , vol., no., pp.1-78, Dec. 20 2004
- [2] IEEE Standard for Inertial Sensor Terminology," in *IEEE Std 528-2001* , vol., no., pp.0_1-, 2001
- [3] Descharles, M. (2011). *Microcapteurs résonants et électroniques associées: modélisation conjointe et optimisation* (Doctoral dissertation, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI).
- [4] Haye, C. (2004). *Conception et réalisation d'un micro-gyrometre sur substrat de silicium* (Doctoral dissertation, Université de Franche-comté. UFR des sciences et techniques).
- [5] Uhrich, P. (2007). Stabilité des oscillateurs ultra-stables. *Cours X-ENS*.
- [6] Allan, D. W. (1987). Time and frequency(time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 34(6), 647-654.
- [7] Sullivan, D. B., Allan, D. W., Howe, D. A., & Walls, F. L. (1990). *Characterization of clocks and oscillators*. Technical Note: National Institute of Standards and Technology.
- [8] Allan Variance: Noise Analysis for Gyroscopes 2015, Freescale Semiconductor Application note AN5087 Rev 0(http://cache.freescale.com/files/sensors/doc/app_note/AN5087.pdf).
- [9] Parent, A. (2008). *Apport des nouveaux matériaux piézoélectriques dans le domaine des micro-gyromètres vibrants*(Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [10] Everything about STMicroelectronics 3-axis digital MEMS gyroscopes 2011, ST Microelectronics Technical Note, TA0343 p.1-40 (<https://www.elecrow.com/download/TA0343.pdf>)
- [11] Roland, I. (2012). *Conception et évaluation des performances d'un microgyromètre vibrant triaxial en GaAs à structure plane*(Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [12] Armenise, M. N., Ciminelli, C., Dell'Olio, F., & Passaro, V. M. (2010). *Advances in gyroscope technologies*. Springer Science & Business Media.
- [13] Lawrence, A. (2012). *Modern inertial technology: navigation, guidance, and control*. Springer Science & Business Media.
- [14] LEGER, P. (1999). Gyroscopes mécaniques vibrants. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, 7(R1942).
- [15] Feugnet, G., Ravaille, A., Schwartz, S., & Bretenaker, F. (2017). Analysis of the design of a passive resonant miniature optical gyroscope based on integrated optics technologies. *Optical Engineering*, 56(10), 107109.

- [16] Acar, C., & Shkel, A. (2008). MEMS vibratory gyroscopes: structural approaches to improve robustness. Springer Science & Business Media.
- [17] Jeanroy, A., Bouvet, A., & Remillieux, G. HRG and marine applications, *Gyroscopy and Navigation*, 2014, vol. 5, no. 2. *CrossRef Google Scholar*, 67-74.
- [18] Zener, C. (1937). Internal friction in solids. I. Theory of internal friction in reeds. *Physical review*, 52(3), 230.
- [19] Parrain, Fabien. Mise en oeuvre de micro résonateurs pour capteurs MEMS innovants. HdR, Université Paris-Sud, 2013.
- [20] Newell, W. E. (1968). Miniaturization of tuning forks. *Science*, 161(3848), 1320-1326.
- [21] Tanaka, M. (2007). An industrial and applied review of new MEMS devices features. *Microelectronic engineering*, 84(5-8), 1341-1344.
- [22] Roland, I., Masson, S., & Ducloux, O. (2016). *U.S. Patent No. 9,315,376*. Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
- [23] Vigna, B. (2011, December). Tri-axial MEMS gyroscopes and six degree-of-freedom motion sensors. In *Electron Devices Meeting (IEDM), 2011 IEEE International* (pp. 29-1). IEEE.
- [24] Sonmezoglu, S., Taheri-Tehrani, P., Valzasina, C., Falorni, L. G., Zerbini, S., Nitzan, S., & Horsley, D. A. (2015). Single-structure micromachined three-axis gyroscope with reduced drive-force coupling. *IEEE Electron Device Letters*, 36(9), 953-956.
- [25] Wisher, S., Shao, P., Norouzpour-Shirazi, A., Yang, Y., Ng, E., Flader, I., ... & Ayazi, F. (2016, January). A high-frequency epitaxially encapsulated single-drive quad-mass tri-axial resonant tuning fork gyroscope. In *Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2016 IEEE 29th International Conference on* (pp. 930-933). IEEE.
- [26] Tsai, N. C., & Sue, C. Y. (2010). Experimental analysis and characterization of electrostatic-drive tri-axis micro-gyroscope. *Sensors and Actuators A: Physical*, 158(2), 231-239.
- [27] Gallacher, B. J., Neasham, J. A., Burdess, J. S., & Harris, A. J. (2006). Initial test results from a 3-axis vibrating ring gyroscope. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 34, No. 1, p. 662). IOP Publishing.
- [28] Walther, A., Savoye, M., Jourdan, G., Renaux, P., Souchon, F., Robert, P., ... & Lejuste, C. (2012, January). 3-axis gyroscope with Si nanogage piezo-resistive detection. In *Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2012 IEEE 25th International Conference on* (pp. 480-483). IEEE.
- [29] Ahmed, I., Halupka, D., Leesti, B., Cherry, J. A., McKenzie, R., Nilchi, A., ... & Chik, R. (2012, September). A 3-axis PZT-based MEMS gyroscope in 0.18 μm CMOS. In *ESSCIRC (ESSCIRC), 2012 Proceedings of the* (pp. 241-244). IEEE.

- [30] Chang, H., Gong, X., Wang, S., Zhou, P., & Yuan, W. (2015). On improving the performance of a triaxis vortex convective gyroscope through suspended silicon thermistors. *IEEE Sensors Journal*, 15(2), 946-955.
- [31] Chapellier, P., Lavenus, P., Bourgeteau-Verlhac, B., Gageant, C., Le Traon, O., & Dulmet, B. (2017, May). Aspect ratio dependent etching in advanced deep reactive ion etching of quartz. In *Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP), 2017 Symposium on* (pp. 1-6). IEEE.
- [32] De Jong, M., Chen, W., Geerlings, H., Asta, M., & Persson, K. A. (2015). A database to enable discovery and design of piezoelectric materials. *Scientific data*, 2, 150053.
- [33] Lepage, S., Le Traon, O., KLapka, I., Masson, S., & Golinval, J. C. (2006, January). Thermoelastic Damping in Vibrating Beam Accelerometer: A new thermoelastic finite element approach. In *CANEUS 2006: MNT for Aerospace Applications* (pp. 165-172). American Society of Mechanical Engineers.

Chapitre III. Conception et modélisation du gyromètre 3 axes en GaAs

III.	Conception et modélisation du gyromètre 3 axes en GaAs.....	48
III.1.	Travaux précédents à l'ONERA.....	48
III.2.	Disposition générale des électrodes d'excitation et de détection	49
III.3.	Adaptation du gyromètre aux contraintes technologiques.....	52
III.3.1.	Emplacement des électrodes sur la structure.....	52
III.3.2.	Etudes des couplages en quadrature et en phase avec le signal Coriolis.....	58
III.4.	Bibliographie	73

III. Conception et modélisation du gyromètre 3 axes en GaAs

Ce chapitre est dédié à la présentation des travaux de conception et de modélisation du gyromètre 3 axes qui ont été effectués pendant cette thèse. Les principaux résultats issus de [1] seront résumés dans la partie 1. Nous justifierons ensuite dans les parties 2 et 3 le choix de la configuration des électrodes et d'une transduction piézoélectrique plutôt qu'électrostatique à partir d'une évaluation des performances de transduction. Enfin nous détaillerons dans la partie 4 le routage des électrodes qui a été conçu et évaluerons les couplages piézoélectriques, mécaniques et capacitifs résultants.

III.1. Travaux précédents à l'ONERA

Une structure de gyromètre triaxial monolithique originale a été proposée et exploite 4 modes de vibration : le « mode pilote » est excité à une amplitude constante et la vitesse angulaire est détectée en utilisant 3 différents « modes de détection » (voir figure III.1). Les directions des déflexions des 3 modes de détections sont toutes orthogonales entre elles.

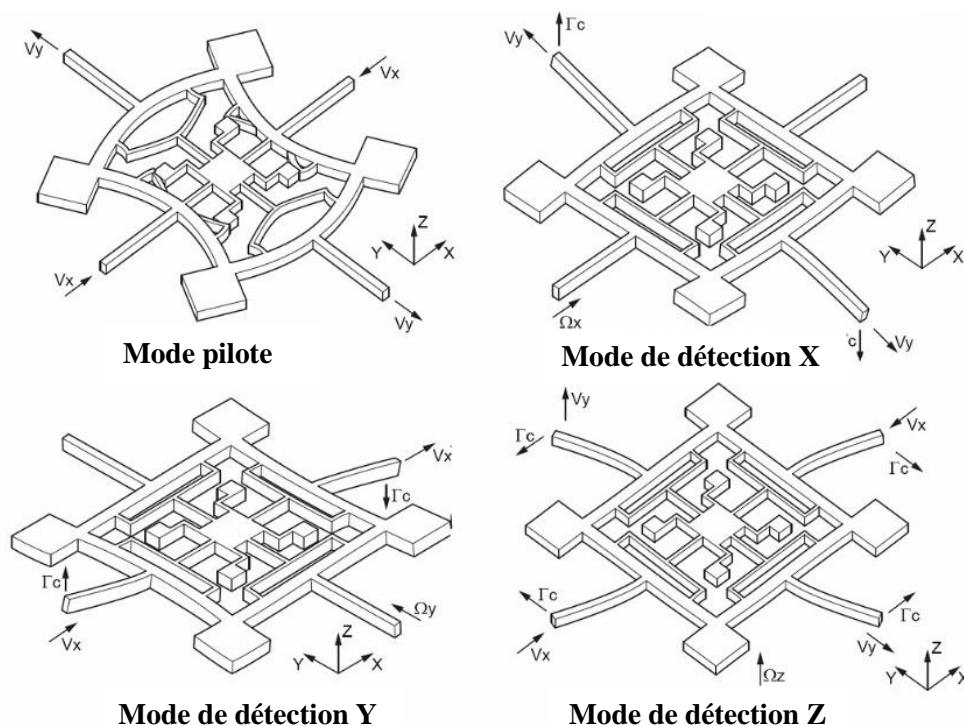


Figure III.1. Schémas présentant les 4 modes utiles du gyro 3 axes : le « mode pilote » et les 3 « modes de détection ».

La mise au point d'une structure mécanique de microgyromètre est critique lorsque l'on souhaite un couplage de Coriolis élevé entre le « mode pilote » et les 3 modes de détection. Pour chaque mode de détection, une constante de couplage de Coriolis K peut être définie (voir définition au début du Chapitre II en section II.2.1). Pour choisir cette structure du microgyromètre les 3 constantes de couplage de Coriolis K des 3 modes de détection ont été évaluées à partir de simulations par éléments finis de différentes géométries [2]. Les valeurs finalement obtenues pour la structure de la figure III.1 sont 50% pour les modes X et Y et 43% pour le mode z. En outre, une haute isolation mécanique des 4 modes utiles devrait pouvoir être atteinte pour obtenir des facteurs de qualité élevés [3]. Des premiers essais de gravure profonde du GaAs ont été conduits et des prototypes en silicium de cette structure ont été réalisés. Les modes et fréquences de résonance qui ont été mesurés pour cette structure sont conformes aux prévisions. Le facteur de qualité mesuré (140000) pour un double diapason microusiné

chimiquement en GaAs a confirmé la possibilité d'obtenir un coefficient de qualité élevé avec une microstructure en GaAs monocristallin.

L'amplitude des différents modes de la version en GaAs de ce gyromètre est détectée grâce à la piézoélectricité intrinsèque du GaAs monocristallin semi-isolant (100), qui convertit directement les contraintes mécaniques en charges électriques à travers des électrodes dédiées. Un système de transduction partiel et sans routage a été proposé et des premières évaluations théoriques des performances du microgyromètre 3 axes ont été effectuées. Les sensibilités évaluées sont similaires pour les 3 axes de détection et égales à $\sim 2,0 \cdot 10^{-15} C/(\%/s)$ en configuration boucle ouverte et avec un écart de fréquence entre les 3 modes de détection et le « mode pilote » pris à 40 Hz (ce qui donne une bande passante de 20 Hz) et la contrainte maximale pour le « mode de pilote » a été limitée à une valeur raisonnable (50 MPa) afin de ne pas atteindre la limite de rupture du GaAs. Le gyromètre a aussi été modélisé à partir de simulations harmoniques avec un balayage de fréquence autour de la fréquence de résonance du "mode de pilote" grâce à des potentiels prescrits. La résistance motionnelle est égale à 76 k Ω pour le "mode de pilote". Les fréquences des "mode pilote" et "modes de détection" sont aux environs de 23 kHz et la taille globale de la structure est de 8mm x 8mm x 450 μ m. Associé à une électronique composée d'un circuit oscillateur permettant d'exciter le mode pilote à sa fréquence de résonance et de contrôler son amplitude de vibration, d'amplificateurs de charges issus des modes détecteurs et d'un module de démodulation synchrone, les rapports signal/bruit ont été évalués et ont permis d'estimer une marche aléatoire angulaire (ARW) potentiel de 0,01 $\text{°}/\sqrt{\text{hr}}$ pour les 3 axes [2].

Ainsi, nous avons à notre disposition une structure qui a été simulée par éléments finis et qui présente des performances potentiellement meilleures que l'état de l'art.

III.2. Disposition générale des électrodes d'excitation et de détection

En référence à la figure III.1, l'excitation/détection du mode pilote et des 3 modes détecteurs concernent principalement :

- pour le mode pilote, des flexions dans le plan xOy selon les directions X et Y, générant principalement les contraintes T_{yy} et T_{xx} ,
- pour le mode détecteur de la vitesse de rotation Ω_x , des flexions dans le plan yOz générant des contraintes T_{yy} ,
- pour le mode détecteur de la vitesse de rotation Ω_y , des flexions dans le plan xOz générant des contraintes T_{xx} ,
- pour le mode détecteur de la vitesse de rotation Ω_z , des flexions dans le plan xOy générant des contraintes T_{xx} et T_{yy} .

Il s'agit donc de trouver l'orientation cristalline adéquate du GaAs qui permette de coupler efficacement les contraintes T_{xx} et T_{yy} . On rappelle ci-après les lois de comportement des matériaux piézoélectriques :

$$\begin{cases} T_{ij} = C_{ijkl}^E \cdot S_{kl} - e_{kij}^t \cdot E_k \\ D_i = \varepsilon_{ij}^T \cdot E_j + e_{ijk} \cdot S_{jk} \end{cases} \quad \text{Equation 1}$$

Avec T_{ij} la contrainte (N/m²), C_{ijkl} le coefficient élastique du matériau (N/m²), S_{ij} la déformation, e_{ij} les coefficients de couplage piézoélectrique (C/m²), E le champ électrique (V/m), D le déplacement électrique, ε la constante diélectrique.

La structure cristalline du GaAs est du type diamant ou blende, et les propriétés intrinsèques du GaAs donnent la forme suivante pour les constantes de couplage piézoélectrique :

$$e_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{36} \end{pmatrix} \quad \text{Equation 2}$$

Elle a ses trois premières colonnes dotées de coefficients nuls ce qui signifie que les contraintes en compression et en traction ne génèrent pas de charges dans le matériau. Les coefficients non nuls de e_{ik} sont identiques et égaux à $-0,16 \text{ C.m}^{-2}$.

Afin de permettre un actionnement piézoélectrique des vibrations longitudinales et de flexion, une rotation autour de (Oz) de la structure d'un angle θ par rapport aux axes cristallins est effectuée. La matrice des e_{ik} résultante est alors donnée par:

$$e'_{ik}(\theta) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & e_{14} \cos 2\theta & -e_{14} \sin 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{14} \sin 2\theta & e_{14} \cos 2\theta & 0 \\ -e_{14} \sin 2\theta & e_{14} \sin 2\theta & 0 & 0 & 0 & e_{14} \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad \text{Equation 3}$$

Ce qui permet de coupler les contraintes T_{xx} et T_{yy} d'intérêt via le champ électrique E_z ou d'induire un déplacement électrique D_z via les déformations S_{xx} ou S_{yy} .

La matrice $e_{ik}(\theta)$ montre que les coefficients les plus élevés sont obtenus avec une rotation $\theta = \pi/4$ du système de coordonnées [2] soit une structure dont les côtés du cadre sont parallèles et perpendiculaires au méplat de direction $\langle 011 \rangle$. La méthode de calcul de la rotation d'un tenseur est rappelées dans l'Annexe 2.

Les fibres dans le plan de symétrie vertical des poutres de détection ne sont pas contraintes lorsque des flexions dans le plan (xOy) se produisent (voir figure III.2.a). Toutefois, il y a une compression des fibres dans un côté du plan de symétrie et une traction de celles-ci dans l'autre. Pour une direction cristallographique $\langle 011 \rangle$, les contraintes génèrent un déplacement électrique le long de (Oz) en sens inverse pour les deux parties de la poutre de détection (voir figure III.2.a).

De même, les fibres dans le plan de symétrie horizontal des poutres de détection ne sont pas contraintes lorsque des flexions hors du plan (xOz) ou (yOz) se produisent (voir figure III.2.b) et il y a une compression des fibres dans un côté du plan de symétrie et une traction dans l'autre. Pour une direction cristallographique $\langle 011 \rangle$, les contraintes génèrent un déplacement électrique qui se trouve également le long de (Oz) en sens inverse pour les deux parties de la poutre de détection. Pour ces flexions hors du plan, l'actionnement et la détection seraient optimisés par l'intermédiaire d'une électrode au centre de la poutre (voir figure III.2.b) mais ceci n'est pas réalisable pour un gyromètre en GaAs semi-isolant monocristallin. Voilà pourquoi, nous avons choisi d'utiliser des électrodes latérales [2] (voir figure III.2.c).

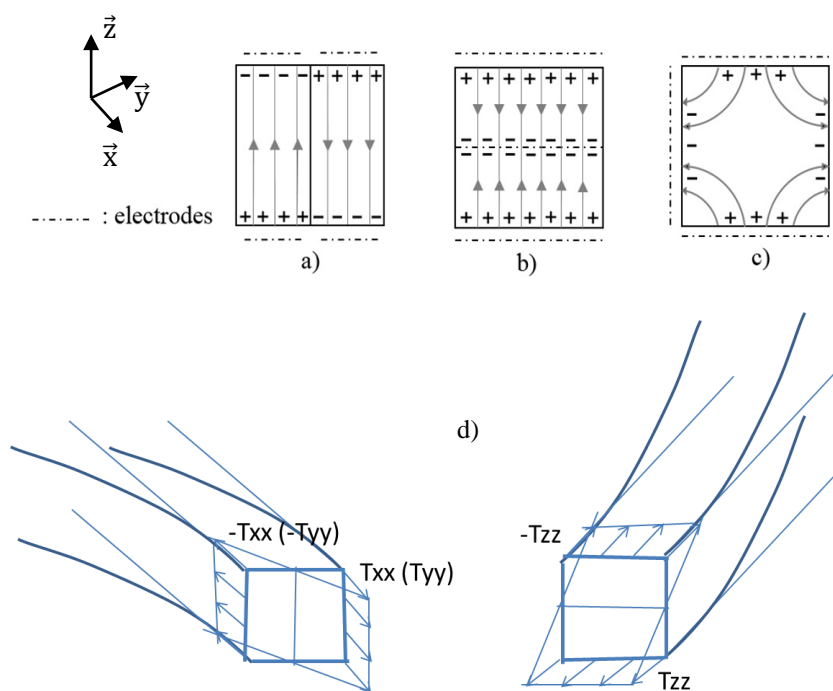


Figure III.2. Schéma de la section d'une poutre et représentation du champ électrique interne \vec{E}_3 pour des poutres dans une direction $\langle 011 \rangle$; a) configuration des électrodes pour des flexions dans le plan (xOy) ; b) configuration des électrodes non réalisable pour des flexions hors plan (yOz) et (xOz) ; c) configuration réalisable des électrodes pour des flexions hors du plan (yOz) et (xOz) ; d) tracé des contraintes en compression et extension de chaque côté des fibres neutres.

Les limitations technologiques et les équations constitutives de la piézoélectricité nous amènent à proposer un routage des électrodes de détection et d'actionnement (voir figure III.3). La détection des différents modes de vibrations se fait en mesurant les quantités de charges électriques générées par la structure piézoélectrique. Chaque électrode est utilisée pour détecter plusieurs modes de vibration. Pour séparer les charges générées par chaque mode, une combinaison linéaire est faite entre les quantités de charges provenant de chaque électrode. La fabrication de ce système de transduction peut se faire par le dépôt d'électrodes en Au(200 nm)/Cr(20nm) sur le haut et l'arrière de la structure (voir figure III.3). Pour la détection des flexions hors du plan des poutres de détection, des électrodes latérales sont déposées. Des plots de contacts sont présents sur les parties fixes de la structure pour les connexions au circuit électronique.

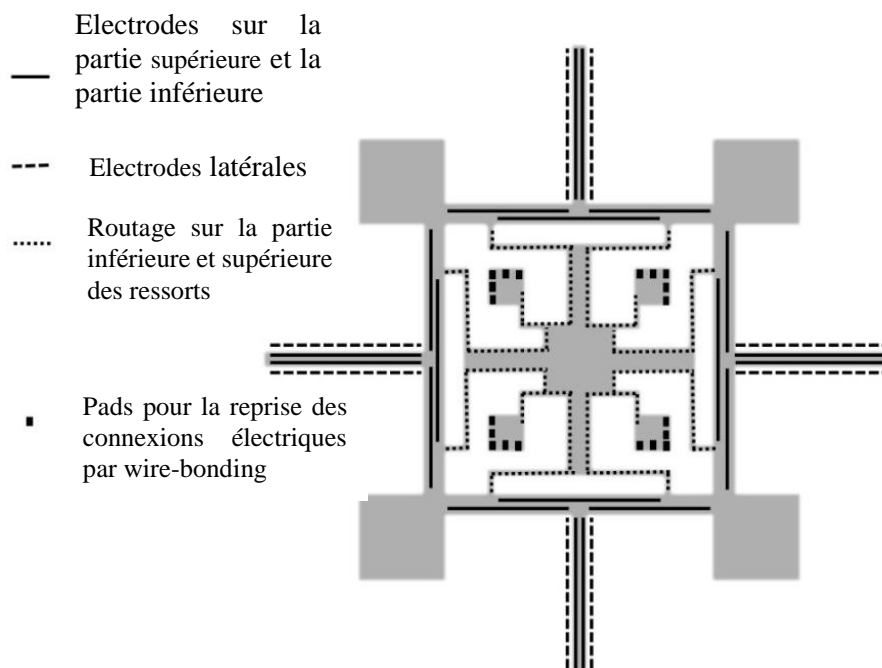


Figure III.3. Structure vibrante avec les électrodes et leur routage.

Nous avons grossièrement déterminé l'emplacement des différentes électrodes d'excitation et de détection. Le système de transduction résultant est dense avec probablement de nombreux couplages, ce qui peut rendre l'extraction du signal Coriolis complexe.

III.3. Adaptation du gyromètre aux contraintes technologiques

Une problématique majeure du gyromètre est la disposition des électrodes et leur routage : les deux doivent coexister sur la structure. Une fois l'emplacement général des électrodes et du routage déterminé, il est important de maximiser la récupération des charges venant du signal Coriolis tout en diminuant les couplages pour éviter que le signal utile soit noyé dans un signal parasite.

III.3.1. Emplacement des électrodes sur la structure

La disposition générale des électrodes d'excitation et de détection peut être déterminée analytiquement lorsque nous avons une structure simple en utilisant les équations constitutives de la piézoélectricité. En revanche, lorsque la structure se complexifie, il devient plus intéressant d'utiliser des simulations par éléments finis. Les contraintes sont proportionnelles aux charges en surface du matériau. Les zones de plus forte concentration de contrainte seront les zones où la concentration des charges sera la plus importante. La cartographie des charges nous a permis de positionner idéalement les électrodes (voir figure III.4).

Afin de réaliser les reprises de connexions par « wire-bonding » vers un circuit extérieur il est nécessaire de réaliser les soudures à des points fixes ou nœuds de la structure pour ne pas dégrader le facteur de qualité global de celle-ci. C'est pourquoi chaque électrode a été routée indépendamment vers l'un des quatre points fixes centraux. Le routage des électrodes nous a forcé à faire des concessions sur l'emplacement des électrodes et donc sur la quantité des charges récupérées.

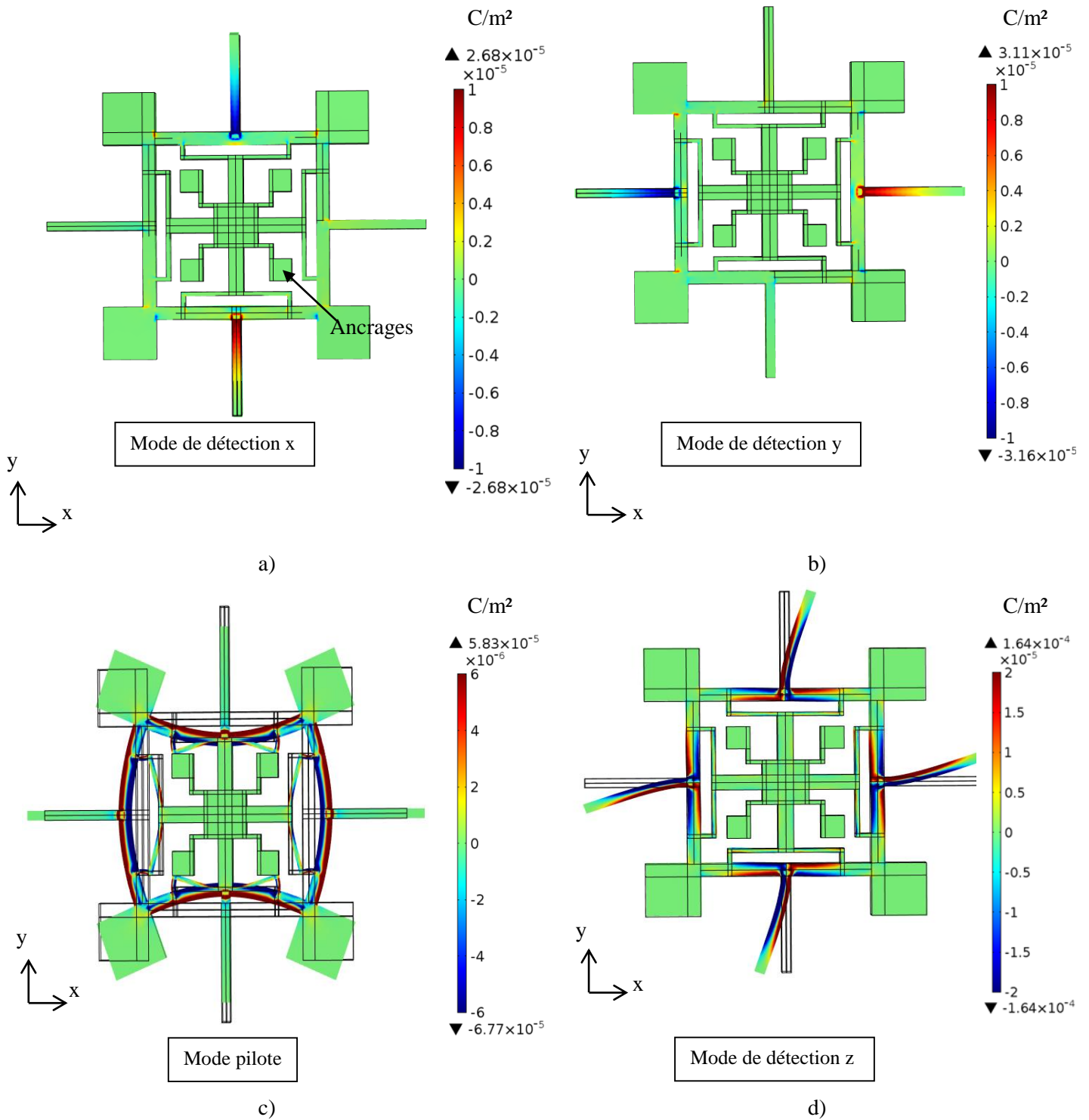


Figure III.4. Cartographie des charges a) du mode x avec récupération des charges sur les poutres alignées selon (Oy) , b) du mode y avec récupération des charges sur les poutres alignées selon (Ox) , c) du mode pilote avec récupération des charges sur les poutres du cadre et d) du mode z avec récupération des charges sur les quatre poutres de détection. Les couleurs rouges et bleues correspondent à des charges de signe opposé. Les lignes noires correspondent à la structure avant déformation et aux différents blocs qui ont servi à la construire.

Pour les modes dans le plan, c'est-à-dire pour le mode pilote et le mode z, nous voyons clairement que nous devons disposer sur les poutres en flexions deux électrodes sur la surface supérieure et deux électrodes sur la surface inférieure. Pour le mode pilote une électrode doit faire le tour extérieur du cadre central et une autre électrode doit faire le tour intérieur (voir figure III.5). Pour le mode z, de

la même façon, nous devons avoir une électrode sur la partie en compression et une électrode sur la partie en extension des poutres de détection (voir figure III.5 a et b).

Pour les modes hors du plan x et y , nous devons disposer une électrode supérieure et une électrode inférieure sur deux poutres uniquement (voir figure III.5 c et d).

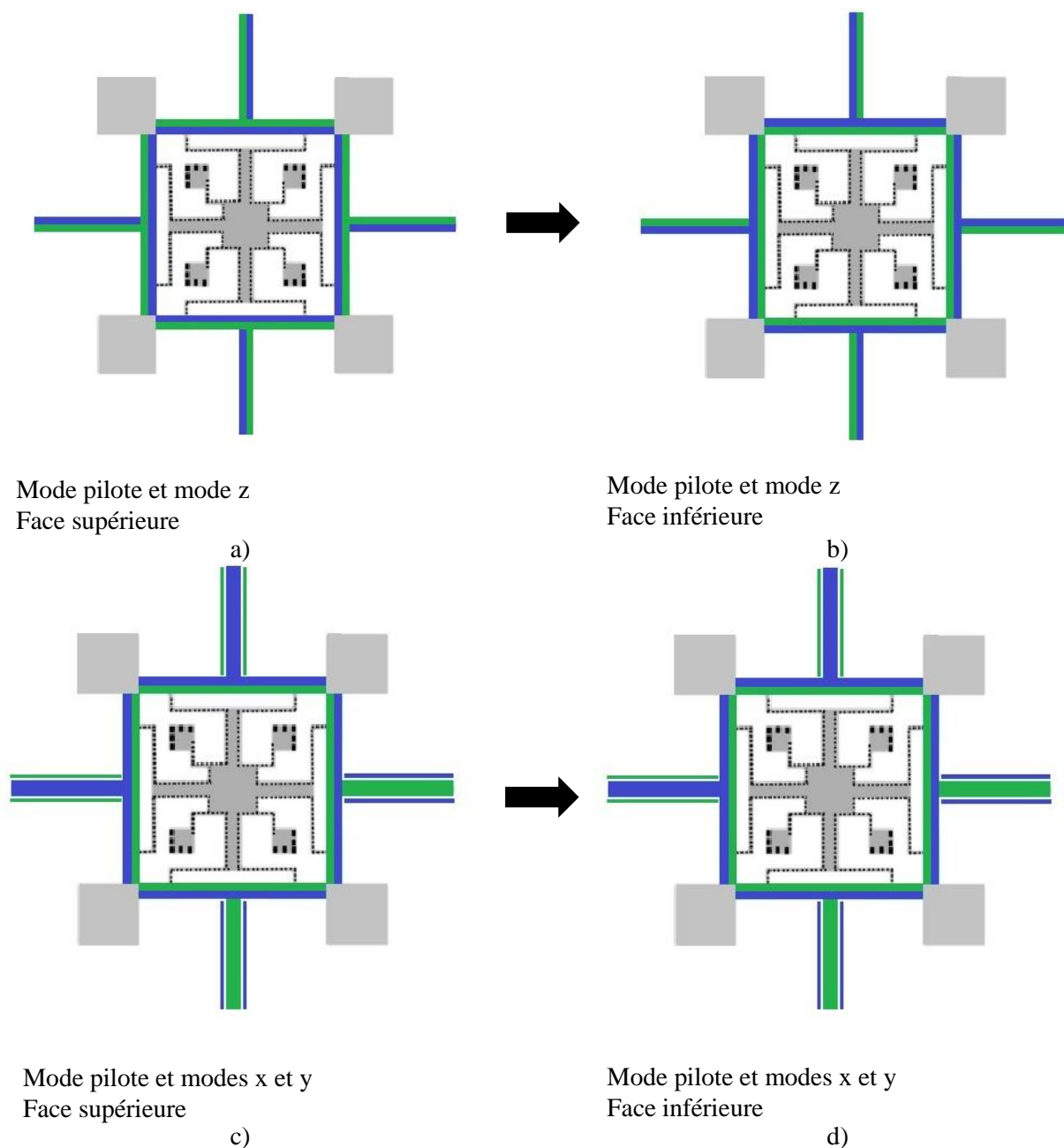


Figure III.5. Emplacement des électrodes pour l'excitation du mode pilote et pour a) la détection du mode z dans le plan sur la face supérieure b) la détection du mode z dans le plan sur la face inférieure c) la détection des modes x et y hors du plan sur la face supérieure d) la détection des modes x et y hors du plan sur la face inférieure. Les couleurs vertes et bleues correspondent à des charges de signe opposé.

Les électrodes permettant la détection des charges des modes du plan et hors du plan doivent coexister sur la même structure. C'est pourquoi nous devons réaliser une combinaison linéaire entre les différentes électrodes. Ainsi, les électrodes sur la surface inférieure et supérieure des poutres de détection pour les modes hors du plan sont divisées en deux électrodes pour permettre à la fois la détection du mode z et la détection des modes x et y .

Nous avons dû adapter la disposition des électrodes afin de permettre le routage de celles-ci vers les points fixes de la structure (figure III.6).

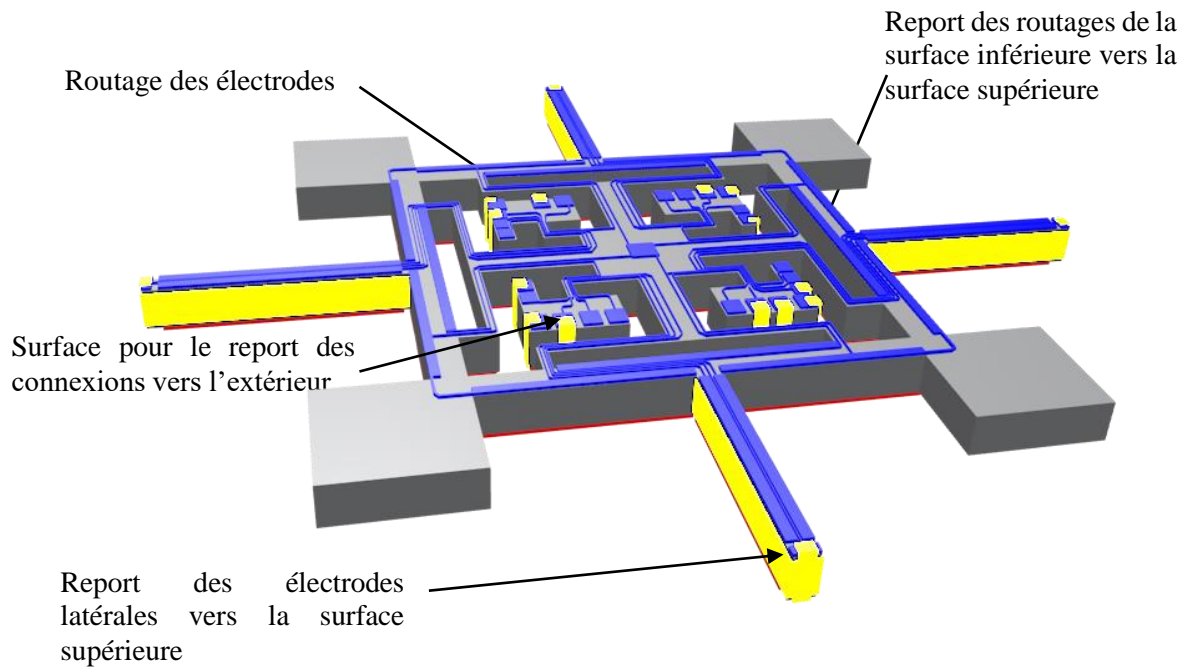
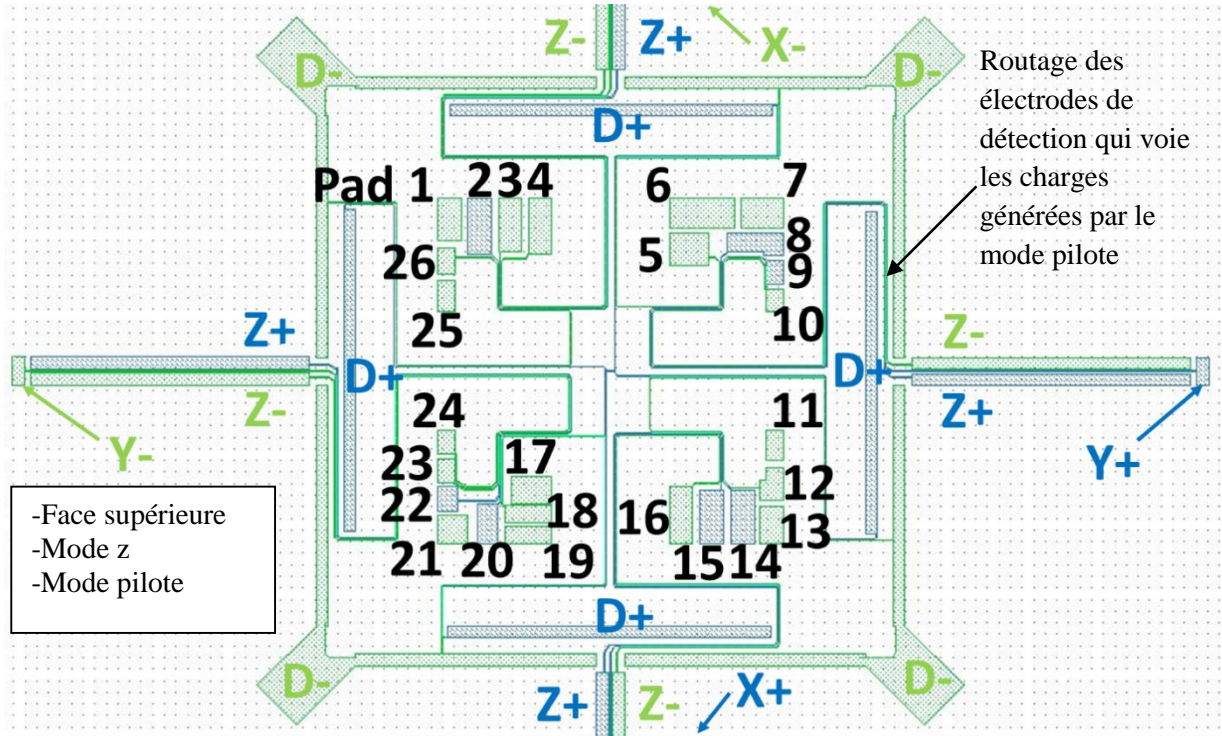


Figure III.6. Modèle 3D de la structure avec l'ensemble des électrodes de détection/excitation et le routage.

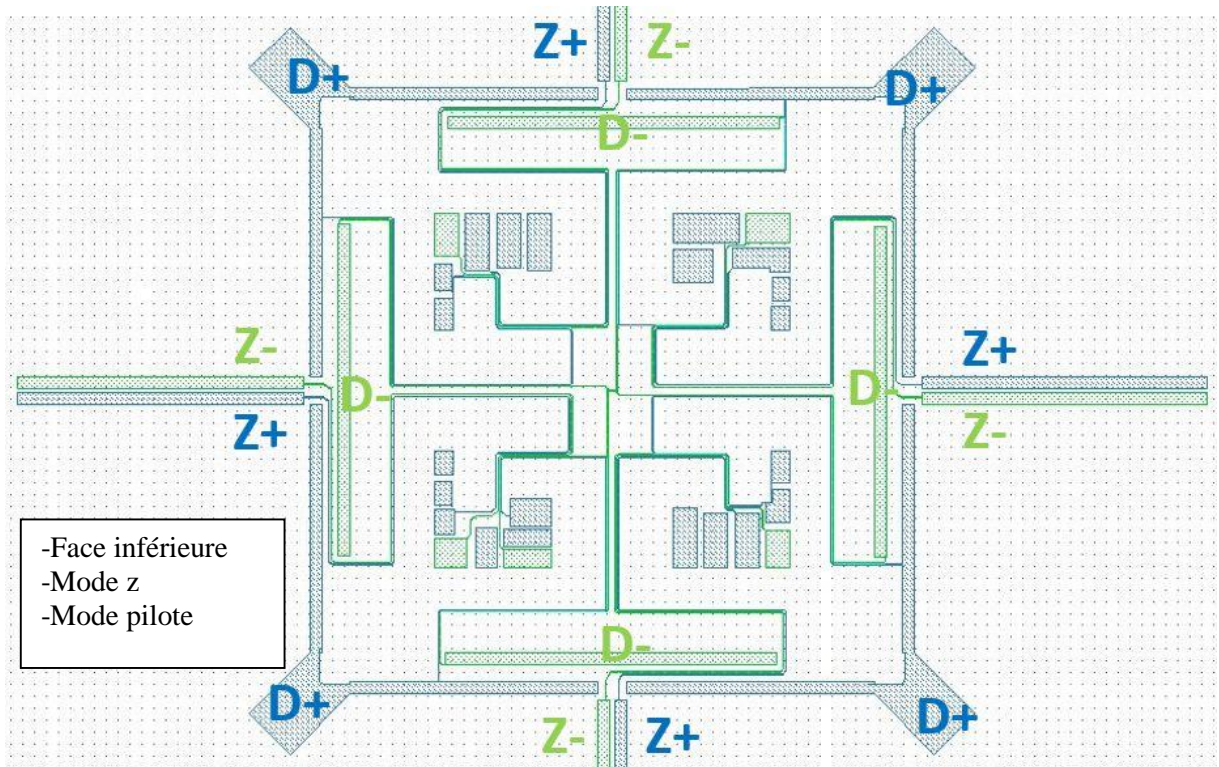
Sur chaque poutre de détection nous avons 5 électrodes :

- 2 électrodes sur la surface supérieure
- 1 électrode latérale qui fait le tour de la poutre de détection
- 2 électrodes sur la surface inférieure

Ainsi il y a un total de 20 électrodes à combiner afin de permettre la détection des modes x , y et z (voir figure III.7).



a)



b)

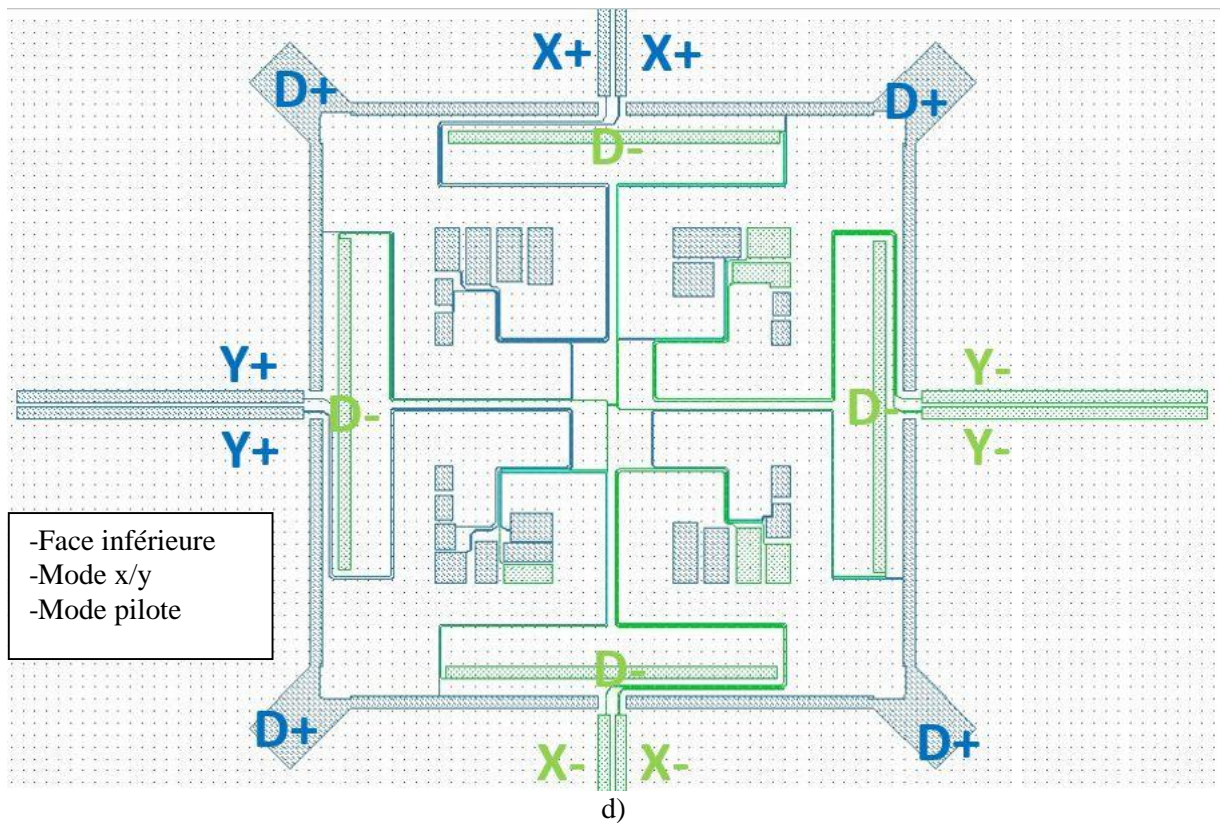
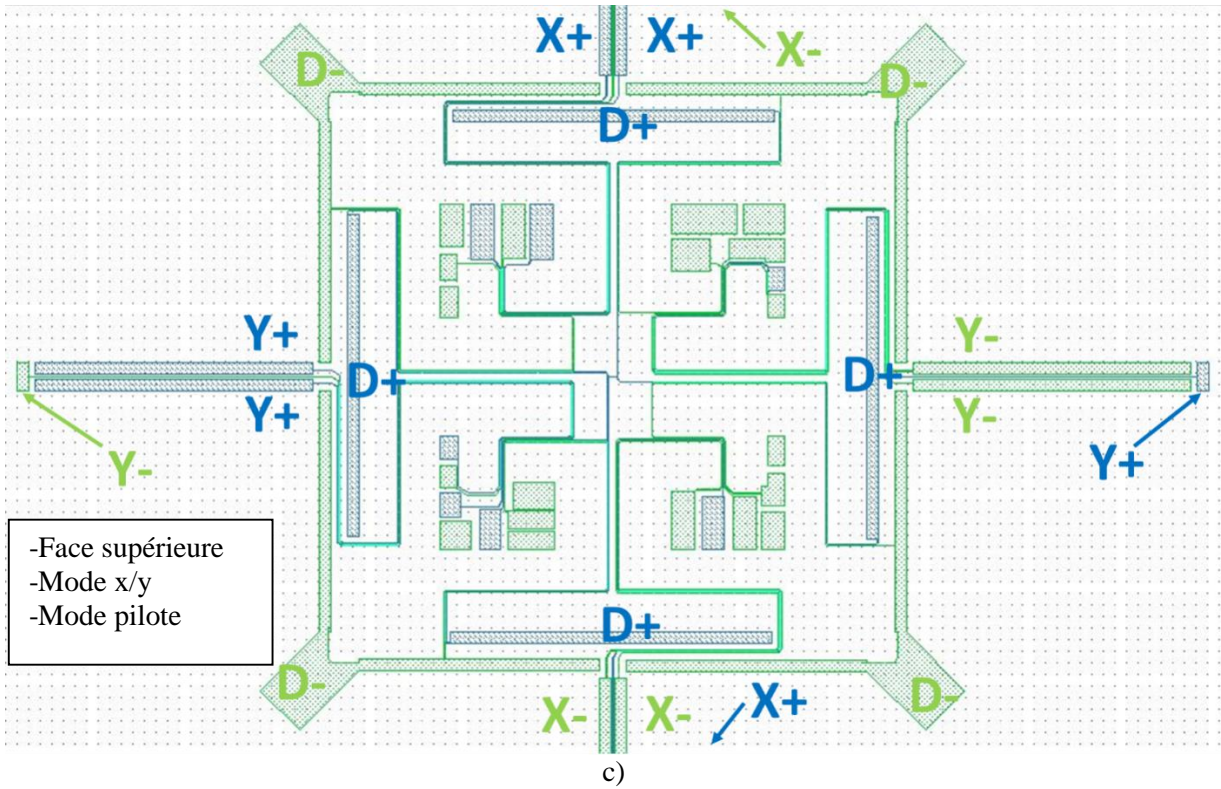


Figure III.7. Routage des différentes électrodes du système de transduction piézoélectrique. D sont les charges générées pour l'excitation du mode pilote. X, Y et Z sont respectivement les charges générées par les modes x, y et z. a) routage supérieur du mode z, b) routage inférieur du mode z, c) routage supérieur des modes x et y, d) routage inférieur des modes x et y. Le signe + ou – des charges (ainsi que la couleur) a été choisi arbitrairement.

III.3.2. Etudes des couplages en quadrature et en phase avec le signal Coriolis

Bien souvent pour les gyromètres nous avons un couplage en phase ou un couplage en quadrature (en déphasage de $\pi/2$) avec le signal Coriolis. Le couplage en phase est le plus pénalisant, car il ne peut pas être retiré par démodulation synchrone.

Le **couplage mécanique** entre le mode pilote et les modes de détection est en quadrature avec le signal Coriolis.

Le **couplage piézoélectrique** dû au fait que les électrodes et le routage des électrodes de détection captent des charges du mode pilote est en quadrature avec le signal Coriolis.

Le **couplage capacitif** lié au potentiel d'excitation de la vibration pilote est en phase avec le signal Coriolis (en phase avec le potentiel d'excitation de mode pilote, lui-même en quadrature avec le mouvement mécanique du pilote).

Les couplages mécanique et piézoélectrique ne sont pas discernables, car ces deux couplages sont **en quadrature** avec le signal Coriolis : ils peuvent être éliminés assez facilement du signal Coriolis.

Le couplage capacitif et le signal Coriolis ne sont pas discernables, car ils sont **en phase**, c'est pourquoi il faut diminuer au maximum le couplage capacitif.

III.3.2.1. Couplage piézoélectrique et couplage mécanique

La géométrie de la structure permet de découpler les charges générées par le mode pilote et les charges générées par les modes de détection. Pourtant, nous remarquons en figure III.8.a, que le routage des électrodes de détection doivent passer par le cadre où sont générées les charges du mode pilote. Ainsi, il existe un couplage en quadrature entre le mode pilote et les modes de détection. Nous pouvons noter $d+$ les charges positives et $d-$ les charges négatives venant du mode pilote qui sont récupérées par le routage des électrodes servant à la détection : c'est le couplage piézoélectrique.

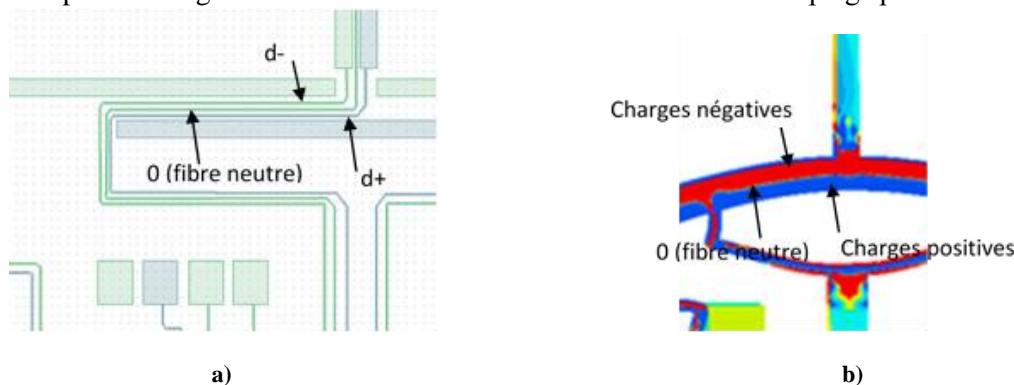


Figure III.8. a) Motif des électrodes avec les charges $d-$ et $d+$ ajoutant un couplage en quadrature entre les modes de détection et le mode pilote b) Cartographie des charges du mode pilote.

En s'aidant des figure III.7 et figure III.8, il est possible de déterminer les charges récupérées ($X+$, $X-$, $Y+$, $Y-$, $Z+$, $Z-$, $D+$, $D-$, $d+$, $d-$) sur chaque pad de la structure (voir tableau III.1).

Tableau III.1. Charges récupérées sur chaque pad de la structure.

Pad	Electrode Supérieure	Electrode Inférieure
1	Report sur la surface supérieure	Z-/X+/d-
2	Z+/X+/d+	Z+/X+/d+
3	X-/0	rien
4	Z-/X+/d-	rien
5	D-	rien
6	Report sur la surface supérieure	D+
7	Report sur la surface supérieure	Y-/Z-/d-
8	Y-/Z+/d+	Y-/Z+/d+
9	Y+/0	rien
10	Y-/Z-/d-	rien
11	Report sur la surface supérieure	D+
12	D-	rien
13	Report sur la surface supérieure	X-/Z-/d-
14	X-/Z+/d+	X-/Z+/d+
15	X+/0	rien
16	Z-/X-/d-	rien
17	Report sur la surface supérieure	D+
18	D-	rien
19	Report sur la surface supérieure	D-
20	D+	rien
21	Report sur la surface supérieure	Y+/Z-/d-
22	Y+/Z+/d+	Y+/Z+/d+
23	Y-/0	rien
24	Z-/Y+/d-	rien
25	Report sur la surface supérieure	D+
26	D-	rien

Nous avons utilisé le tableau III.1 et des combinaisons linéaires entre pads afin d'avoir séparément les charges de chaque mode de détection x , y et z .

Ainsi, pour extraire le signal Coriolis venant du mode x nous réalisons la combinaison linéaire suivante : pad $1+2+4+15-3-13-14-16 = 10 \times X$.

Pour le mode y , nous avons : pad $9+21+22+24-7-8-10-23 = 10 \times Y$.

Pour le mode z , nous avons : pad $2+8+14+22-1-4-7-10-13-16-21-2 = 16 \times Z + 16 \times d$.

Et enfin pour le mode pilote nous avons : pad $6+11+17+20+25-5-12-18-19-26 = 10 \times D$.

En résumé, pour les modes x et y les charges venant du mode pilote se compensent. C'est pourquoi le couplage en quadrature des modes x et y avec le mode pilote devrait être minime. En revanche, un couplage en quadrature entre le mode z et le mode pilote sera présent à cause du routage.

Si l'on ne tient pas compte du routage, les électrodes de détection sont par construction éloignées des électrodes d'excitation : le couplage mécanique entre le mode pilote et les modes de détection est quasi inexistant. Pourtant, malgré la géométrie de la structure qui permet de dissocier les contraintes générées par le mode pilote des contraintes générées par les modes de détection, les électrodes voient des charges venant du pilote.

Par simulation nous avons quantifié le couplage en quadrature pour les modes x , y et z . Nous obtenons une vitesse de rotation équivalente de **942 °/h** pour les modes x et y et une vitesse de rotation équivalente de **5311 °/h** pour le mode z .

Dans le cas où 99 % du couplage en quadrature est éliminé par démodulation synchrone, le biais sur la mesure sera réduit à **9,4 °/h** pour les modes x et y et à **53,1 °/h** pour le mode z .

Le couplage mécanique entre le mode pilote et les modes de détection est aussi dépendant de la qualité de réalisation de la structure et notamment de la symétrie.

Afin d'asservir le mode pilote, nous devons prévoir des électrodes qui permettront la détection du mode pilote. C'est pourquoi nous avons prévu d'utiliser au niveau du cadre les électrodes intérieures pour l'asservissement : ces électrodes sont reliées aux pads 19 et 20. Ceci devrait augmenter la résistance motionnelle du mode pilote d'un facteur environ égal à 2 ($R_m=152 \text{ k}\Omega$) puisque l'on divise la surface d'excitation par 2.

Nous allons aussi voir dans la partie suivante que la détection du pilote peut servir à diminuer les couplages capacitifs.

III.3.2.2. Couplages capacitifs

Le couplage capacitif est dû à la disposition côte à côte d'électrodes pour l'excitation du mode pilote et d'électrodes pour la détection Coriolis. En l'occurrence, du fait de la géométrie de la structure, les électrodes de détection Coriolis et d'excitation du mode pilote ne sont pas côte à côte ce qui rend le couplage capacitif quasi inexistant au niveau des électrodes. En revanche, le routage des électrodes de détection Coriolis passe au voisinage des électrodes et du routage des électrodes d'excitation du mode pilote. Ainsi, le potentiel alternatif des électrodes d'excitation du mode pilote peuvent générer des charges par effet électrostatique sur le routage des électrodes de détection Coriolis ce qui sera faussement interprété comme la détection d'une rotation.

Il existe deux moyens connus [4] pour limiter le couplage capacitif :

- le **premier moyen** consiste à placer le routage des électrodes de détection entre deux électrodes ou deux routages de l'excitation pilote afin d'avoir deux potentiels électriques alternatifs en opposition de phase. Ainsi, le routage des électrodes de détection recevra deux signaux, positif et négatif, en quantités égales qui s'annulent.

- le **deuxième moyen** consiste à placer entre l'électrode/routage pilote et le routage des électrodes de détection une bande métallique reliée à la masse (un écran de masse).

La détection se fait par l'intermédiaire d'un amplificateur de charges, c'est pourquoi toutes les électrodes de détection sur la structure sont reliées à une masse virtuelle. Ainsi, le couplage capacitif entre les électrodes de détection se trouvant sur les poutres de détections est quasi inexistant.

De la même manière, les électrodes qui permettent la détection du mode pilote sont elles aussi reliées à la masse. Comme détaillé dans [4] il est possible d'utiliser les électrodes permettant la détection du pilote comme un écran de masse. Par conséquent, il est possible de diminuer les couplages capacitifs sans augmenter la complexité du système de transduction.

C'est pourquoi nous avons fait en sorte, lors de la conception du routage, d'adapter celui-ci afin de diminuer les couplages capacitifs (voir figure III.9).

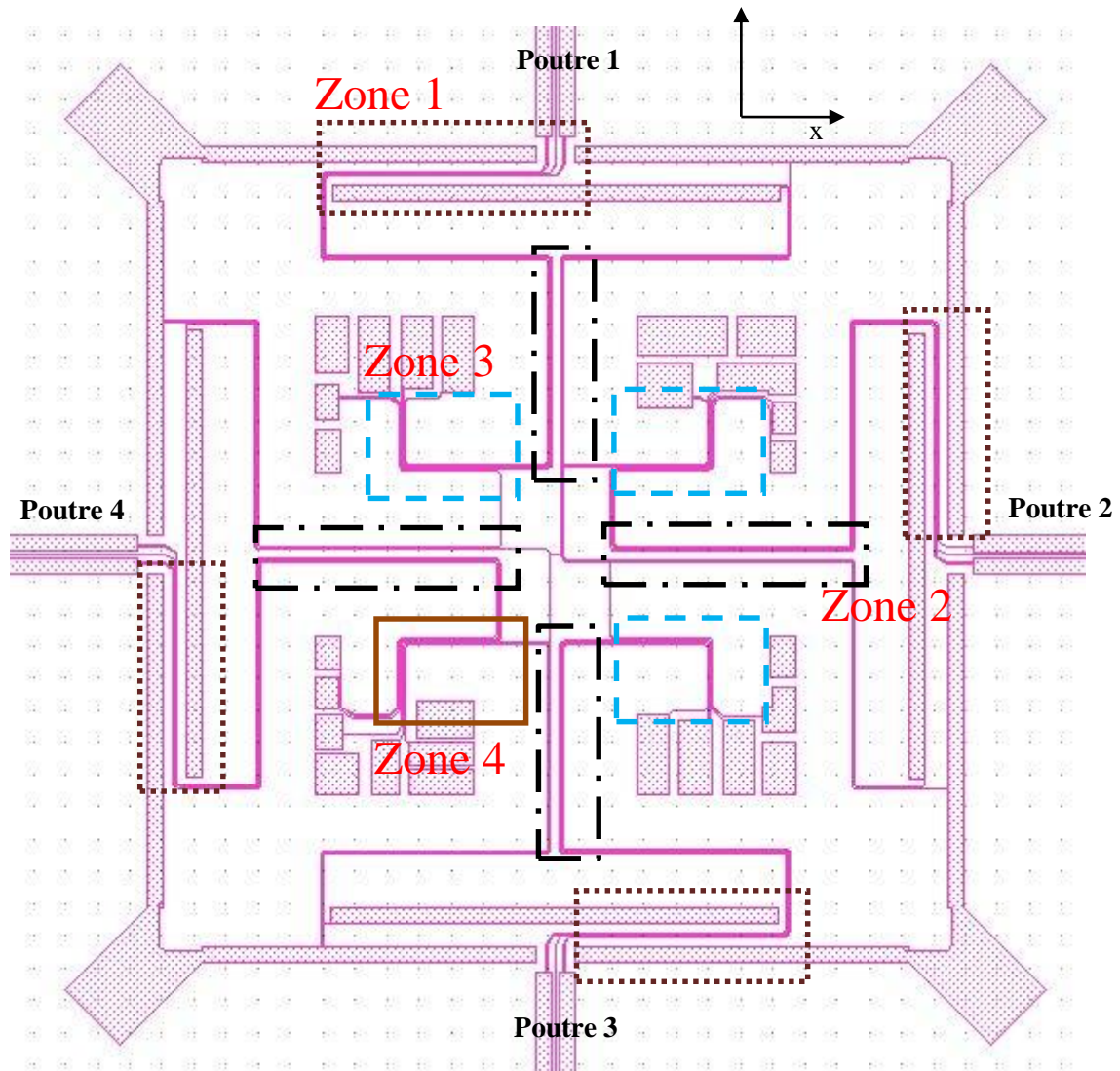


Figure III.9. Identification de 4 types de zone dans le routage où le couplage capacitif entre les électrodes du pilote et les électrodes de détection Coriolis pourrait être important (face supérieure).

Afin de quantifier la contribution des charges parasites aux charges utiles pour la détection des modes x , y et z nous avons réalisé des simulations par éléments finis. Nous avons séparé la structure en 4 zones différentes par lesquelles le routage de chaque électrode est susceptible de passer. Dans ces 4 zones nous avons étudié les couplages capacitifs et quantifié la contribution des charges parasites au signal Coriolis pour les différentes électrodes de détection que l'on nommera S_1 , S_2 , S_3 , S_1' et S_3' .

III.3.2.2.1. Etude de la zone 1

Le routage des électrodes de détection S_1 , S_2 , S_3 , S_1' et S_3' passent dans un premier temps dans la **zone 1** entre une électrode d'excitation et une électrode de détection du pilote.

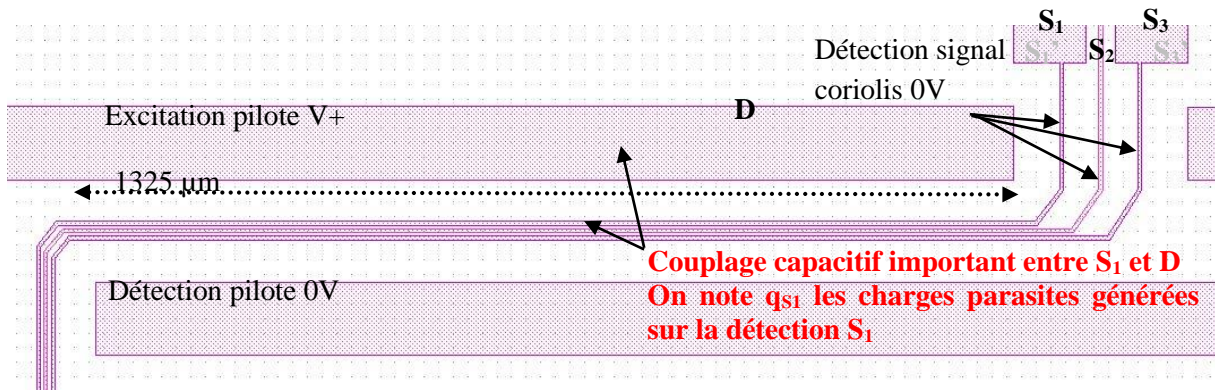


Figure III.10. Zoom sur la zone 1 du routage et mise en évidence d'un couplage capacitif important entre les électrodes S et D (face supérieure).

La figure III.10 présente un couplage capacitif important entre S_1 , S_2 et S_3 et D sur la surface supérieure du microgyromètre. La surface inférieure présente une configuration similaire. En revanche l'électrode d'excitation pilote change de signe et est polarisée V^- , de plus le routage de l'électrode S_2 est inexistant (voir figure III.11).

Ainsi, on se retrouve approximativement dans le premier cas détaillé précédemment, où les charges parasites *negatives* induites sur S_1 et S_3 se trouvant sur la surface supérieure sont compensées par les charges parasites *positives* induites sur S_1' et S_3' se trouvant sur la surface inférieure.

Cette compensation n'est effective que pour les modes de détection x et y. En effet, pour les modes de détection x et y nous additionnons les charges utiles récupérées par les électrodes S_1 , S_3 , S_1' et S_3' (que l'on soustrait aux charges utiles venant de S_2). Les charges parasites s'annulent en additionnant S_1 , S_3 , S_1' et S_3' . A noter que des charges parasites seront malgré tout présentes sur S_2 .

Pour la détection du mode z, la combinaison des charges utiles venant des électrodes de détection est la suivante $S_1 - S_1' + S_3 - S_3'$. Nous aurons donc une contribution importante du couplage capacitif parasite sur le mode z.

Lors des simulations par éléments finis nous avons reproduit localement la zone 1 : une poutre en GaAs de longueur 1325 μm avec le système de transduction associé (voir figure III.11). Pour les simulations, nous avons tenu compte des lignes de champs internes (dans le matériau de permittivité relative $\epsilon_{rGaAs} = 12$) et des lignes de champs externes (dans l'air $\epsilon_{rAir} = 1$).

Etant donné que $\epsilon_{rGaAs} \gg \epsilon_{rAir}$, nous pouvons noter que la contribution au couplage capacitif des lignes de champs présentes dans le matériau sera plus importante que la contribution des lignes de champs externes.

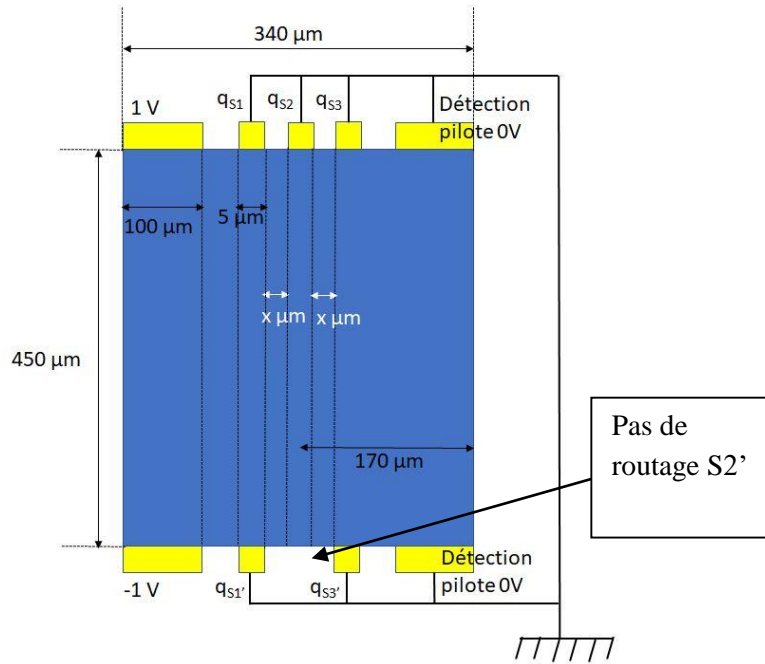


Figure III.11. Schéma de la section d'une poutre supportant le routage avec la mesure des charges q_{S1} , q_{S2} , q_{S3} , $q_{S3'}$ et $q_{S1'}$ induites par un couplage parasite. Excitation du pilote entre -1V et 1V. Nous avons fait varier le paramètre x .

Lors de rapides simulations, nous avons fixé la position du routage central de l'électrode S_2 et fait varier symétriquement la position des routages de S_1 / S_3 et S_1' / S_3' . La symétrie du routage étant gardée l'analyse précédente sur le couplage en quadrature (charges d+ et d-) reste la même.

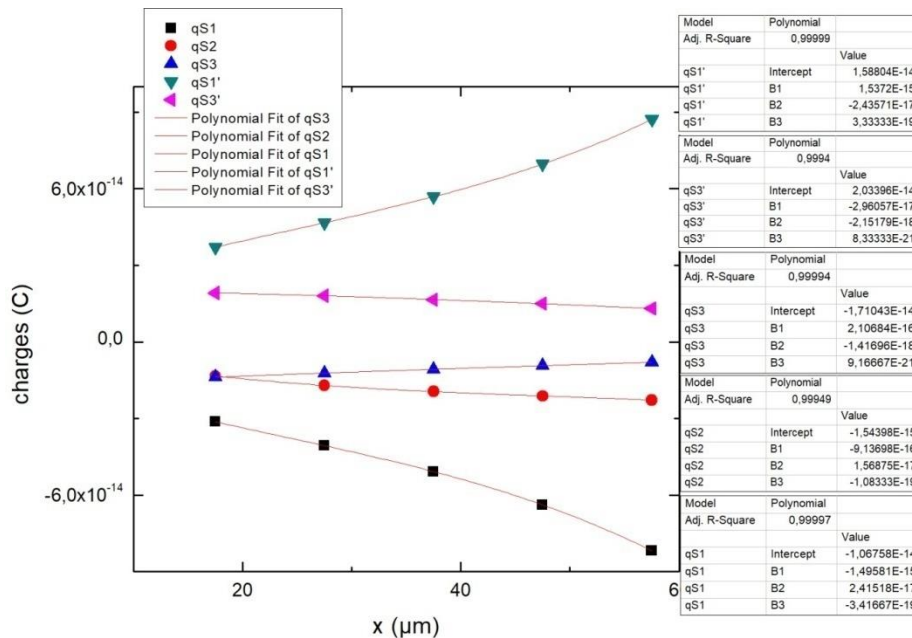


Figure III.12. Graphique représentant la quantité des charges parasites q_{S1} , q_{S2} , q_{S3} , $q_{S3'}$ et $q_{S1'}$ en fonction de l'espacement x pour la zone 1. Chaque courbe a été ajustée par une fonction polynomiale de troisième degré par la méthode des moindres carrés.

La figure III.12 montre une **augmentation rapide** des charges parasites q_{S1} et $q_{S1'}$ en fonction de l'espacement x . Les charges q_{S2} sur les électrodes latérales augmentent faiblement et les charges q_{S3} et $q_{S3'}$ diminuent faiblement avec l'espacement x . C'est pourquoi il semble préférable dans un premier

temps de choisir un espacement x faible pour la zone 1 afin de diminuer au maximum les couplages avec les électrodes excitatrices D. En figure III.12 et III.15 chaque courbe a été ajustée par une fonction polynomiale du troisième degré par la méthode des moindres carrés. Ainsi, nous pourrions faire intervenir les fonctions obtenues dans un calcul qui nous permettra de réduire les charges parasites.

A noter qu'il n'y a pas une égalité parfaite entre $|q_{S_1}|$ et $|q_{S_1'}|$ et entre $|q_{S_3}|$ et $|q_{S_3'}|$. C'est probablement la dissymétrie causée par l'absence de routage S_2' sur la face inférieure qui induit ce biais. En effet, pour l'électrode S2, la reprise de connexion vers la surface supérieure est réalisée en bout des poutres de détection, il n'y a donc pas besoin en face inférieure de rejoindre les zones d'ancrage.

Ajoutons que lors de la fabrication, un défaut d'alignement de 1 à 2 μm entre le routage supérieur et inférieur peut être présent. Un défaut d'alignement va augmenter la dissymétrie du système d'électrode et donc induire une compensation des charges parasites moins efficace (pour les modes x et y).

III.3.2.2.2. Etude de la zone 2

Le routage de toutes les électrodes de détection passe ensuite par la zone 2.

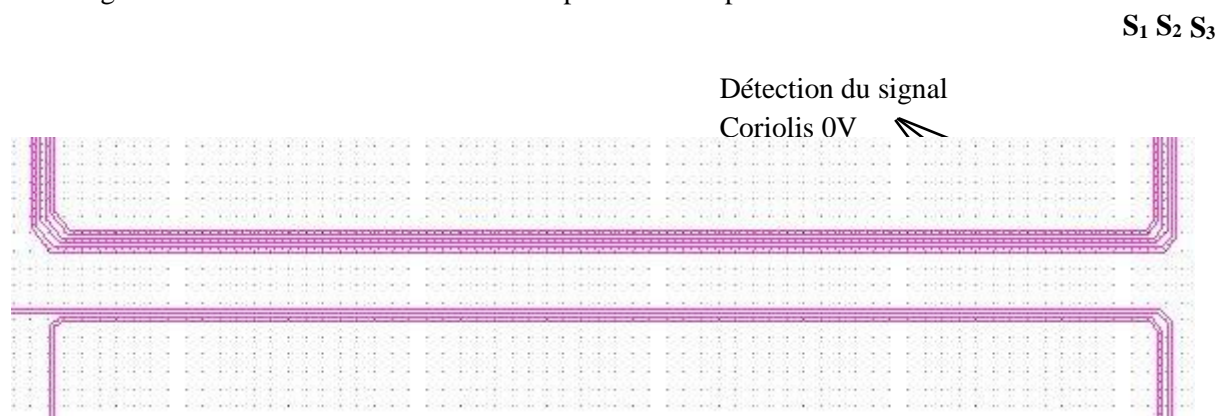


Figure III.13. Zoom sur la zone 2 du routage mettant en évidence un écran de masse entre le routage de l'électrode d'excitation et le routage des électrodes de la détection du signal Coriolis (face supérieure).

La figure III.13 montre que pour la configuration du routage choisie, la détection du pilote joue le rôle d'écran de masse (voir figure III.14). Nous diminuons ainsi significativement les couplages parasites entre le routage de l'électrode excitatrice et les routages des électrodes de détection.

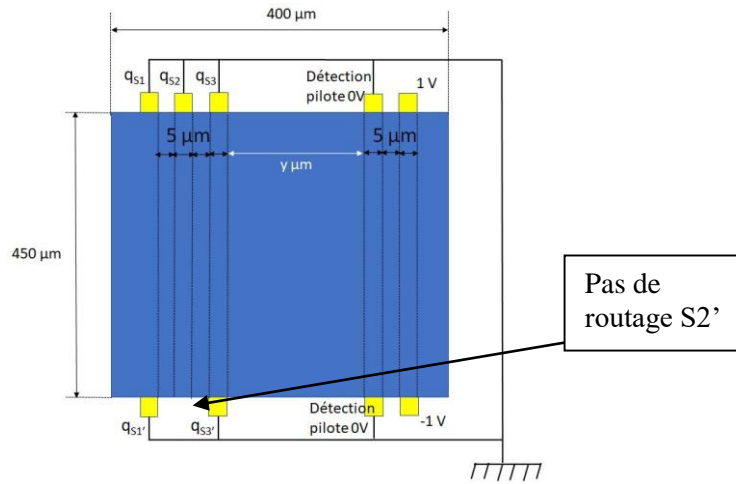


Figure III.14. Schéma de la section d'une poutre supportant le système de transduction avec la mesure des charges q_{S1} , q_{S2} , q_{S3} , $q_{S3'}$ et $q_{S1'}$ induites par un couplage parasite. Excitation du pilote entre $-1V$ et $1V$. Nous avons fait varier le paramètre y .

De la même façon, les modes de détection x et y seront moins impactés par les couplages capacitifs parasites contrairement au mode z .

Afin de quantifier les charges parasites sur les modes de détection, nous avons étudié une nouvelle fois les quantités de charges parasites q_{S1} , q_{S2} , q_{S3} , $q_{S3'}$ et $q_{S1'}$ en fonction de l'espacement y (voir figure III.15) pour une longueur de piste de $1150 \mu\text{m}$.

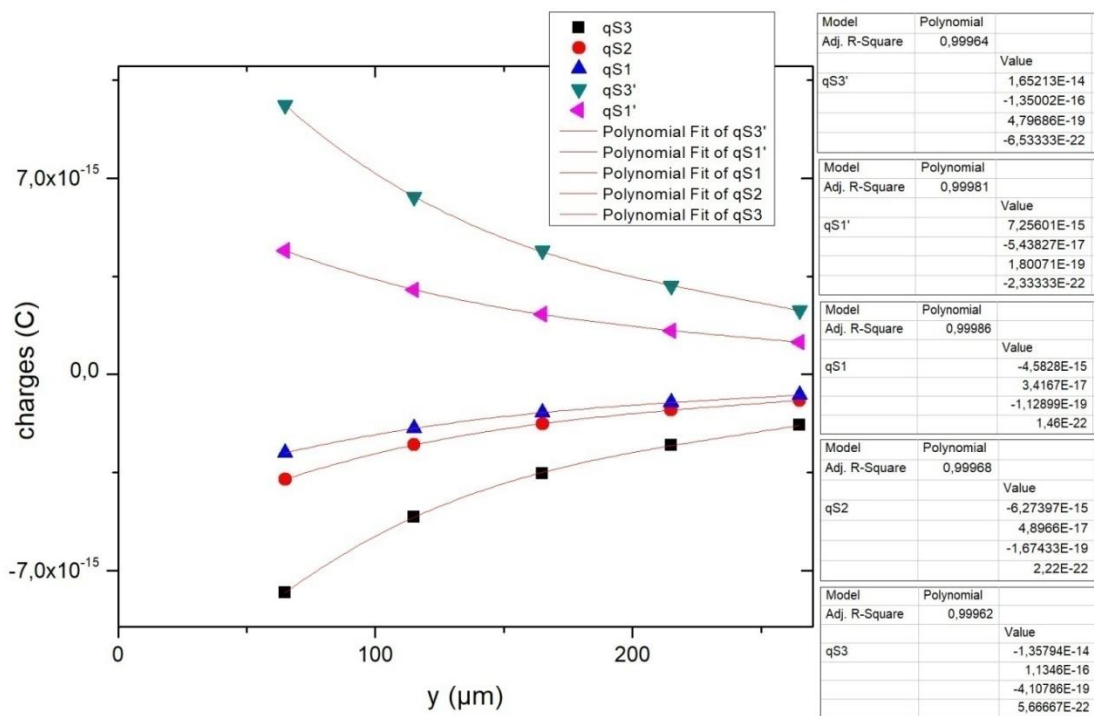


Figure III.15. Graphique représentant les charges parasites q_{S1} , q_{S2} , q_{S3} , $q_{S3'}$ et $q_{S1'}$ en fonction de l'espacement y pour la zone 2. Chaque courbe a été ajustée par une fonction polynomiale du troisième degré par la méthode des moindres carrés.

La figure III.15 montre qu'il y a un couplage parasite environ 10 fois moins important dans la zone 2 que dans la zone 1.

Le couplage parasite est logiquement plus important pour le routage des électrodes S3 et S3' plus proches du routage de l'excitation pilote. Pour les trois autres routages, la variation des charges parasites est moins importante, mais diminue sans surprise avec l'espacement y .

III.3.2.2.3. Etude de la zone 3

La suite du routage passe soit par la zone 3, soit par la zone 4. Etudions en détail la zone 3.

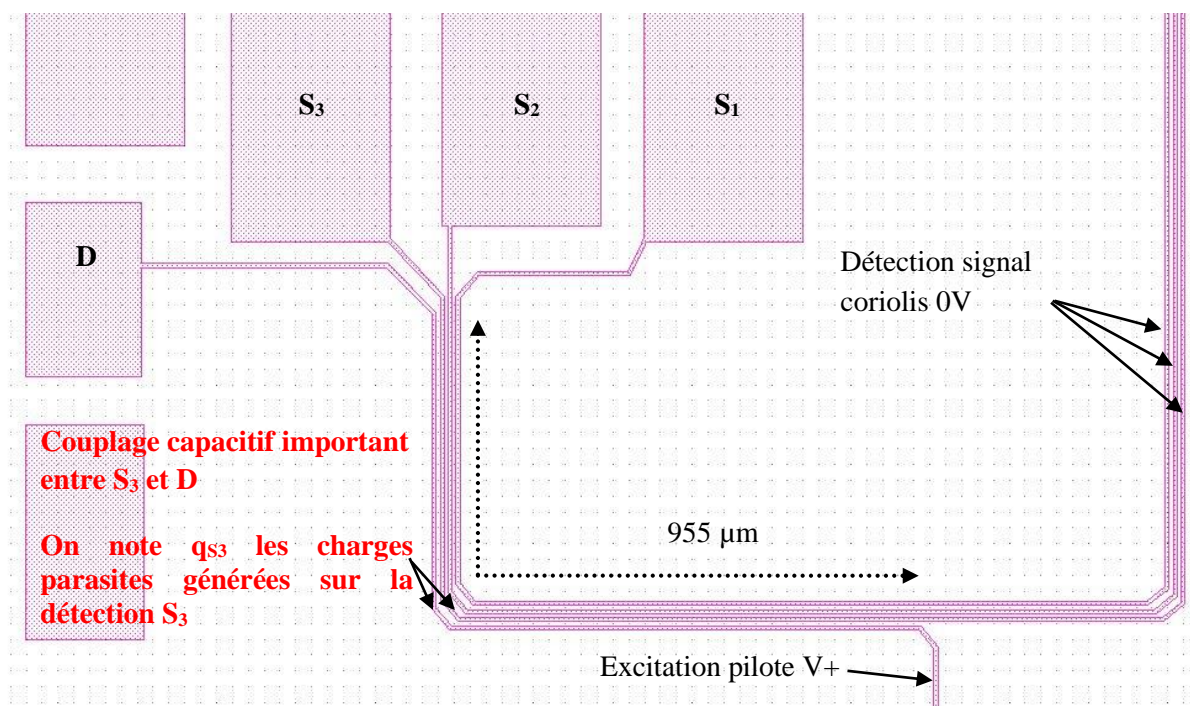


Figure III.16. Zoom sur la zone 3 du routage mettant en évidence un couplage capacitif important entre S' et D (face supérieure).

D'après la figure III.16, nous sommes dans une configuration similaire à la zone 1. Le routage du pilote sur les deux faces (inférieure et supérieure) permet d'avoir uniquement deux potentiels électriques alternatifs en opposition de phase. Ainsi le routage des électrodes de détection S1 et S3 recevra deux signaux, positif et négatif, en quantités égales qui s'annulent. Nous n'avons pas d'écran de masse entre l'excitation et la détection. Comme expliqué précédemment, la méthode basée sur deux signaux en opposition de phase fonctionne pour les modes x et y , mais pas pour le mode z .

Nous avons déterminé par simulation les quantités de charges parasites q_{s1} , q_{s2} , q_{s3} , $q_{s3'}$ et q_{s1} pour une longueur de piste de 955 µm. A cause de l'encombrement, il n'est pas possible de modifier l'espacement entre les routages afin de diminuer les couplages (voir figure III.17).

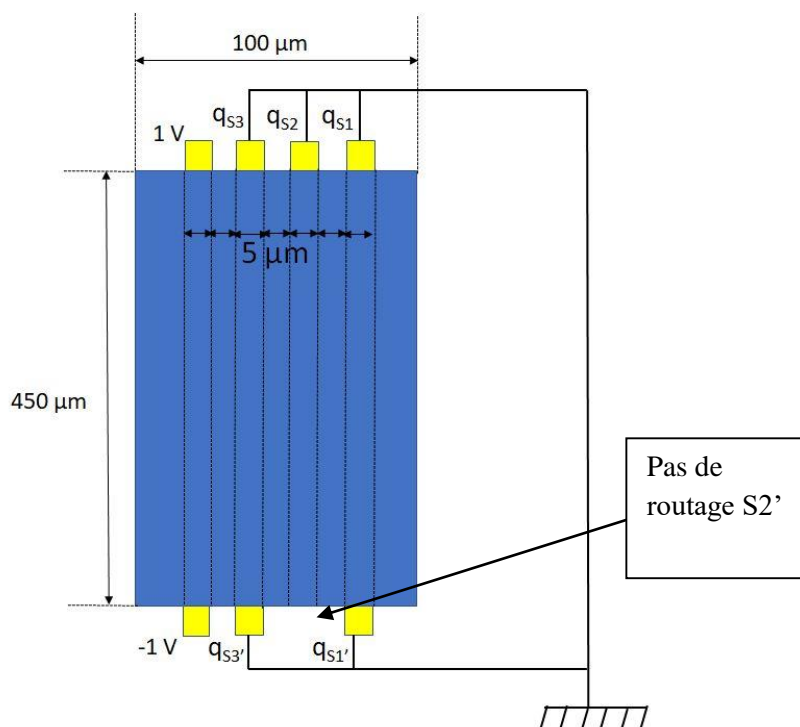


Figure III.17. Schéma de la section d'une poutre supportant le système de transduction avec la mesure des charges q_{S1} , q_{S2} , q_{S3} , $q_{S3'}$ et $q_{S1'}$ induites par un couplage parasite. Excitation du pilote entre -1V et 1V.

Nous avons rassemblé dans le tableau III.2 la quantité de charges parasites récupérées dans la zone 3 par les différentes électrodes de détection.

Tableau III.2. Charges parasites récupérées par les électrodes de détection $S1$, $S2$, $S3$, $S3'$ et $S1'$ dans la zone 3.

	q_{S1}	q_{S2}	q_{S3}	$q_{S3'}$	$q_{S1'}$
Charges parasites (C)	$-8,57 \cdot 10^{-15}$	$-1,57 \cdot 10^{-14}$	$-6,86 \cdot 10^{-14}$	$7,56 \cdot 10^{-14}$	$1,55 \cdot 10^{-14}$

Notons une nouvelle fois qu'il n'y a pas égalité en valeur absolue des termes grisés et des termes en bleus à cause de la dissymétrie induite par l'absence de routage $S2'$.

III.3.2.2.4. Etude de la zone 4

Etudions le cas particulier de la zone 4 (figure III.18). La configuration de la zone 4 est similaire à celle de la zone 2. Nous avons le routage de l'électrode de la détection pilote qui joue le rôle d'écran de masse. Ainsi, nous diminuons le couplage capacitif entre l'excitation pilote et les routages venant de la détection Coriolis sur une longueur de piste de 967 µm.

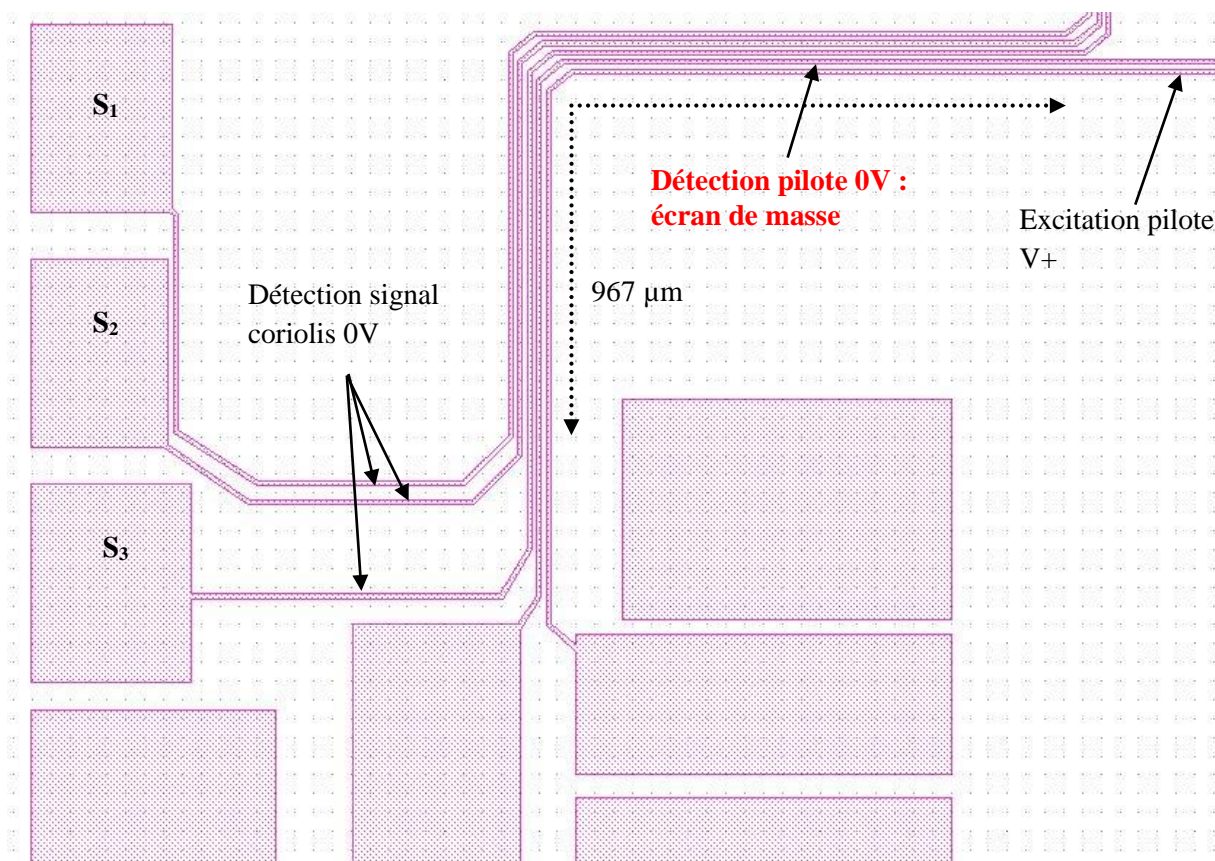


Figure III.18. Zoom sur la zone 4 du routage mettant en évidence un écran de masse entre le routage de l'électrode d'excitation et le routage des électrodes de la détection du signal Coriolis (face supérieure).

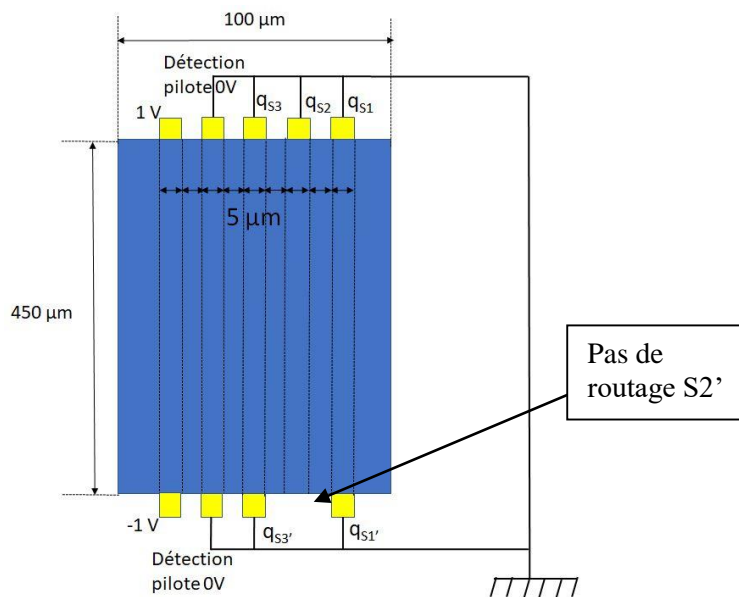


Figure III.19. Schéma de la section d'une poutre supportant le système de transduction avec la mesure en valeur absolue des charges q_{S1} , q_{S2} , q_{S3} , $q_{S3'}$ et $q_{S1'}$ induites par un couplage parasite et une excitation entre -1 V et 1 V.

Nous avons rassemblé dans le tableau III.3 la quantité de charges parasites récupérées dans la zone 4 par les différentes électrodes de détection.

Tableau III.3. Charges parasites récupérées par les électrodes de détection S1, S2, S3, S3' et S1' dans la zone 4.

	q_{S1}	q_{S2}	q_{S3}	$q_{S3'}$	$q_{S1'}$
Charges parasites (C)	$-7,41.10^{-16}$	$-9,27.10^{-16}$	$-1,82.10^{-15}$	$2,28.10^{-15}$	$1,15.10^{-15}$

Charges totales

Ainsi nous avons déterminé zone par zone la quantité de charges parasites récupérées sur les électrodes de détection S1, S2, S3, S3' et S1'. Nous devons dorénavant déterminer la totalité des charges parasites perçues par les électrodes S1, S2, S3, S3' et S1' présentes sur les poutres 1, 2, 3 et 4 (voir figure III.9) sur l'ensemble de la structure. On notera $q_{Sij\ tot}$ la totalité des charges parasites, avec i le numéro de l'électrode et j le numéro de la poutre de détection.

Pour plus de clarté, nous avons rassemblé dans le tableau III.4 l'expression des charges récupérées sur chaque électrode en fonction des charges récupérées dans les zones 1, 2, 3 et 4.

Tableau III.4. Charges récupérées sur les électrodes S1, S2, S3, S3' et S1' des poutres de détection 1, 2, 3 et 4.

$q_{Sij\ tot}$: Charges parasites récupérées sur chaque électrode	Addition des charges parasites venant des zones 1, 2, 3 et 4.
$q_{S11\ tot} = q_{S12\ tot} = q_{S13\ tot} = q_{S1\ tot} =$ $q_{S14\ tot} =$	$q_{S1(zone1)} + q_{S1(zone2)} + q_{S1(zone3)}$ $q_{S1(zone1)} + q_{S1(zone2)} + q_{S1(zone4)}$
$q_{S21\ tot} = q_{S22\ tot} = q_{S23\ tot} = q_{S2\ tot} =$ $q_{S24\ tot} =$	$q_{S2(zone1)} + q_{S2(zone2)} + q_{S2(zone3)}$ $q_{S2(zone1)} + q_{S2(zone2)} + q_{S2(zone4)}$
$q_{S31\ tot} = q_{S32\ tot} = q_{S33\ tot} = q_{S3\ tot} =$ $q_{S34\ tot} =$	$q_{S3(zone1)} + q_{S3(zone2)} + q_{S3(zone3)}$ $q_{S3(zone1)} + q_{S3(zone2)} + q_{S3(zone4)}$
$q_{S31'\ tot} = q_{S32'\ tot} = q_{S33'\ tot} = q_{S3'\ tot} =$ $q_{S34'\ tot} =$	$q_{S3'(zone1)} + q_{S3'(zone2)} + q_{S3'(zone3)}$ $q_{S3'(zone1)} + q_{S3'(zone2)} + q_{S3'(zone4)}$
$q_{S11'\ tot} = q_{S12'\ tot} = q_{S13'\ tot} = q_{S1'\ tot} =$ $q_{S14'\ tot} =$	$q_{S1'(zone1)} + q_{S1'(zone2)} + q_{S1'(zone3)}$ $q_{S1'(zone1)} + q_{S1'(zone2)} + q_{S1'(zone4)}$

Connaissant l'expression des charges parasites récupérées sur chaque électrode, il est possible de remonter à l'expression des charges parasites récupérées sur chaque mode de détection (voir tableau III.5).

Tableau III.5. Différenciation entre les charges utiles du signal Coriolis et les charges parasites du couplage capacitif.

	Détection charges utiles et charges parasites : combinaison linéaire	Charges parasites seules	Charges parasite seules après simplification (voir tableau III.4)	Application numérique (en C) pour un espacement : - x = 5 μm - y = 65 μm
Mode z	$\begin{aligned} & ((S_{11} + q_{S11} \text{ tot}) \\ & - (S_{11}' + q_{S11}' \text{ tot}) \\ & + (S_{31}' + q_{S31}' \text{ tot}) \\ & - (S_{31} + q_{S31} \text{ tot})) \\ & + ((S_{12} + q_{S12} \text{ tot}) \\ & - (S_{12}' + q_{S12}' \text{ tot}) \\ & + (S_{32}' + q_{S32}' \text{ tot}) \\ & - (S_{32} + q_{S32} \text{ tot})) \\ & + ((S_{13} + q_{S13} \text{ tot}) \\ & - (S_{13}' + q_{S13}' \text{ tot}) \\ & + (S_{33}' + q_{S33}' \text{ tot}) \\ & - (S_{33} + q_{S33} \text{ tot})) \\ & + ((S_{14} + q_{S14} \text{ tot}) \\ & - (S_{14}' + q_{S14}' \text{ tot}) \\ & + (S_{34}' + q_{S34}' \text{ tot}) \\ & - (S_{34} + q_{S34} \text{ tot})) \end{aligned}$	$\begin{aligned} & (q_{S11} \text{ tot} \\ & - q_{S11}' \text{ tot} \\ & + q_{S31}' \text{ tot} \\ & - q_{S31} \text{ tot}) \\ & + (q_{S12} \text{ tot} \\ & - q_{S12}' \text{ tot} \\ & + q_{S32}' \text{ tot} \\ & - q_{S32} \text{ tot}) \\ & + (q_{S13} \text{ tot} \\ & - q_{S13}' \text{ tot} \\ & + q_{S33}' \text{ tot} \\ & - q_{S33} \text{ tot}) \\ & + (q_{S14} \text{ tot} \\ & - q_{S14}' \text{ tot} \\ & + q_{S34}' \text{ tot} \\ & - q_{S34} \text{ tot}) \end{aligned}$	$\begin{aligned} & 4(q_{S1}(\text{zone1}) + q_{S1}(\text{zone2}) \\ & - q_{S1}'(\text{zone1}) - q_{S1}'(\text{zone2})) \\ & + q_{S3}'(\text{zone1}) + q_{S3}'(\text{zone2}) \\ & - q_{S3}(\text{zone1}) - q_{S3}(\text{zone2})) \\ & + (3q_{S1}(\text{zone3}) + q_{S1}(\text{zone4}) \\ & - 3q_{S1}'(\text{zone3}) - q_{S1}'(\text{zone4}) \\ & + 3q_{S3}'(\text{zone3}) + q_{S3}'(\text{zone4}) \\ & - 3q_{S3}(\text{zone3}) - q_{S3}(\text{zone4})) \end{aligned}$	$1,54.10^{-12}$
Mode x	$\begin{aligned} & ((S_{11} + q_{S11} \text{ tot}) \\ & + (S_{11}' + q_{S11}' \text{ tot}) \\ & + (S_{31}' + q_{S31}' \text{ tot}) \\ & + (S_{31} + q_{S31} \text{ tot})) \\ & - (S_{21} + q_{S21} \text{ tot}) \\ & - ((S_{13} + q_{S13} \text{ tot}) \\ & + (S_{13}' + q_{S13}' \text{ tot}) \\ & + (S_{33}' + q_{S33}' \text{ tot}) \\ & + (S_{31} + q_{S33} \text{ tot})) \\ & - (S_{23} + q_{S23} \text{ tot}) \end{aligned}$	$\begin{aligned} & (q_{S11} \text{ tot} \\ & + q_{S11}' \text{ tot} \\ & + q_{S31}' \text{ tot} \\ & + q_{S31} \text{ tot}) \\ & - q_{S21} \text{ tot} \\ & - (q_{S13} \text{ tot} \\ & + q_{S13}' \text{ tot} \\ & + q_{S33}' \text{ tot} \\ & + q_{S33} \text{ tot}) \\ & + q_{S23} \text{ tot} \end{aligned}$	0	0
Mode y	$\begin{aligned} & ((S_{12} + q_{S12} \text{ tot}) \\ & + (S_{12}' + q_{S12}' \text{ tot}) \\ & + (S_{32}' + q_{S32}' \text{ tot}) \\ & + (S_{32} + q_{S32} \text{ tot})) \\ & - (S_{22} + q_{S22} \text{ tot}) \\ & - ((S_{14} + q_{S14} \text{ tot}) \\ & + (S_{14}' + q_{S14}' \text{ tot}) \\ & + (S_{34}' + q_{S34}' \text{ tot}) \\ & + (S_{34} + q_{S34} \text{ tot})) \\ & - (S_{24} + q_{S24} \text{ tot}) \end{aligned}$	$\begin{aligned} & (q_{S12} \text{ tot} \\ & + q_{S12}' \text{ tot} \\ & + q_{S32}' \text{ tot} \\ & + q_{S32} \text{ tot}) \\ & - q_{S22} \text{ tot} \\ & - (q_{S14} \text{ tot} \\ & + q_{S14}' \text{ tot} \\ & + q_{S34}' \text{ tot} \\ & + q_{S34} \text{ tot}) \\ & + q_{S24} \text{ tot} \end{aligned}$	$\begin{aligned} & (q_{S1}(\text{zone3}) \\ & + q_{S1}'(\text{zone3}) \\ & + q_{S3}'(\text{zone3}) \\ & + q_{S3}(\text{zone3})) \\ & - q_{S2}(\text{zone3}) \\ & - (q_{S1}(\text{zone4}) \\ & + q_{S1}'(\text{zone4}) \\ & + q_{S3}'(\text{zone4}) \\ & + q_{S3}(\text{zone4})) \\ & + q_{S2}(\text{zone4}) \end{aligned}$	$2,78.10^{-14}$

Sur le routage actuel, nous avons un espacement $x = 5 \mu m$ dans la zone 1 et un espacement $y = 65 \mu m$ dans la zone 2. D'après nos calculs, nous récupérons $1,54.10^{-12} C$ de charges parasites sur le mode z.

Connaissant le facteur d'échelle théorique du microgyromètre, $\sim 2,0 \cdot 10^{-15} C/(\circ/s)$, il est possible de donner une vitesse de rotation équivalente du couplage capacitif. Nous avons 770 \circ/s en vitesse de rotation équivalente.

Théoriquement, nous ne récupérons aucune charge parasite sur le mode x : les charges parasites se compensent. En revanche, nous récupérons $2,78 \cdot 10^{-14} C$ de charges parasites sur le mode y. Nous avons 13,9 \circ/s en vitesse de rotation équivalente.

Nous pouvons conclure que les modes x et y seront beaucoup moins touchés par le couplage capacitif que le mode z.

En revanche, les charges parasites sur le mode z dépendent de la valeur des espacements x et y. Ainsi, il est possible de trouver un optimum sur les espacements x et y pour diminuer les charges parasites (voir figure III.20).

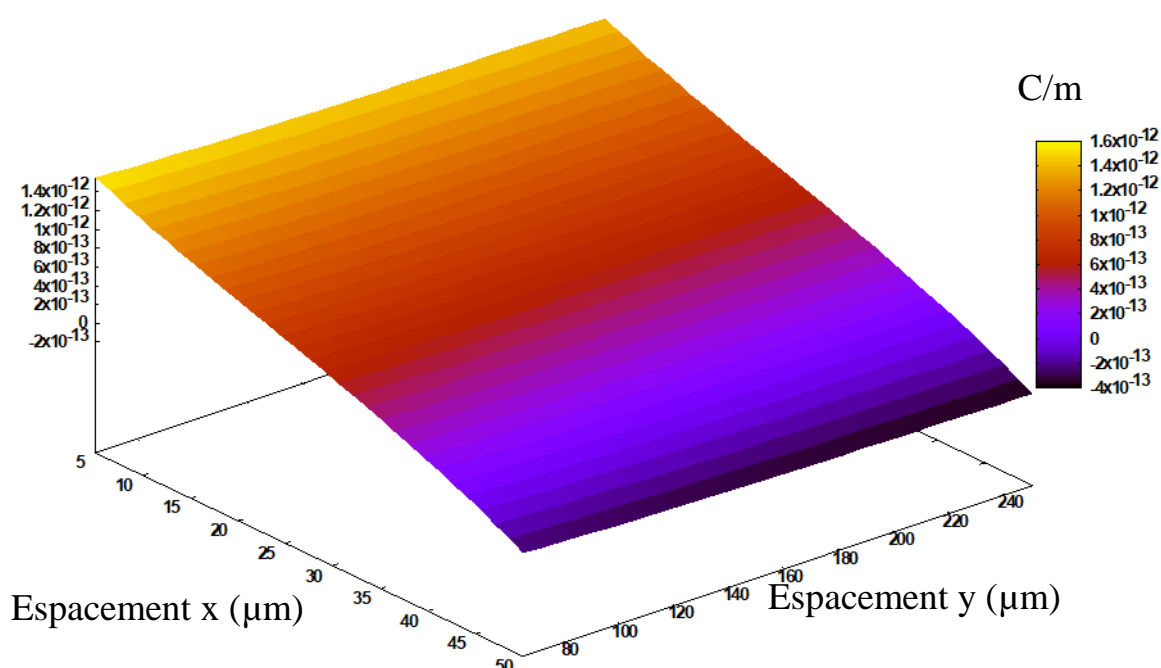


Figure III.20. Cartographie 3D en couleur de l'amplitude des charges parasites sur le mode z en fonction des espacements x et y.

La cartographie présentée dans la figure III.20 montre que le paramètre critique est l'espacement x : il doit être le plus élevé possible. Cela revient à augmenter le couplage capacitif sur les électrodes S1 et S1' dans la zone 1.

En tenant compte de l'encombrement, il est possible de faire varier x entre 5 et 50 μm . En augmentant l'espacement x, nous pouvons diminuer d'un ordre de grandeur les charges parasites récupérées sur le mode z. Théoriquement il serait possible d'avoir une compensation parfaite des charges (voir figure III.21).

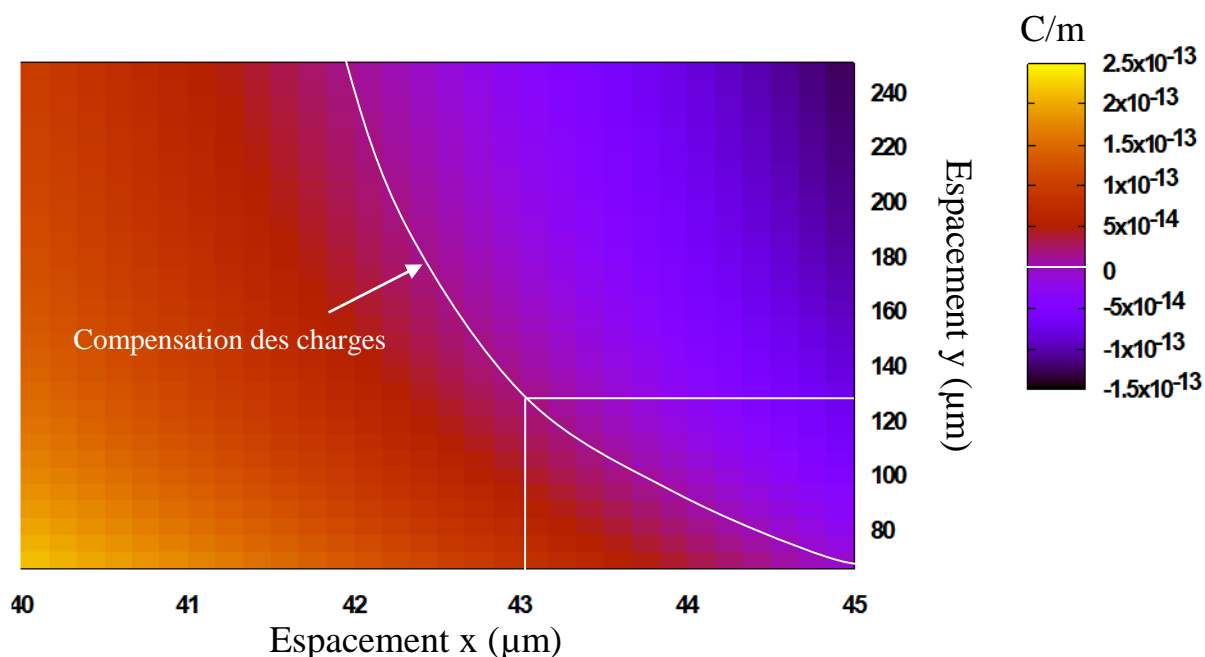


Figure III.21. Cartographie 2D en couleur de l'amplitude des charges parasites sur le mode z en fonction des espacements x et y. Zoom sur la zone où nous avons compensation des charges parasites.

En revanche cela demande une précision sur l'espacement x inférieure au micron : ce qui semble technologiquement peu envisageable. En effet, un alignement inférieur au micron n'est pas envisageable pour un alignement double face.

En résumé, nous avons actuellement un couplage capacitif équivalent à **770 °/s** sur le **mode z**, **0 °/s** sur le mode x et **13,9 °/s** sur le **mode y**. Nous n'avons pas pris en compte les défauts d'alignement qui peuvent intervenir lors de la fabrication du système de transduction.

Les charges sur le mode z dépendent des espacements x et y, en augmentant l'espacement x il est possible de diminuer d'au moins un ordre de grandeur les charges parasites sur le mode z.

Pour ce qui concerne le couplage en quadrature, celui-ci n'a pas été quantifié au niveau du routage, cependant une première analyse rapide de la configuration du routage montre un couplage piézoélectrique probablement **faible** au niveau du routage pour les **modes x et y** et **élevé** pour le **mode z**.

Sans tenir compte du routage, des charges du pilote sont détectées par les électrodes de détection. A l'aide de simulations, nous obtenons une vitesse de rotation équivalente de **942 °/h** pour les **modes x et y** et de **5311 °/h** pour le **mode z** (avant démodulation synchrone).

Le routage utilisé actuellement n'est pas nécessairement le routage idéal, d'autres solutions pourront sous doutes être trouvées afin de diminuer les couplages en quadrature et en phase.

Sur la structure du gyromètre, des plans de masse et une utilisation plus astucieuse de la détection pilote peuvent être mis en place afin de diminuer les couplages en phase avec le signal Coriolis.

Nous pouvons enfin éliminer les résidus de charges parasites en les compensant à l'aide de peignes capacitifs placés sur la structure du gyromètre. En effet, nous pouvons envoyer un signal de signe opposé sur les électrodes parasitées afin d'éliminer les charges parasites : cette technique est utilisée sur le VIG (Vibrating Integrated Gyro) de l'ONERA [5].

Enfin, un dimensionnement plus intéressant des électrodes de détection pourrait aussi permettre de trouver un juste milieu entre la récupération des charges de la détection et la récupération des charges parasites du pilote.

III.4. Bibliographie

- [1] Roland, I., Masson, S., Ducloux, O., Le Traon, O., & Bosseboeuf, A. (2011). GaAs-based tuning fork microresonators: A first step towards a GaAs-based Coriolis 3-axis micro-vibrating rate gyro (GaAs 3-axis μ CVG). *Sensors and Actuators A: Physical*, 172(1), 204-211.
- [2] Roland, I. (2012). *Conception et évaluation des performances d'un microgyromètre vibrant triaxial en GaAs à structure plane* (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [3] Guerard, J., Masson, S., Janiaud, D., Taibi, R., Chartier, C., Pernice, M., ... & Le Traon, O. (2012). Improved performance with Quartz Coriolis vibrating gyros. In *Inertial Sensors and Systems 2012. 6 th Annual Conference. September 18-19, 2012. Karlsruhe, Germany.*. Karlsruhe Institute of Technology(KIT).
- [4] Le Traon, O., Masson, S., Guerard, J., Levy, R., Chartier, C., & Janiaud, D. (2015). *U.S. Patent No. 8,978,473*. Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
- [5] Descharles, M. (2011). *Microcapteurs résonants et électroniques associées: modélisation conjointe et optimisation* (Doctoral dissertation, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI).

Chapitre IV. Gravure ionique réactive du GaAs semi-isolant pour la fabrication de microstructures mécaniques

IV.	Gravure ionique réactive profonde du GaAs semi-isolant pour la fabrication de microstructures mécaniques	76
IV.1.	Introduction	76
IV.2.	Protocole expérimental	76
IV.3.	Choix des paramètres de gravure	80
IV.4.	Principaux paramètres de gravure	84
IV.4.1.	Cinétique de la gravure	84
IV.4.2.	Sélectivité de gravure, anisotropie et rugosité des flancs	86
IV.5.	Dépendance de la gravure avec le rapport d'aspect (ARDE) et effet de « microloading »	89
IV.6.	Gravure traversante d'un wafer	92
IV.7.	Conclusion	95
IV.8.	Bibliographie	97

IV. Gravure ionique réactive profonde du GaAs semi-isolant pour la fabrication de microstructures mécaniques

IV.1. Introduction

L'Arséniure de Gallium (GaAs) est un semi-conducteur III-V très utilisé depuis longtemps en optoélectronique, dans les circuits intégrés hyperfréquences (MMIC) et dans les systèmes optoélectroniques [1-2]. Par conséquent, l'intégration de fonctions optiques et électroniques sur wafers de GaAs s'appuie sur une large base technologique. Le GaAs monocristallin a également des propriétés mécaniques, thermiques, piézorésistives et piézoélectriques bien adaptées à la réalisation de systèmes Micro-(Opto) Electro-mécaniques (M(O)EMS) [4-7]. La combinaison de toutes ces caractéristiques avec la disponibilité de wafer de GaAs semi-conducteur ou semi-isolant jusqu'à 150 mm de diamètre fait du GaAs un bon candidat pour la technologie MEMS. Le GaAs semi-isolant est notamment un substrat très prometteur pour les résonateurs inertiels piézoélectriques à haute performance [8,9] et pourrait remplacer le quartz monocristallin pour certaines applications nécessitant un approvisionnement sûr de substrats de haute qualité et de grande surface. Malgré tous ses avantages, le GaAs n'est pas un matériau souvent utilisé pour les MEMS piézoélectriques et la plupart des publications sur les MEMS ou les MOEMS GaAs sont basés sur une fabrication par micro-usinage de surface. L'une des raisons de ce manque de diversité est le manque de procédés de micro-usinage de volume adaptés, comme couramment utilisé dans la technologie MEMS silicium. La gravure anisotrope profonde de wafers de GaAs peut être réalisée par gravure chimique humide, mais pour de grandes profondeurs, l'apparition de figures d'attaques sur les parois latérales [10,11] entraîne des couplages mécaniques indésirables dans les microstructures mécaniques. A notre connaissance, la gravure sèche profonde du GaAs a été principalement étudiée pour des vias (trous) dans les MMIC jusqu'à 80-200 μm [12-19] seulement, sauf dans [20] où la gravure jusqu'à 300 μm a été démontrée. Nous avons effectué précédemment des tests préliminaires de gravure ionique réactive profonde (DRIE) de GaAs jusqu'à 400 μm avec une couche de masquage en Ni [9-10] mais cette profondeur de gravure n'a pu être atteinte que pour des tranchées de 500 μm de large, les caractéristiques de reproductibilité et de gravure n'étaient pas satisfaisantes et non caractérisées en détail. Dans le cadre de ce travail, nous étudions la gravure ionique réactive de wafers de GaAs semi-isolant (100) dans un plasma chloré jusqu'à 450 μm , i.e. l'épaisseur totale d'un wafer de 100 mm. L'effet des conditions de gravure et des couches de masquage sur la vitesse de gravure, l'anisotropie et la sélectivité ainsi que les questions liées à la gravure traversante du GaAs sont étudiées dans cette thèse. Nous avons de plus caractérisé la rugosité des flancs de gravure ainsi que :

- la dépendance de la gravure avec le rapport d'aspect (ARDE), i.e. la dépendance de la profondeur gravée avec le rapport profondeur gravée sur ouverture de la tranchée,
- l'effet de « microloading », i.e. la dépendance de la vitesse de gravure avec la densité locale des ouvertures.

IV.2. Protocole expérimental

IV : Gravure ionique réactive profonde du GaAs semi-isolant pour la fabrication de microstructures mécaniques

Les échantillons de GaAs pour les tests de gravures étaient des substrats de $25\text{mm} \times 20\text{mm}$. Les échantillons sont obtenus après dépôt, structuration et découpe d'un wafer de GaAs (100) dopé au carbone, de 100 mm de diamètre, semi-isolant et de $450\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. La taille des échantillons a été choisie pour souci d'économie et pour éviter des effets de « macro-loading » qui limitent à $200\ \mu\text{m}$ la profondeur gravée lorsque le wafer de GaAs de 100 mm , en entier, avec la même densité de motifs, était utilisé.

Un film de $3\ \mu\text{m}$ d'épaisseur en nickel polycristallin électrodéposé et une résine AZ9260 photosensible de $70\ \mu\text{m}$ d'épaisseur ont été testés comme couches de masquage. Le nickel a été choisi à cause de son faible taux de pulvérisation et sa faible réactivité au Cl_2 par rapport à d'autres métaux comme Cr ou Ti. Ainsi, nous attendons du nickel une sélectivité de gravure élevée par rapport au GaAs. Ceci est cohérent avec les travaux déjà publiés [12, 16]. Pour des profondeurs de gravure plus faibles, le Ni pulvérisé pourrait aussi être utilisé à la place du Ni électrodéposé comme démontré dans [21] pour la gravure ionique réactive profonde du quartz. Les potentiels inconvénients propres au Ni sont la rugosité des bords du masque due à sa taille de grain ($45\text{-}300\text{ nm}$ [22]) et sa tendance à générer du micromasquage. Avec la résine photosensible, on s'attend à des bords moins rugueux et un micromasquage plus faible avec cependant une faible sélectivité de gravure et une dégradation potentielle de l'anisotropie à cause de la gravure latérale progressive. Une épaisseur de résine très épaisse est donc nécessaire.

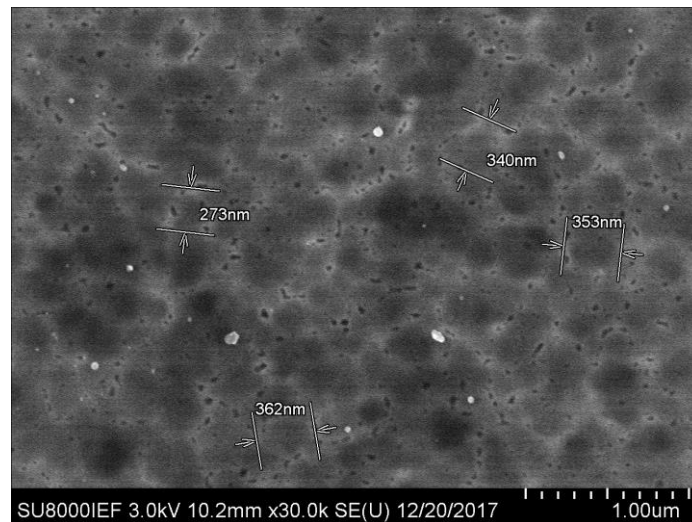


Figure IV.1. Image MEB de la surface de la couche de masquage en Ni avec quelques valeurs de la taille des grains.

Des échantillons avec une couche de masquage en nickel ont été fabriqués par dépôt électrolytique d'une couche d'épaisseur $3\ \mu\text{m}$ à l'intérieur d'un moule d'épaisseur $14\ \mu\text{m}$ en résine photosensible AZ15nXT. Le moule en résine a été structuré à l'aide d'une lithographie UV standard sur une couche conductrice pulvérisée $\text{Cu}(100\text{ nm})/\text{Ti}(10\text{ nm})$. Le dépôt électrolytique a été réalisé à $20\ ^\circ\text{C}$ avec l'équipement décrit dans [23] en utilisant un bain sulfate $\text{NiSO}_4:\text{H}_2\text{O}$ (197 g/l), une anode en Ni et une densité de courant de 10 mA/cm^2 . La taille des grains résultante estimée à partir d'images MEB (Fig. IV.1) est aux alentours de 300 nm et la rugosité RMS de surface est de 21 nm . Le retrait de la résine photosensible était réalisé avec de l'AZ100. Ensuite, la couche conductrice Cu/Ti était retirée par la solution transeneTM BTP pour la gravure du cuivre et une solution tamponnée de HF pour la gravure du titane. Nous avons vérifié par Spectrométrie Dispersive en Energie que ce procédé mène à une surface en GaAs absente de tous résidus métalliques à l'extérieur des motifs de la couche de masquage en Ni.

Pour les expériences avec une couche de masquage en résine, le dépôt et la délimitation des motifs ont été réalisés comme suit :

Premièrement, nous avons déshydraté le wafer de GaAs à $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ pendant 5 min . Ensuite, une couche d'AZ9260 de $115\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur a été déposée sur le wafer de GaAs en 3 enrésinements successifs à 300 rpm pendant 3 s puis 900 rpm pendant 20 s avec une rampe de 1500 rpm/s . La résine a été recuite jusqu'à $110\text{ }^{\circ}\text{C}$ durant 4 min après le 1^{er} enrésinement, jusqu'à 110°C durant 8 min après le 2nd enrésinement, et jusqu'à $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ durant $4\text{h}30$ après le 3rd enrésinement. Après le dernier recuit, la plaque chauffante a été éteinte afin de refroidir lentement l'échantillon pour éviter la génération de fissures dans la résine. Les vitesses de montée en température durant les étapes de recuit ont été limitées à environ $10\text{ }^{\circ}\text{C/min}$ afin de permettre l'exodiffusion des solvants de la résine sans création de bulles. Le développement de la résine était réalisé dans de l'AZ400K : H_2O 2:3 pendant 9 min . L'évaporation des solvants et la densification durant les recuits, ainsi que la dissolution partielle pendant le développement réduisent l'épaisseur initiale de résine à $70\text{ }\mu\text{m}$. La dose d'exposition aux UV a été divisée en 4 étapes de durées égales suivies d'une pause pour atteindre une dose totale de 6500 mJ/cm^2 . Ces recuits optimisés, la dose d'exposition et les conditions de développement conduisent à un flanc de résine presque vertical (angle des flancs égal à 95° par rapport à la surface du substrat).

Pour les deux types de couche de masquage utilisées, un masque de lithographie UV avec des géométries comprenant différents jeux de motifs a été conçu pour étudier :

- la dépendance de la gravure avec le rapport d'aspect (ARDE), i.e. la dépendance de la profondeur gravée avec le rapport profondeur gravée sur ouverture de la tranchée,
- l'effet de « microloading », i.e. la dépendance de la vitesse de gravure avec la densité locale des ouvertures.

Pour évaluer l'effet de « microloading » des tranchées de largeur constante mais d'espacement variable ($50\text{ }\mu\text{m}$, $100\text{ }\mu\text{m}$, $200\text{ }\mu\text{m}$ et $300\text{ }\mu\text{m}$) ont été utilisées. Un exemple pour une largeur de tranchée égale à $300\text{ }\mu\text{m}$ est montré en figure IV.2a. Les motifs utilisés pour évaluer l'ARDE se composent de groupes de 3 motifs de tranchées d'une longueur de $3000\text{ }\mu\text{m}$, et de largeurs égales à $50\text{ }\mu\text{m}$, $100\text{ }\mu\text{m}$, $200\text{ }\mu\text{m}$, $300\text{ }\mu\text{m}$ ou $400\text{ }\mu\text{m}$ avec un espacement constant. Ceci est illustré en figure IV.2b dans le cas d'un espacement de $250\text{ }\mu\text{m}$. Enfin, la tranchée la plus fine pouvant être réalisée a été évaluée à partir d'ouvertures dans le masque de gravure de $10\text{ }\mu\text{m}$ à $25\text{ }\mu\text{m}$ séparées par des espaces de $5\text{ }\mu\text{m}$ à $25\text{ }\mu\text{m}$.

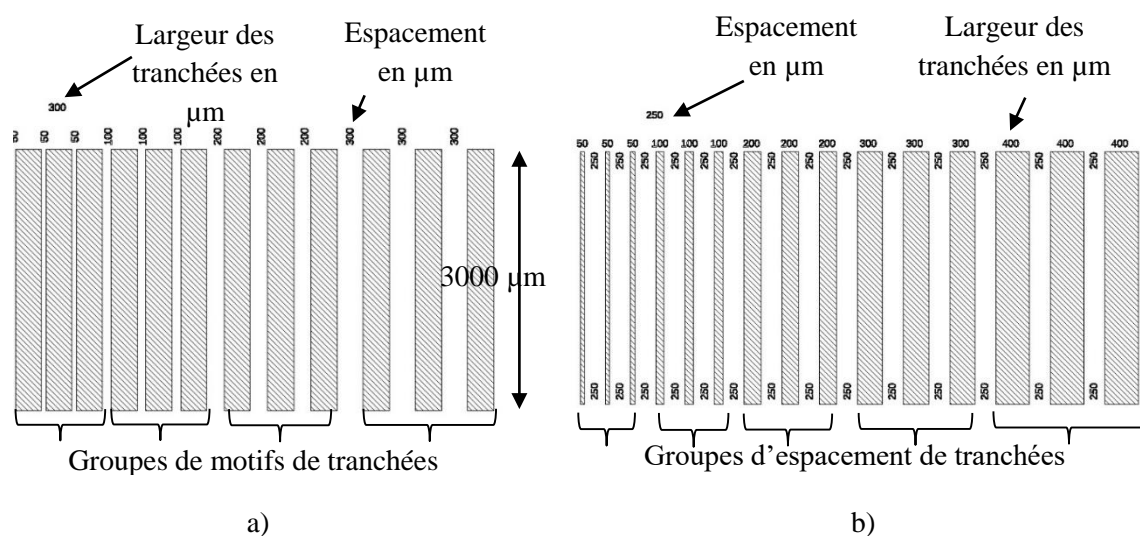


Figure IV.2. Exemples de motifs utilisés dans le masque gravure pour étudier a) l'effet de « microloading », et b) l'ARDE.

Juste avant gravure, les échantillons de GaAs ont été nettoyés et désoxydés dans une solution d'HCl:H₂O (1:4) pendant une minute. Le rinçage des échantillons a été réalisé pendant 1 min dans de l'eau déionisée, puis nous avons séché les échantillons sous un flux d'azote. De l'oxyde résiduel est censé rester, mais il semble que le BCl₃ attaque immédiatement ce type de couche oxydée [24].

Les expériences de gravure ont été effectuées dans un réacteur à plasma à couplage inductif (ICP) MESC Multiplex de la société STS en utilisant un mélange de gaz BCl₃ / Cl₂. Le réacteur (Fig. IV.3) a un porte-échantillon en alumine refroidi par l'arrière par une circulation d'hélium gazeux.

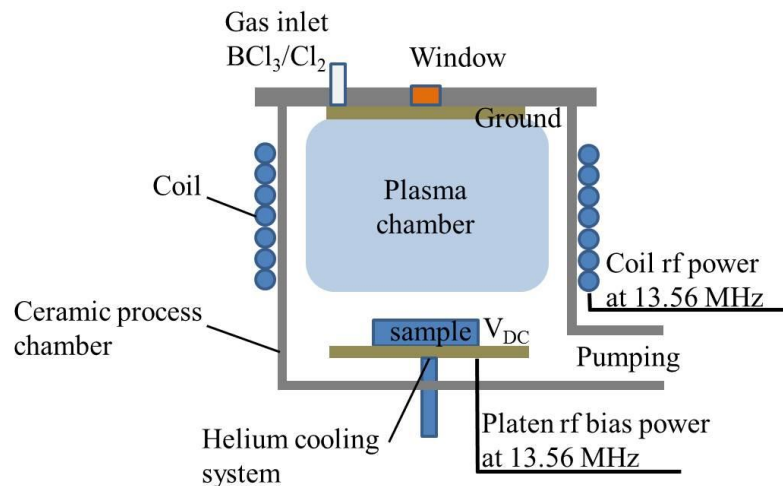


Figure IV.3. Dessin schématique du réacteur de gravure STS.

Cependant, pour des gravures de plusieurs centaines de μm qui requièrent un temps de gravure très long, la montée en température du substrat reste un problème majeur, car il conduit à des variations spatiales et dans le temps de la vitesse de gravure. De plus, dans les cas les plus graves, nous avons observé une brûlure de la couche de masquage en résine lorsqu'un bon contact thermique uniforme n'était pas réalisé.

Dans ce dernier cas, la température de l'échantillon peut s'élever à plus de 110 °C. La montée en température a été limitée en insérant soit une graisse thermique, soit un film d'huile Fomblin™, soit un disque en graphite entre les wafers et le porte-substrat. Parmi ces trois solutions, le film d'huile pour pompe à vide Fomblin™, combiné avec un film sec de résine photosensible laminé sur la face inférieure du wafer jouant le rôle de couche de protection contre d'éventuelles contaminations, a donné les résultats les plus satisfaisants. Les profondeurs de gravure ont été mesurées par microscopie optique numérique avec un microscope Keyence VHX-5000 équipé d'un objectif 100X pour obtenir une faible profondeur de champ, en utilisant la différence de hauteur de focalisation entre la surface supérieure et le bas des tranchées. Les mesures ont été réalisées au niveau de la tranchée centrale dans chaque groupe de 3 tranchées afin d'éviter de possibles effets de bords. La précision des mesures est estimée à $\pm 1 \mu\text{m}$ lorsque le bas des tranchées est suffisamment lisse. Quand il y avait formation de micropiliers lors de la gravure, la focalisation a été réalisée au bas des pics de GaAs. Dans ces conditions, la précision des mesures de la profondeur gravée est difficile à estimer, mais est clairement dégradée.

IV.3. Choix des paramètres de gravure

Les principaux paramètres de gravure réglables sont la puissance de la bobine et du plateau (la polarisation de l'échantillon – V_{bias}), la tension du plateau, les débits de gaz, le rapport des quantités de gaz, la pression de la chambre et la température du porte-échantillon. Ces paramètres de gravure ont été choisis à partir d'une analyse grossière de l'effet des paramètres de gravure, à partir d'une étude des conditions de gravure utilisées dans les articles publiés où des procédés similaires de gravure profonde avec les mêmes gaz ont été développés, et à partir d'expériences préliminaires avec différentes séries de paramètres variables. Les effets des paramètres de gravure (voir fig. IV.3) peuvent être estimés approximativement à partir de l'analyse suivante :

La puissance de la bobine RF à 13,56 MHz contrôle la valeur du champ magnétique dans la chambre contenant le plasma. Ce champ magnétique augmente la densité des ions dans le plasma et les espèces neutres réactives sans une augmentation significative de l'énergie des ions. L'augmentation de la puissance de la bobine RF est donc censée augmenter principalement la vitesse de gravure. La puissance du bias RF du plateau à 13,56 MHz contrôle la polarisation de l'échantillon par rapport au plasma et l'énergie des ions. Elle permet d'ajuster la quantité de gravure chimique par rapport à la quantité de gravure physique et donc, affecte la vitesse de gravure, l'anisotropie et la sélectivité. La pression de la chambre contrôle la quantité d'ions et d'espèces neutres réactives, leur énergie, ainsi que leur directivité. Une augmentation de la pression dans la chambre devrait favoriser une gravure chimique par rapport à la gravure physique et devrait augmenter la vitesse de gravure et réduire l'anisotropie.

La quantité de Cl_2 dans le mélange de gaz contrôle la vitesse de gravure chimique : Cl_2 réagit avec Ga et As pour produire $GaCl_3$ et $AsCl_3$ entre 330K et 600K. L'étape limitante est la formation, et non la désorption d' $AsCl_3$ [25]. BCl_3 est un gaz de gravure moins efficace pour le GaAs, mais à un effet « getter » de vapeur d'eau dans la chambre de gravure. De plus, BCl_3 attaque l'oxyde natif sur le substrat et augmente la reproductibilité du procédé de gravure en réduisant le micromasquage. Dans un plasma de BCl_3 , on peut s'attendre à la formation d'ions lourds comme BCl_3^+ , BCl_2^+ , plus lourd que Cl^+ et Cl_2^+ qui peuvent favoriser l'anisotropie grâce à leur énergie cinétique plus importante et leur meilleure directivité [26]. BCl_3 peut aussi être utilisé comme inhibiteur dans le procédé de gravure pour améliorer l'anisotropie. Des débits élevés de Cl_2 et de BCl_3 devraient augmenter la vitesse de diffusion, limiter la déplétion des espèces réactives et donc limiter l'effet de « macro et micro-loading » (dépendance de la vitesse de gravure par rapport à la surface totale de gravure et par rapport à la densité locale des ouvertures).

Enfin, la température du porte-substrat et, par conséquent, la température du wafer sont susceptibles d'augmenter la vitesse de gravure si la gravure est limitée par la vitesse de réaction chimique. Le tableau 1 résume l'effet attendu des conditions de gravure sur les principales caractéristiques de la gravure.

Tableau IV.1. Effet qualitatif des paramètres de gravure ICP sur certaines caractéristiques de gravure.

Paramètres de gravure:	Anisotropie	Sélectivité élevée	Vitesse de gravure élevée
Puissance élevée du plateau			
(RF bias)	+++	---	+++
Puissance de bobine élevée			
(RF coil)	---	-	++
Basse pression	++	-	-
Débit élevé du BCl₃	+++	+	-
Débit élevé de Cl₂	---	---	++

Le tableau IV.2 présente une compilation des paramètres de gravure utilisés dans une sélection d'articles publiés ainsi que les principales caractéristiques de gravure qui en résultent. Il montre que les travaux publiés sur la gravure profonde du GaAs ont principalement porté sur des profondeurs de 80-200 μm pour des ouvertures de vias de 20-70 μm de diamètre. Dans tous les cas, des valeurs similaires pour la puissance du plateau et de la bobine ont été utilisées, tandis que la pression de la chambre, les débits de gaz et les rapports de quantité des gaz sont très variables selon les publications considérées. De manière générale, une vitesse de gravure élevée a pu être atteinte.

Tableau IV.2. Compilation des paramètres de gravure profonde ICP et des caractéristiques de gravure publiés sur le GaAs.

Numéro de la référence								Ces travaux
	[12]	[13]	[14][15]	[16]	[17]	[18]	[19]	
Couche de masquage (R*, Ni*)	R ou Ni	R	R	R ou Ni	R	R	R	R ou Ni
Ouverture du masque (μm)	20-30	40	30-50	60	70	50	...	50-400
Profondeur gravée max (μm)	100	100	100	200	100	206	1,2	450
Pression dans la chambre (mbar)	$6,7 \cdot 10^{-3}$	$9,3 \cdot 10^{-3}$ - $2,3 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$ - $2,4 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$ - $6,7 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$
Puissance de la bobine (W)	750	700	800-1200	950	800	950	300	800

IV : Gravure ionique réactive profonde du GaAs semi-isolant pour la fabrication de microstructures mécaniques

Puissance du plateau (W)	150	50-200	115-155	90	150	80	100	125
Polarisation du plateau (V)	350	211-428	30-105	...	0-550	650
Débit BCl₃ (sccm)	32	20	1 - 2	...	NA	...	20	15
Débit Cl₂ (sccm)	8	40	8 - 9	...	Cl ₂ avec Ar	...	0	1
Rapport BCl₃/Cl₂	4	0,5	≈0,18	...	-	1/3	Uniquement BCl ₃	15
Température du porte-substrat (°C)	10	20	...	20	20 - 300	20	20	20
Vitesse de gravure (µm/min)	0,5 – 2,5	1 – 4,5	3 - 6	4	6,7	4	0,3	0,9 – 1,7
Anisotropie (inclinaison des flancs) (°)	≈102° avec R ≈89° avec Ni	≈89°	≈105°/ ≈100°/ ≈108°	faible	faible	faible	...	≈89°
GaAs/masque sélectivité	≈7 avec R Pas d'info. avec Ni	Pas d'info.	1 to 32	12 avec R 200 avec Ni	20	Pas d'info.	3-7	10 avec R 200 avec Ni
Rugosité RMS de la surface des flancs (nm)	élevée	élevée	élevée	< 1	1-338

*R=Résine

*Ni=Nickel

Dans le cas du micro-usinage de GaAs pour des applications MEMS, la gravure de larges tranchées plutôt que des vias est nécessaire. Ainsi, des tests préliminaires sur des tranchées de 100 µm de profondeur et de 100-400 µm de largeur ont été effectués pour sélectionner un ensemble de paramètres de gravure. Nous n'avons pas procédé à une analyse systématique de l'effet de chaque paramètre

individuellement. Au lieu de cela, en partant des travaux publiés (voir tableau IV.2), plus de 40 ensembles de paramètres ont été sélectionnés et testés pour optimiser les effets désirables tout en essayant de compenser les effets indésirables en ajustant d'autres paramètres (voir tableau IV.1). Certaines tendances générales ont pu être dégagées :

Pour quelques tests nous avons choisi une puissance de la bobine élevée (800 W) dans la gamme de valeurs utilisées dans les travaux publiés (700-1200 W). Les résultats ont montré qu'une pression supérieure à 20 mTorr et une puissance du plateau inférieure à 125 W mènent à une gravure isotrope en accord avec les analyses ci-dessus. Ceci est illustré par un exemple en figure IV.4 qui montre aussi un fond de tranchée très rugueux.

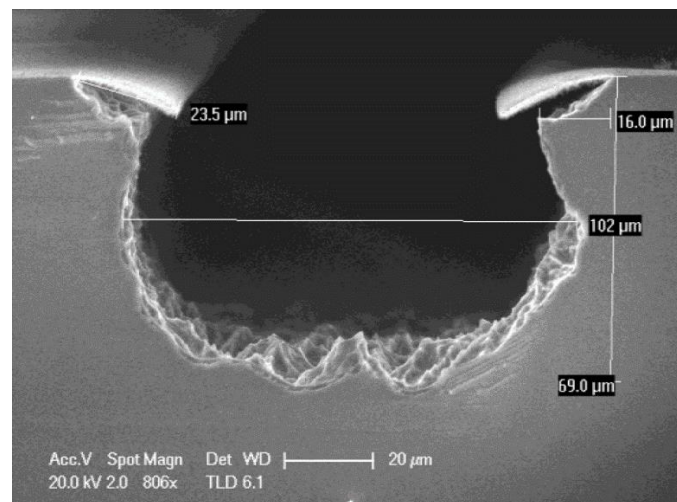


Figure IV.4. Profil de gravure d'une tranchée gravée avec une puissance du plateau de 80 W et une pression de 53 mbar dans la chambre.

Alors qu'une puissance du plateau supérieure à 125 W pourrait être avantageuse pour obtenir une vitesse de gravure élevée, ceci mène à une diminution de la sélectivité de gravure ainsi qu'à un échauffement plus important de l'échantillon : deux problèmes critiques dans cette étude de la gravure très profonde du GaAs. Ajoutons que pour des gravures non traversantes, une augmentation de la puissance du plateau pourrait réduire la rugosité [27] mais produirait plus de dommages en surface des fonds de tranchées ce qui est délétère à l'effet piézoélectrique et au facteur de qualité des résonateurs mécaniques sous vide [28]. Pour toutes ces raisons, ce paramètre a été fixé à 125 W durant les tests décrits dans la section suivante. La polarisation résultante durant le procédé de gravure s'élève à 650 V ($=V_{BIAS}$).

A cause de la courbure importante des parois latérales des tranchées pour des débits de gaz élevés et un rapport Cl_2/BCl_3 important, nous avons utilisé des débits et un rapport Cl_2/BCl_3 beaucoup plus faibles que ceux dans les travaux déjà publiés (voir tableau IV.2).

Les débits utilisés sont 1 sccm pour Cl_2 et 15 sccm pour BCl_3 , ce qui donne un rapport Cl_2/BCl_3 égal à 1/15. En conséquence, la vitesse de gravure résultante est assez basse (0,9-1,7 $\mu m/min$) en comparaison des travaux publiés.

L'ensemble des paramètres sélectionnés est donné dans la dernière colonne du tableau IV.2. Cette recette a été utilisée durant tous les tests décrits dans les sections suivantes.

IV.4. Principaux paramètres de gravure

IV.4.1. Cinétique de la gravure

Nous avons trouvé que la vitesse de gravure dépend largement de la couche de masquage. Les mesures qui suivent ont été réalisées sur des ouvertures ayant une longueur constante de 3 mm et la profondeur a été mesurée au milieu des tranchées. Nous avons trouvé une vitesse de gravure maximale de 0,8 $\mu\text{m}/\text{min}$ avec la couche de masquage en nickel et une vitesse de gravure maximale de 1,7 $\mu\text{m}/\text{min}$ avec le masque en résine pour des motifs ayant un faible rapport d'aspect. La vitesse de gravure avec le masque de gravure en nickel est donc beaucoup plus faible qu'avec le masque de résine et présente une faible reproductibilité des résultats de gravure. Nous attribuons ces résultats au micromasquage qui entraîne la formation de micropiliers (voir fig. IV.5) et donc à une augmentation artificielle de la surface effective gravée. Parce que ceci a été systématiquement observé pour différents jeux de paramètres autour de celui utilisé, mais non observé avec la couche de masquage en résine (voir Fig. IV.9 ci-dessous), nous pensons que les micropiliers sont dus à la pulvérisation du masque de nickel et à son redépôt à l'intérieur des tranchées durant le procédé de gravure plutôt qu'aux paramètres de gravure [29] ou aux résidus de surface [30]. Un micromasquage similaire avec formation de micropiliers est aussi couramment observé dans le cas de la gravure DRIE anisotrope du silicium, il est connu pour être favorisé par une anisotropie de gravure élevée et lorsqu'une couche de masquage en métal très sélective est utilisée [31].

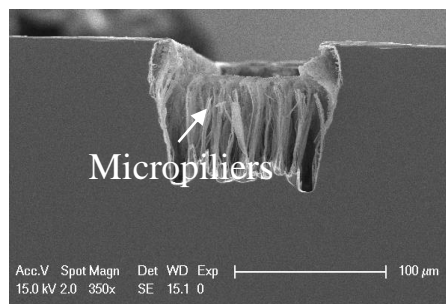


Figure IV.5 Image MEB d'un profil de gravure avec une couche de masquage en nickel et formation de micropiliers.

Par conséquent, avec le masque de nickel, la reproductibilité et l'homogénéité de la gravure sont faibles et la vitesse de gravure ne montre pas de dépendance claire avec le temps sauf après un temps de gravure de 3 heures (voir Fig. IV.6) : la surface effective de gravure devient alors trop importante et entrave le processus de gravure.

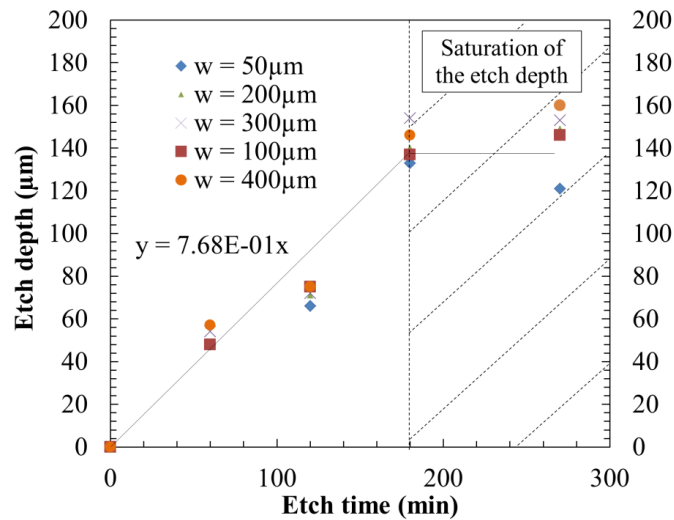


Figure IV.6. Profondeur gravée vs temps de gravure avec un masque en nickel pour des largeurs de tranchées entre 50 et 400 µm.

Pas d'informations supplémentaires ont pu être extraites des résultats de gravure avec un masque de nickel car le « micromasquage » occulte tous les autres effets. Avec la couche de masquage en résine, nous avons estimé la vitesse de gravure instantanée en dérivant la relation, non linéaire, de la profondeur gravée vs le temps de gravure (voir fig. IV.7).

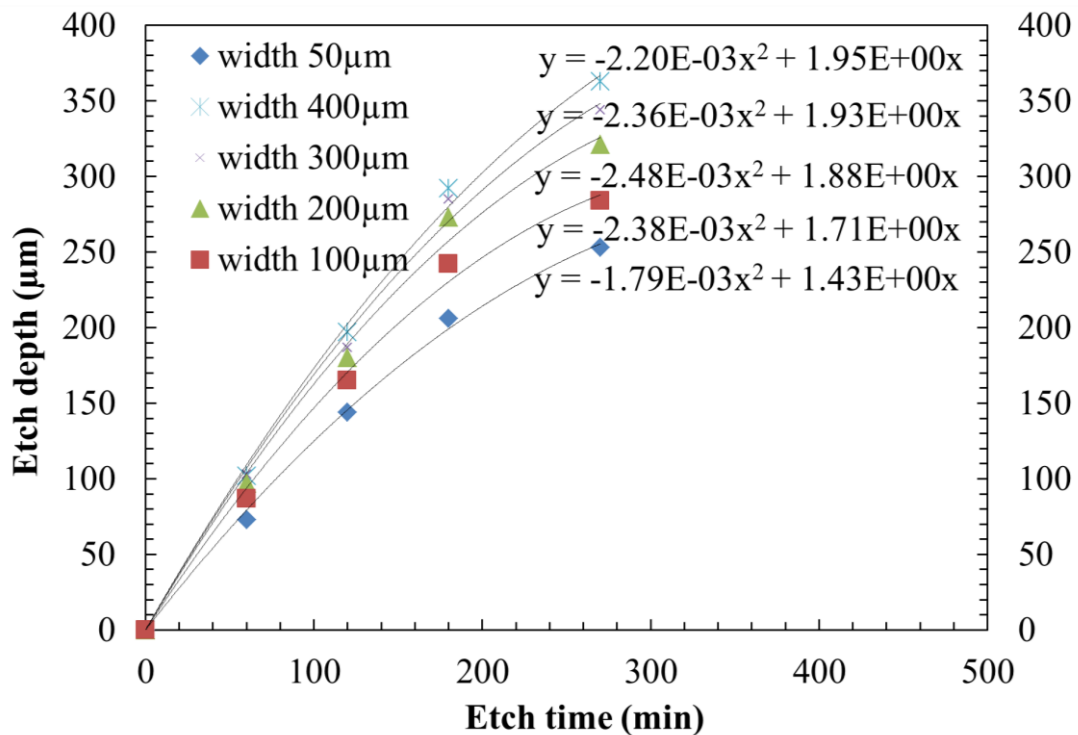


Figure IV.7 Profondeur gravée vs temps de gravure avec un masque de résine pour des largeurs entre 50 et 400 µm.

Dans les différents cas, la profondeur gravée finit par saturer, cet effet est plus prononcé lorsque la largeur des tranchées est étroite. Autrement dit, la vitesse de gravure instantanée décroît approximativement linéairement avec le temps. Ceci sera analysé plus en détail en section 5.

La figure IV.7 montre qu'avec une couche de masquage en résine : une vitesse de gravure suffisamment élevée ($> 1 \mu\text{m}/\text{min}$) et une profondeur de saturation supérieure à $350 \mu\text{m}$ peuvent être atteintes pour toutes les tranchées ayant une largeur supérieure à $100 \mu\text{m}$ pourvu que le temps de gravure soit suffisamment long. Par exemple, comme montré ci-dessous, pour des tranchées de $300 \mu\text{m}$ de large, l'épaisseur totale d'un wafer de 100 mm de GaAs ($450 \mu\text{m}$) peut être gravée en $6\text{h}30\text{min}$. La gravure DRIE du GaAs avec une couche de masquage en résine est donc intéressante pour la fabrication des MEMS par micro-usinage de volume.

IV.4.2. Sélectivité de gravure, anisotropie et rugosité des flancs

La sélectivité de gravure du GaAs a été évaluée entre 7 et 10 pour la couche de masquage en résine et entre 200 et 300 pour le masque de nickel. Ces valeurs sont en accord avec celles déjà publiées pour le Ni [12, 16] et la résine [13-15, 17-19]. La résolution des motifs peut atteindre $5 \mu\text{m}$ avec le masque de nickel alors qu'elle est limitée à environ $50 \mu\text{m}$ pour le masque de gravure avec la couche épaisse de résine. La résolution des motifs est limitée par les épaisseurs de résine utilisées pour le moulage du Ni électrodéposé ($14 \mu\text{m}$) et par l'épaisseur de la couche de masquage en résine ($70 \mu\text{m}$). Alors que la résolution des motifs pourrait être améliorée pour la couche de Ni en utilisant un moule en résine plus fin, l'épaisseur de la couche de masquage en résine est le minimum nécessaire pour la gravure traversante (voir section 6). L'élargissement par érosion latérale est jugée négligeable avec le masque en Ni, même pour une profondeur de tranchée de $150 \mu\text{m}$. En revanche, nous avons observé un élargissement de $70 \mu\text{m}$ après une gravure de $450 \mu\text{m}$ avec le masque en résine (fig. IV.8).

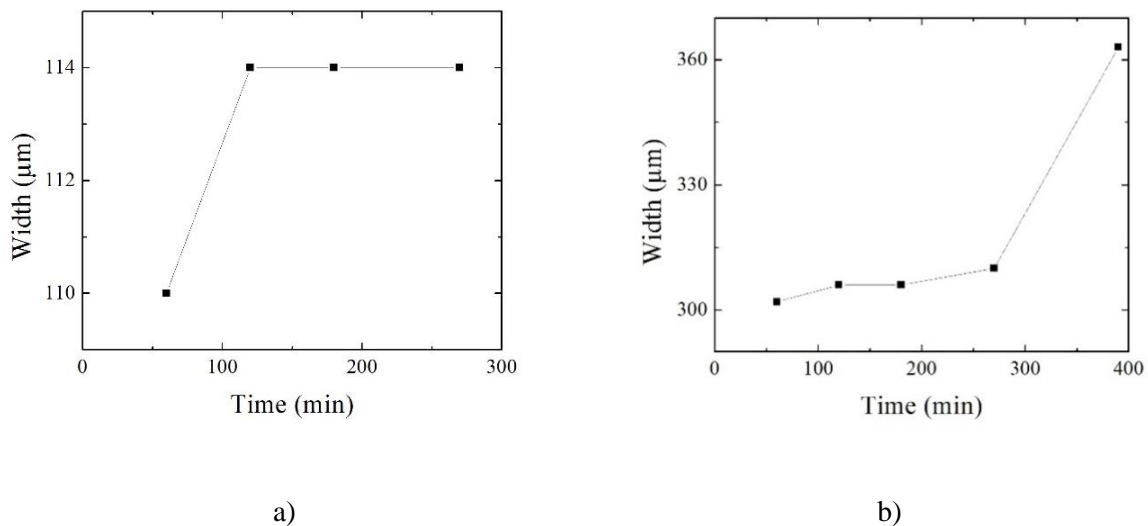


Figure IV.8. Largeur en haut de la tranchée vs temps de gravure pour a) des ouvertures de $100 \mu\text{m}$ et b) des ouvertures de $300 \mu\text{m}$.

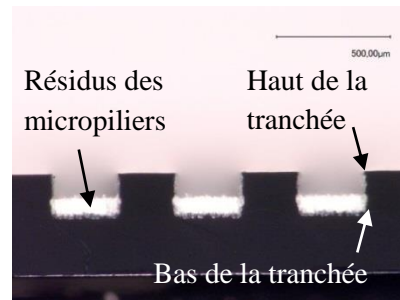
De manière générale, avoir des flancs lisses est important pour la fabrication de MEMS. Nous avons mesuré la topographie 3D de la surface des flancs avec un profilomètre optique interférométrique à décalage de phase (fig IV.9b et fig.IV.9c). Les échantillons gravés avec un masque de nickel ont des

IV : Gravure ionique réactive profonde du GaAs semi-insolant pour la fabrication de microstructures mécaniques

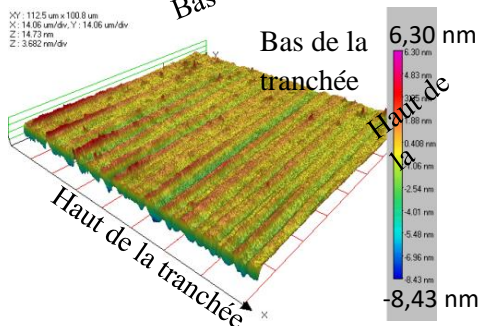
flancs avec une rugosité RMS de surface S_q égale à 338 nm et présentent des parois latérales avec quelques zones lisses entourées de couronnes près du sommet de la tranchée. Cette dernière caractéristique inattendue ne se produit généralement que pour de grandes profondeurs de gravure. Il semble qu'elle soit liée à une délamination partielle de particules de la couche protectrice qui s'est formée lors de la gravure, mais cela n'a pas pu être établi. La rugosité élevée des parois latérales à l'extérieur des surfaces lisses peut être partiellement liée à la taille de grains qui est d'environ 300 nm pour la couche polycristalline de nickel électrodéposé utilisée (voir fig. IV.1). Nous pourrions réduire la taille des grains en utilisant du nickel dopé au phosphore qui peut être amorphe [23]. Les échantillons gravés avec une couche de masquage en résine présentent une rugosité RMS de surface nettement plus faible ($S_q = 1 \text{ nm}$). Les formes ondulées d'environ 8 nm de crête à crête sont possiblement dues au transfert du motif des parois latérales du masque de résine.



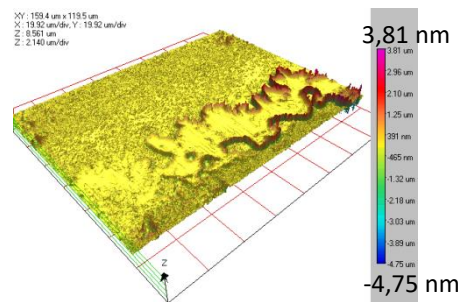
a) Image en microscopie optique du profil d'une tranchée de $300 \mu\text{m}$ de large gravée avec une couche de masquage en résine.



b) Image en microscopie optique du profil d'une tranchée de $300 \mu\text{m}$ de large gravée avec une couche de masquage en nickel.



c) Topographie 3D d'un flanc de tranchée lorsqu'un masque de gravure en résine est utilisé.



d) Topographie 3D d'un flanc de tranchée lorsqu'un masque de gravure en nickel est utilisé.

Figure IV.9. Profil de gravure et topographie de la surface des flancs. a), c) avec un masque en résine, b), d) avec un masque en nickel.

Comme prévu, pour des temps de gravure longs et avec un masque en résine, nous avons observé une érosion et une inclinaison des flancs du masque de gravure (figure IV.8.b). Comme détaillé plus loin en section 6, nous avons aussi observé une large augmentation de la rugosité des flancs de la structure finale lorsqu'une gravure traversante était réalisée. Pour des tranchées de profondeur $200 \mu\text{m}$, l'anisotropie du procédé de gravure pour les deux couches de masquage est bonne (fig.IV.9a et fig.IV.9c). Cependant la mesure de l'inclinaison des flancs des tranchées gravées avec la couche de masquage en nickel manque de reproductibilité à cause de la rugosité des flancs. La comparaison de la figure IV.9.a et IV.9.b montre que le résidu des micropiliers apparaît uniquement en fond des tranchées (zone blanche en fig.IV.9.c) :

une étape de nettoyage a été réalisée avant de prendre l'image. En fait, la hauteur des micropiliers est proche de la hauteur totale gravée comme c'était le cas en figure IV.5. Une étude plus poussée de l'anisotropie a été menée lors de l'utilisation d'une couche de masquage en résine (fig.IV.10 et fig.IV.11).

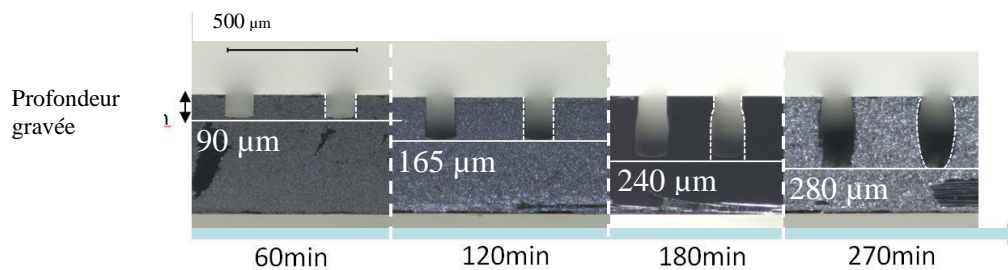
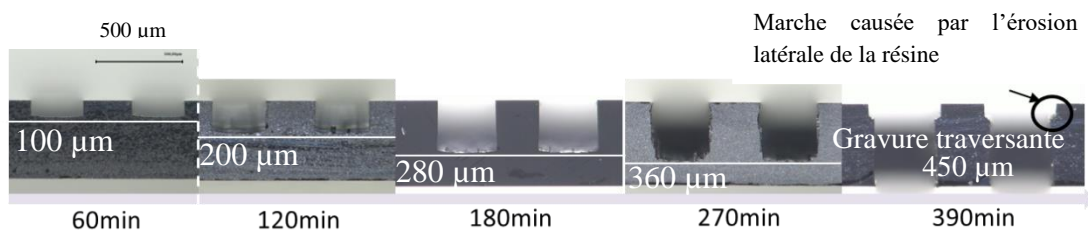
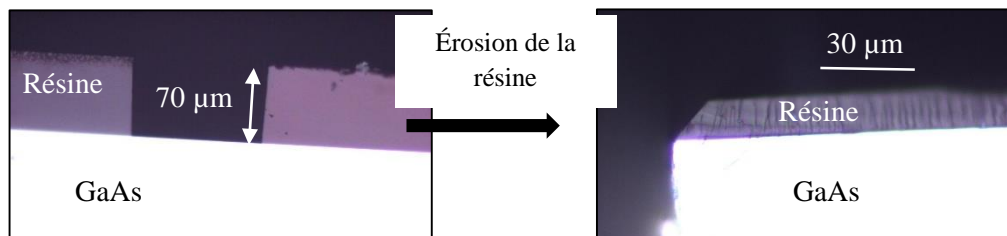


Figure IV.10. Image en microscopie optique de profils de gravure pour des tranchées de 100 μm de large et un temps de gravure croissant. Cette évolution des flancs de gravure a été observée pour des tranchées de largeur $\leq 100 \mu\text{m}$.



a)



b)

Figure IV.11. Image en microscopie optique de profils de gravures a) pour des tranchées de 300 μm de large et un temps de gravure croissant (cette évolution des flancs de résine a été observée pour des tranchées de largeur $\geq 200 \mu\text{m}$) b) Profil de la résine avant gravure et après gravure traversante montrant l'érosion latérale des flancs.

Avec le masque en résine, nous mesurons une inclinaison des flancs entre 88° et 90° . Il est intéressant de noter que pour des tranchées ayant une ouverture $\leq 100 \mu\text{m}$ il y a une courbure des flancs après 3 heures de gravure (Fig. IV.10). La courbure peut être due à la diffusion des ions au niveau des flancs du masque de gravure ou à la diffusion des ions causée par des effets de charge. Pour de larges ouvertures, la courbure des flancs est moins importante, cependant nous voyons clairement une érosion latérale de la résine après un temps de gravure de 270 min. L'érosion des flancs de la résine est un problème récurrent lorsque la sélectivité de gravure est faible. A cause de l'érosion de la résine, nous voyons (fig.

IV.11.a) une marche sur le haut des tranchées, ce qui peut être un problème pour certaines applications comme en micromécanique.

En résumé, le procédé de gravure avec un masque en résine induit une rugosité plus faible des flancs de gravure, par rapport à l'utilisation d'un masque en nickel, pas de micromasquage et donc une anisotropie plus reproductible. La gravure sèche profonde peut être utilisée avec des ouvertures plus larges que 100 μm . Le principal inconvénient du procédé est la formation d'une marche en haut de tranchée. Des solutions potentielles comme l'augmentation de la sélectivité de gravure (par exemple en réalisant des recuits à plus haute température $>110^\circ\text{C}$) ou l'utilisation d'une résine avec une viscosité plus élevée, pour avoir une épaisseur finale plus importante, pourraient éliminer le problème.

IV.5. Dépendance de la gravure avec le rapport d'aspect (ARDE) et effet de « microloading »

La dépendance de la gravure avec le rapport d'aspect (Aspect Ratio Dependent Etching – ARDE) est un paramètre critique car il induit une inhomogénéité de la profondeur gravée pour des ouvertures de différentes dimensions. Un moyen courant d'éviter l'effet délétère de l'ARDE est de concevoir des masques de gravure à ouvertures identiques. Cependant, cela peut être contraignant et réduit le champ d'application de la recette de gravure. Le procédé de gravure avec la couche de masquage en nickel ne semble pas sensible à l'ARDE (voir fig. IV.6). En fait, cela s'explique par la présence de micromasquage qui masque tous les autres effets de gravure. De plus, une re-pulvérisation de nickel plus importante dans les tranchées larges que dans les tranchées étroites peut compenser l'ARDE. Nous ne pouvons donc tirer aucune conclusion sur l'effet de l'ARDE lors de l'utilisation d'une couche de masquage en nickel.

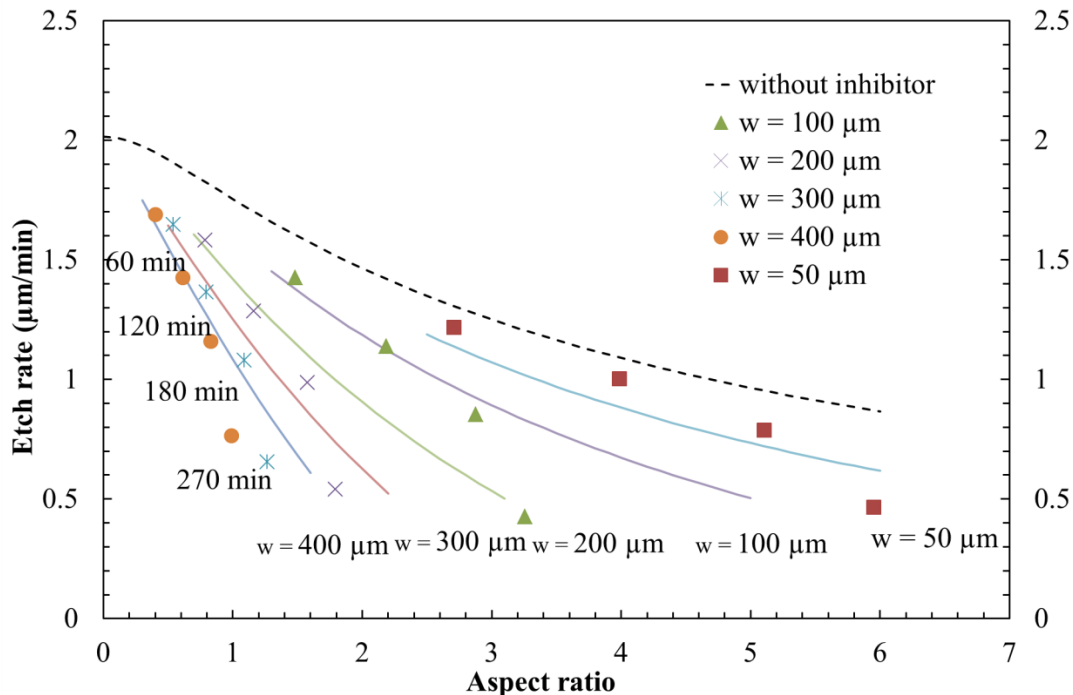


Figure IV.12. Vitesse de gravure vs le rapport profondeur gravée sur largeur de tranchée ($w = 50 / 100 / 200 / 300 / 400 \mu\text{m}$). Les symboles correspondent aux points expérimentaux. Les lignes continues correspondent à un ajustement par l'équation 4. La ligne en tirets correspond à un ajustement par l'équation 3.

Au contraire, le procédé de gravure avec la couche de masquage en résine présente un ARDE non négligeable (fig. IV.12) que nous avons analysé avec un modèle publié par A. D. Bailey [32]. Ce modèle couramment utilisé pour la gravure du GaAs dans un réacteur à plasma à couplage inductif (ICP), est un modèle de la synergie ion et éléments neutres basé sur la cinétique d'adsorption de Langmuir [33]. Le modèle de l'adsorption de Langmuir explique comment les espèces réactives se collent à la surface du GaAs. Selon ce modèle, la couverture des espèces réactives dépend principalement des sites de surface disponibles, du flux d'espèces neutres incident, et du flux d'ions qui détache les espèces neutres des sites occupés. La désorption spontanée est négligée. C'est pourquoi sans la désorption stimulée par les ions la vitesse de gravure serait nulle.

Nous avons appliqué le modèle décrit en détail par A. D. Bailey [32] (pour la gravure RIE et non DRIE) en utilisant les hypothèses suivantes :

Comme nous avons observé une anisotropie élevée, principalement pour des ouvertures supérieures à $100 \mu m$, nous avons supposé que la désorption stimulée par les ions se produit uniquement dans le fond des tranchées. Ainsi, l'ouverture angulaire des ions incidents est très étroite et le flux d'ions ne dépend pas du rapport d'aspect.

Nous supposons que toutes les molécules qui entrent en contact avec les flancs de gravure sont perdues, seules les particules voyageant en ligne droite ont été considérées. Le flux d'espèces neutres peut être déterminé à partir du modèle d'ombrage (shadowing model) [34] qui donne la décroissance du flux d'espèces neutres capable de rejoindre le bas des tranchées en fonction du rapport d'aspect noté A :

$$J_n(A) = J_{n0}n(A) = \frac{J_{n0}}{\sqrt{1+4A^2}} \quad \text{Equation 1}$$

Où J_{n0} est le flux d'espèces neutres en haut des tranchées.

Dans le cadre de ce modèle d'ombrage, le taux de couverture en régime permanent θ_e est donné par [33] :

$$\theta_e(A) = \left(1 + \frac{r_j}{n(A)}\right)^{-1} \quad \text{Equation 2}$$

Où $r_j = \eta_e J_i / (s_e J_{n0})$, η_e est le nombre de sites en surface libérés par impact d'ion, J_i la densité de courant d'ions, et s_e est le coefficient de collage.

Ainsi, selon A. D. Bailey [32] la relation entre la gravure favorisée par les ions et le taux de couverture des espèces réactives est donnée par :

$$E(A) = \frac{Y J_i \theta_e^0(A)}{\rho_{sub}} \quad \text{Equation 3}$$

Où Y est le rendement de pulvérisation ionique favorisée chimiquement, ρ_{sub} la densité atomique du substrat.

Nous avons mesuré les vitesses de gravure pour différentes ouvertures de tranchées avec un espacement de $250 \mu m$. Les résultats présentés en figure IV.12 montrent une dispersion élevée des points expérimentaux. Selon l'équation 3, la vitesse de gravure ne devrait être fonction que du rapport d'aspect et suivre la ligne en tirets. Cependant, on observe clairement une dépendance avec la largeur des tranchées ce qui caractérise la présence d'un inhibiteur de gravure. Dans ce cas la vitesse de gravure doit être réécrite comme [32] :

$$E_g(A, W) = E(A) - q_g n(A) \varepsilon(A) (A - A_0) \quad \text{Equation 4}$$

Où $\varepsilon(A) = 1 - \theta_e(A)$ et $q_g = s_g \cdot (J_{g0} / \sigma_g)$, J_{g0} est le flux d'inhibiteurs en haut des tranchées, $\sigma_g = \sigma_e$ est la densité surfacique des sites, s_g le coefficient de collage des inhibiteurs.

Les mesures expérimentales suivent les différentes lignes tracées à partir de l'équation 4 pour les cinq largeurs différentes de tranchée. L'inhibiteur de la gravure pourrait être BCl_3 qui adhère aux sites disponibles et ne réagit pas avec Ga ou As. De plus, BCl_3 empêche d'autres réactifs tels que Cl_2 de graver l'échantillon. Des inhibiteurs tels que la résine de la couche de masquage ou les produits de gravure tels que GaCl_3 ou AsCl_3 adsorbés sur la surface du GaAs peuvent également expliquer la dépendance avec la largeur des ouvertures. Pour une largeur donnée, la vitesse de gravure la plus élevée a été mesurée après un temps de gravure de 60 min, ensuite nous observons une diminution substantielle de la vitesse de gravure avec le temps et le rapport d'aspect. Les premiers points expérimentaux à 60 min semblent suivre la ligne en tirets ce qui montre que l'effet des inhibiteurs n'est visible que pour des temps de gravure longs ou des profondeurs gravées importantes. Au-delà d'un temps de gravure de 180 min, les points expérimentaux ne suivent pas strictement les courbes théoriques, la vitesse de gravure est plus faible que prévu par le modèle. Cela peut s'expliquer par l'érosion des flancs de la couche de masquage qui élargit les ouvertures ou conduit à une inclinaison des flancs. A partir des courbes ajustées, nous avons calculé un rapport $\eta/Y \approx 0,02$, ce qui signifie un rendement élevé de la pulvérisation ionique favorisée chimiquement par rapport au nombre de sites libérés par impact d'ions. En d'autres termes, on peut dire que les réactifs neutres réagissent le plus souvent avec Ga ou As avant la désorption stimulée par les ions, ce qui nous conduit à une recette de gravure performante.

Nous avons également constaté une dépendance de la vitesse de gravure avec l'espacement entre les ouvertures (fig. IV.13).

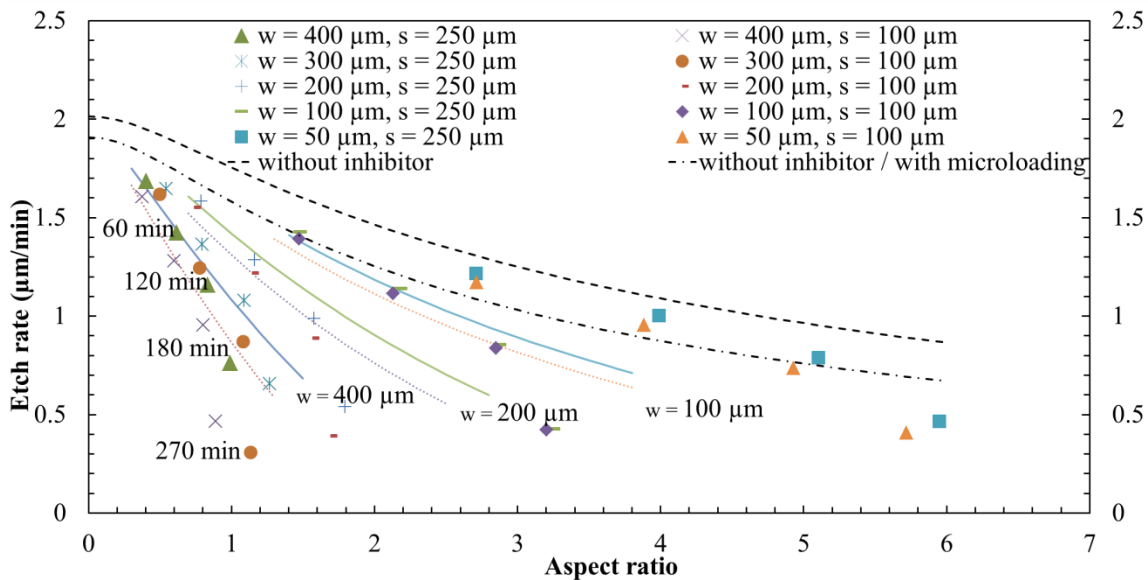


Figure IV.13. Vitesse de gravure vs le rapport profondeur gravée sur largeur de tranchée pour différents espacements ($s = 100 - 200 \mu\text{m}$) et différentes largeurs ($w = 50 \mu\text{m}, 100 \mu\text{m}, 200 \mu\text{m}, 300 \mu\text{m},$ ou $400 \mu\text{m}$). Les symboles correspondent aux points expérimentaux. Les lignes continues correspondent à un ajustement par l'équation 4 sans microloading. Les lignes en pointillés correspondent à un ajustement par l'équation 4 avec microloading. La ligne en tirets correspond à un ajustement par l'équation 3 sans microloading. La ligne en tirets et pointillés correspond à un ajustement par l'équation 3 avec microloading.

Comme montré en figure IV.13, la vitesse de gravure pour des lignes avec un espacement de $250 \mu\text{m}$ est plus importante que pour les lignes avec un espacement de $100 \mu\text{m}$. Cela devient très visible pour les ouvertures les plus larges. Pour ajuster les points expérimentaux avec l'équation 4 pour $s = 100 \mu\text{m}$, nous avons dû réduire de 32 % le flux des espèces neutres J_{n0} en haut des tranchées, ce qui correspond approximativement à la variation de la densité des ouvertures dans le masque de gravure. Ainsi, nous pouvons expliquer la vitesse de gravure plus faible pour des densités locales d'ouvertures plus élevées par une déplétion d'espèces neutres. Nous avons aussi observé un effet de « macro-loading » à l'échelle du wafer qui limite la profondeur gravée à $200 \mu\text{m}$.

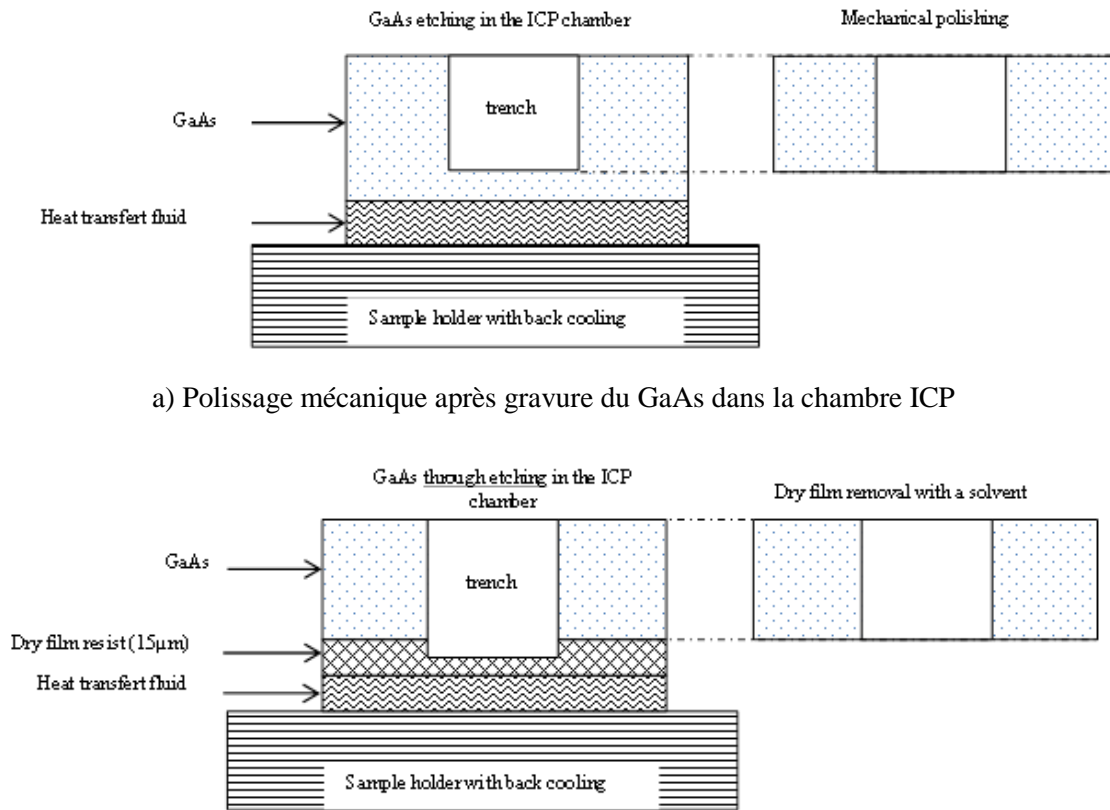
En conclusion, l'ARDE ne peut pas être étudié avec le masque de Ni à cause d'un micromasquage important. Dans le cas du masque de résine, la modélisation des expériences est en bon accord avec la présence d'un inhibiteur de gravure et montre une pulvérisation ionique favorisée chimiquement élevée ce qui nous mène à une vitesse de gravure qui dépend du rapport d'aspect et de la largeur des tranchées. Ceci peut-être contraignant lorsque l'on conçoit un masque de gravure. En effet, la taille des ouvertures dans la résine doit rester constante afin de garder les inhomogénéités de gravure aussi basses que possible.

Un autre paramètre qui peut favoriser les inhomogénéités de la profondeur est le « microloading ». Pour réduire le « microloading », un contrôle de la densité locale des ouvertures est nécessaire. D'autres moyens possibles pour réduire le « microloading » pourraient être une diminution de la largeur des ouvertures ou une augmentation des débits de Cl_2 et BCl_3 afin de changer de régime de gravure : de passer d'un régime limité par la diffusion à un régime limité par la réaction. Dans notre cas, nous n'avons pas vu une variation significative du « microloading » avec la largeur w des tranchées, la variation étant principalement liée à l'espacement s des tranchées. Nous avons tenté de réduire le « microloading » en augmentant les débits d'un facteur 2, mais l'amélioration n'était pas significative.

IV.6. Gravure traversante d'un wafer

Certaines applications nécessitent l'ouverture de motifs du haut en bas du wafer. Une façon courante de réaliser des vias à travers du GaAs ou du Si consiste à graver la plus grande partie de l'épaisseur de l'échantillon sur la face avant et d'effectuer une étape de polissage mécano-chimique (CMP) sur la face arrière pour enlever l'épaisseur restante (fig. IV.14.a). Cela permet d'éviter un contact entre le mélange gazeux réactif et la couche permettant un bon contact thermique. Ceci se produit lorsqu'un procédé de gravure sèche à travers tout un wafer est utilisé. Cependant, dans le cas de microstructures mécaniques, nous avons constaté que le polissage CMP provoque des contraintes élevées dans le matériau ce qui induit une rupture des structures les plus fines. En outre, ceci peut créer des défauts cristallins et une dégradation des propriétés piézoélectriques de surface. Ces défauts doivent alors être éliminés par une attaque chimique postérieure. Dans notre cas, la couche de transfert thermique est un film d'huile pour pompe à vide Fomblin™. Pour réaliser une gravure traversante, nous devons utiliser une couche d'arrêt afin d'éviter une décomposition du film d'huile par le plasma lorsque la face arrière est atteinte. Nous avons essayé d'insérer en dessous de l'échantillon une feuille de graphite ayant un taux de pulvérisation faible, mais son utilisation en tant que couche d'arrêt n'a pas été concluante en raison d'un mauvais contact thermique et mécanique. Comme illustré en figure IV.14b, nous avons sélectionné par la suite un film sec de résine photosensible d'épaisseur $15 \mu\text{m}$. Le film sec est laminé en surface arrière de l'échantillon pour être utilisé comme couche d'arrêt. Il s'agit d'une couche de protection appropriée car elle peut être laminée sur des surfaces ouvertes et/ou sur des surfaces structurées, ce qui n'est pas

possible avec une résine conventionnelle déposée par centrifugation. Le film sec n'a pas une conductivité thermique élevée, en revanche il est plutôt fin ($15 \mu\text{m}$) et il est en contact intime avec l'échantillon. Nous avons obtenu de meilleurs résultats avec ce film qu'avec la feuille de graphite. Laminer un film sec rendu conducteur thermiquement grâce à des nanoparticules métalliques serait intéressant, mais un tel film ne semble pas encore disponible.



a) Polissage mécanique après gravure du GaAs dans la chambre ICP

b) Retrait du film sec de résine à l'aide d'un solvant, après gravure traversante du GaAs dans la chambre ICP

Figure IV.14. Gravure traversante de motifs a) par gravure gravure en face avant et polissage mécanique en face arrière b) par gravure traversante avec une couche de protection en face arrière.

La variation de l'épaisseur totale (TTV) du wafer de GaAs et l'uniformité de la gravure sèche sont des paramètres critiques pour la gravure traversante de wafer, car ils définissent la sélectivité requise pour la couche d'arrêt. Des wafers avec un TTV faible ($4 \mu\text{m}$) ont été utilisés pour les tests de gravures traversantes. L'uniformité de la gravure a été mesurée avec un profilomètre 3D T-Map de l'entreprise Fogale Nanotech. Cet outil permet une cartographie sans contact des profondeurs de gravure avec une résolution verticale jusqu'à 1 nm par tomographie en cohérence optique dans le proche infra rouge. La figure IV.15 montre la dispersion sur une surface de 1 cm^2 de la profondeur mesurée pour des tranchées de $300 \mu\text{m}$ de large gravées pendant $4 \text{ heures } 30 \text{ min}$.

Elle montre que la profondeur gravée peut varier jusqu'à $50 \mu\text{m}$ (13 %). Cela signifie que la sélectivité du film sec de résine devrait être supérieure à 2,7 pour un film d'épaisseur $15 \mu\text{m}$. Cette valeur est légèrement supérieure à la sélectivité observée du film sec. Les différentes possibilités de surmonter ce problème sont d'utiliser un film sec plus épais ou d'utiliser une membrane diélectrique avec une sélectivité élevée et une contrainte en tension faible. Néanmoins, la sélectivité est suffisante pour

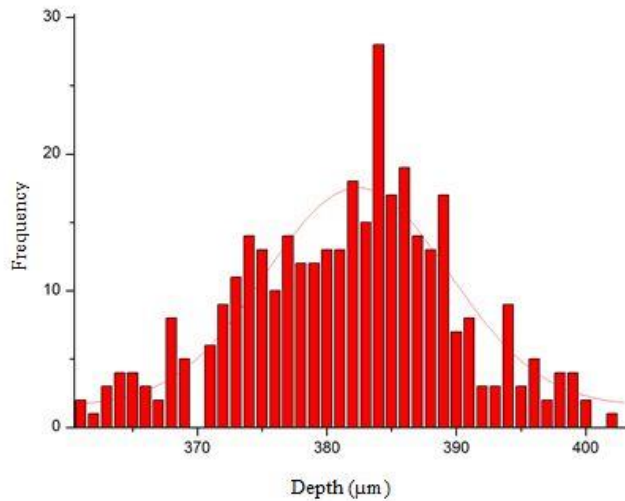


Figure IV.15. Dispersion des mesures de profondeur après 4h30min de gravure pour un échantillon de 1 cm² avec des ouvertures de 300 µm.

permettre la gravure traversante de microstructures mécaniques (fig. IV.16). Une augmentation significative de la rugosité des flancs de gravure a été observée au bas des flancs uniquement lorsque des gravures traversantes étaient réalisées. L'ampleur et l'extension verticale de la rugosité semblent largement variables ; l'image présente le pire des cas possibles. Nous n'avons pas encore une explication claire. La rugosité pourrait être due à des parties de GaAs qui se cassent juste avant de déboucher, ou du re-dépôt de résine sur les flancs ce qui induit un micromasquage, ou à un dépôt de résidus lorsque le plasma entre en contact avec le film d'huile.

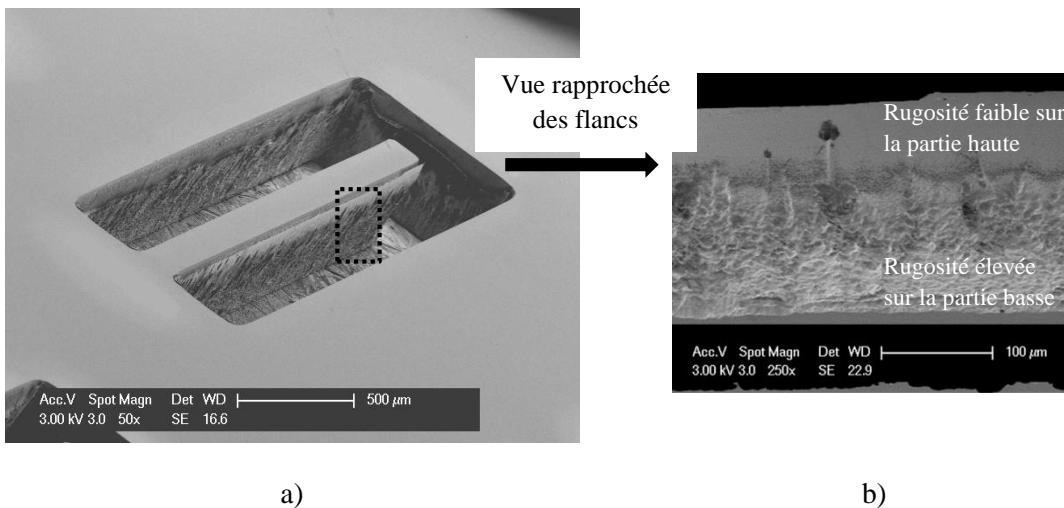


Figure IV.16. Image MEB d'une poutre en GaAs ayant une épaisseur de 450 µm et réalisée avec le procédé de gravure traversante. a) vue générale b) vue rapprochée des flancs de gravure.

IV.7. Conclusion

Le micro-usinage de wafer de GaAs semi-isolant est intéressant pour la fabrication de microsystèmes électromécaniques (MEMS) piézoélectriques, cependant ceux-ci requièrent des gravures sèches sur plusieurs centaines de microns tout en gardant de bonnes caractéristiques de gravure. Afin d'atteindre ce but, nous avons étudié pour la première fois la gravure ionique réactive profonde anisotrope du GaAs semi-isolant pour de très grandes profondeurs ($> 450 \mu\text{m}$) : l'épaisseur totale d'un wafer de 100 mm . Les caractéristiques de gravure ont été optimisées dans le cas d'ouvertures d'une largeur de $300 \mu\text{m}$ gravées dans du GaAs avec un plasma de BCl_3/Cl_2 à couplage inductif en utilisant une couche de masquage en résine photosensible ou un masque de nickel électrodéposé. Malgré une sélectivité plus faible, les meilleurs résultats en termes de vitesse de gravure, rugosité des flancs et uniformité ont été obtenus avec une couche de masquage en résine photosensible. Dans ce cas, le résultat des mesures de la dépendance de la gravure avec le rapport d'aspect (ARDE) est conforme avec le modèle de la synergie ion et éléments neutres basé sur l'adsorption de Langmuir proposé précédemment dans la littérature, à noter que l'on observe une diminution rapide de la vitesse de gravure lorsque le rapport d'aspect des tranchées augmente, probablement à cause de l'érosion latérale des tranchées. Enfin, nous avons trouvé une alternative à la gravure partielle en face avant et au polissage mécano-chimique en face arrière pour la gravure traversante. Nous avons réussi à réaliser des gravures sèches traversantes à l'aide d'un film sec de résine photosensible, laminé en face arrière, utilisé en tant que couche d'arrêt de gravure.

Des substrats de GaAs semi-isolants ont été gravés par ICP, dans un plasma réactif contenant un mélange gazeux de BCl_3/Cl_2 , jusqu'à une profondeur inégalée de $450 \mu\text{m}$. Pour de telles profondeurs, un contrôle fin et une bonne compréhension du procédé de gravure sont nécessaires parce que les effets délétères tels que l'échauffement de l'échantillon, la sélectivité insuffisante, l'ARDE, le « micro- et macroloading » et la rugosité des flancs deviennent très critiques. Les paramètres de gravure ont été choisis à partir d'une analyse de travaux déjà publiés et de tests préliminaires sur des gravures de profondeur $\sim 100 \mu\text{m}$.

Malgré une sélectivité élevée et une érosion latérale faible, la gravure très profonde du GaAs avec un masque en Ni ne nous a pas semblé appropriée à cause d'un micromasquage important qui limite la profondeur de gravure maximale que l'on peut atteindre à $150 \mu\text{m}$ et cela mène à une reproductibilité et une uniformité de gravure faible.

Un procédé de gravure adapté à la fabrication de MEMS piézoélectriques par micro-usinage en technologie GaAs a été mis au point avec succès en utilisant un masque de gravure en résine ayant une épaisseur de $70 \mu\text{m}$, une huile pour pompe à vide FomblinTM comme couche de contact thermique, et un film sec laminé jouant le rôle de couche protectrice et d'arrêt. Ce procédé permet une vitesse de gravure élevée ($0,5-1,5 \mu\text{m}/\text{min}$), une bonne anisotropie (inclinaison des flancs entre 88° et 90°), une rugosité des flancs faible (1 nm rms) avant gravure traversante, et pas de saturation de la profondeur gravée pour des tranchées ayant une largeur supérieure à $100 \mu\text{m}$ dans les temps de gravure étudiés ($0-270 \text{ min}$). La gravure traversante d'un wafer d'une épaisseur de $450 \mu\text{m}$ a été réalisée avec succès en gardant une bonne anisotropie et en utilisant le procédé mis au point, en revanche nous observons une augmentation non négligeable de la rugosité des flancs. La dégradation des flancs pourrait être réduite en trouvant une couche d'arrêt avec une sélectivité plus élevée.

L'ARDE et le « microloading » sont courants dans les procédés de gravure ionique réactive profonde. Nos résultats expérimentaux avec une couche de masquage en résine sont en accord avec un modèle qui tient compte de la présence d'un inhibiteur de gravure et d'un rendement élevé de pulvérisation ionique favorisée chimiquement, ainsi ces effets peuvent être prédits dans le procédé de gravure de GaAs proposé.

Une pratique courante pour éliminer les effets de l'ARDE et du « microloading » est la conception d'un masque de gravure ayant une largeur de tranchée et une densité locale à peu près constantes pour maintenir l'inhomogénéité de la profondeur aussi faible que possible. Comme l'ARDE et le « microloading » sont bien maîtrisés dans le procédé proposé, ils peuvent être exploités dans des gravures simultanées à profondeurs multiples. Il reste toujours deux inconvénients majeurs dans le procédé de micro-usinage proposé : la formation d'une marche dans la partie haute des flancs de gravure, ceci est la conséquence de l'érosion latérale de la résine, et la taille maximale de l'échantillon que l'on peut graver qui est limitée par le « macro-loading ». Des études sont en cours afin de trouver une couche de masquage composite (ex : SiO_2 /résine) avec une sélectivité plus importante pour réduire l'érosion latérale tout en gardant un micromasquage suffisamment faible. Les moyens prévus pour réduire le « micro- et macro-loading » sont une diminution de la largeur des ouvertures ou une augmentation des débits de Cl_2 et de BCl_3 afin de modifier le régime de gravure : d'un régime limité par la diffusion à un régime limité par la vitesse de réaction.

Cependant, nous n'avons pas encore obtenu d'améliorations significatives en appliquant ces dernières solutions.

IV.8. Bibliographie

- [1] Steckl, A. J., Chen, P., Jackson, H. E., Choo, A. G., Cao, X., Boyd, J. T., & Kumar, M. (1995). Review of focused ion beam implantation mixing for the fabrication of GaAs-based optoelectronic devices. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 13(6), 2570-2575.
- [2] Pengelly R S 1998 GaAs RFICs for mobile telephone applications -- a review, in proc. *Gallium Arsenide applications symposium*, GaAs 1998, Asmsterdam, The Netherlands
- [3] Gai, B., Sun, Y., Lim, H., Chen, H., Faucher, J., Lee, M. L., & Yoon, J. (2017). Multilayer-Grown Ultrathin Nanostructured GaAs Solar Cells as a Cost-Competitive Materials Platform for III–V Photovoltaics. *ACS nano*, 11(1), 992-999.
- [4] Soderkvist, J., & Hjort, K. (1994). The piezoelectric effect of GaAs used for resonators and resonant sensors. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 4(1), 28.
- [5] Söderkvist, J., & Hjort, K. (1993). Flexural vibrations in piezoelectric semi-insulating GaAs. *Sensors and Actuators A: Physical*, 39(2), 133-139.
- [6] Dehe, A., Fricke, K., Mutamba, K., & Hartnagel, H. L. (1995). A piezoresistive GaAs pressure sensor with GaAs/AlGaAs membrane technology. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 5(2), 139.
- [7] Vu, T. T., Nguyen, P. C., Vu, L. T., Nguyen, C. H., Vu, J. N. C., Polla, D. L., ... & Harjani, R. (1997, August). Gallium arsenide based micro-accelerometers. In *Circuits and Systems, 1997. Proceedings of the 40th Midwest Symposium on* (Vol. 2, pp. 1111-1115). IEEE.
- [8] Spahn, O. B., Sullivan, C. T., Bakke, T., Allerman, A., Reno, J., Grossetete, G., ... & Fuller, C. (2001). Promise and Progress of GaAs MEMS and MOEMS. *Digest GaAs Mantech*.
- [9] Piot, A., Bourgeteau, B., Le Traon, O., Roland, I., Isac, N., Levy, R., ... & Bosseboeuf, A. (2015, September). Electromechanical and process design of a 3 axis piezoelectric MEMS gyro in GaAs. In *Inertial Sensors and Systems Symposium (ISS), 2015 DGON* (pp. 1-16). IEEE.
- [10] Roland, I., Masson, S., Ducloux, O., Le Traon, O., & Bosseboeuf, A. (2011). GaAs-based tuning fork microresonators: A first step towards a GaAs-based Coriolis 3-axis micro-vibrating rate gyro (GaAs 3-axis μ CVG). *Sensors and Actuators A: Physical*, 172(1), 204-211.
- [11] Tellier, C. R., Huve, G., & Leblois, T. G. (2006). Some Investigations on Gallium Arsenide MEMS. Simulation of microstructure shapes. In *Advances in Science and Technology*(Vol. 51, pp. 121-126). Trans Tech Publications.
- [12] Shul, R. J., Baca, A. G., Briggs, R. D., McClellan, G. B., Pearnton, S., & Constantine, C. (1996). ICP etching of GaAs via hole contacts. In *Electrochemical Society Proc* (Vol. 96, No. 15, p. 84).

- [13] Nam, P. S., Ferreira, L. M., Lee, T. Y., & Tu, K. N. (2000). Study of grass formation in GaAs backside via etching using inductively coupled plasma system. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 18(6), 2780-2784. [14] Clayton F, Westerman R and Johnson D 2002 Characterization of a Manufacturable High Rate GaAs Via Etch Process *GaAsMantech conference technical digest*
- [15] Costello, K., Rios-Wasson, C. S., Daly, T. K., & Moore, J. C. (2002, April). Through-Substrate via etching and cleaning for high volume production demands. In *GaAs MANTECH Conference* (pp. 117-120).
- [16] Rawal, D. S., Agarwal, V. R., Sharma, H. S., Sehgal, B. K., & Muralidharan, R. (2009). Dry Etching of GaAs to Fabricate Via-Hole Grounds in Monolithic Microwave Integrated Circuits. *Defence Science Journal*, 59(4), 363.
- [17] Chen, Y. W., Ooi, B. S., Ng, G. I., Radhakrishnan, K., & Tan, C. L. (2000). Dry via hole etching of GaAs using high-density Cl₂/Ar plasma. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 18(5), 2509-2512.
- [18] Rawal, D. S., Sehgal, B. K., Muralidharan, R., & Malik, H. K. (2011). Experimental study of the influence of process pressure and gas composition on GaAs etching characteristics in Cl₂/BCl₃-based inductively coupled plasma. *Plasma Science and Technology*, 13(2), 223.
- [19] Lim, W. T., Baek, I. G., Jung, P. G., Lee, J. W., Cho, G. S., Lee, J. I., ... & Pearton, S. J. (2004). Investigation of GaAs dry etching in a planar inductively coupled BCl₃ plasma. *Journal of The Electrochemical Society*, 151(3), G163-G166.
- [20] Chiang, Y. M. J., Lau, J., Bachman, M., Li, G. P., Kim, H. K., Ra, Y., & Ketola, K. (2002). Deep Anisotropic Etching of Gaas with Chlorine-Based Chemistries and SU-8 Mask Using Rie and High Density ICP Etching Methods. *MRS Online Proceedings Library Archive*, 729.
- [21] Chapellier, P., Lavenus, P., Bourgeteau-Verlhac, B., Gageant, C., Le Traon, O., & Dulmet, B. (2017, May). Aspect ratio dependent etching in advanced deep reactive ion etching of quartz. In *Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP), 2017 Symposium on* (pp. 1-6). IEEE.
- [22] Mishra, R., & Balasubramaniam, R. (2004). Effect of nanocrystalline grain size on the electrochemical and corrosion behavior of nickel. *Corrosion Science*, 46(12), 3019-3029.
- [23] Riskey, S., Woytasik, M., Cai, H., Philippe, H., Bayle, F., Lefeuvre, E., & Moulin, J. (2017). Micromolding of Ni-P with Reduced Ferromagnetic Properties for 3D MEMS. *Journal of The Electrochemical Society*, 164(5), B3096-B3100.
- [24] Lee, J. W., Hong, J., Lambers, E. S., Abernathy, C. R., Pearton, S. J., Hobson, W. S., & Ren, F. (1997). Plasma etching of III-V semiconductors in BCl₃ chemistries: Part I: GaAs and related compounds. *Plasma chemistry and plasma processing*, 17(2), 155-167.

- [25] Ming, L. Y., & DeLouise, L. A. (1994). Surface chemistry on semiconductors studied by molecular-beam reactive scattering. *Surface science reports*, 19(7-8), 285-380.
- [26] Hwang, G. S., & Giapis, K. P. (1997). Ion mass effect in plasma-induced charging. *Applied physics letters*, 71(14), 1942-1944.
- [27] Lee, S. H., Gillis, H. P., & Ratsch, C. (2006). Smoothing mechanism for GaAs (100) surfaces during ion-enhanced plasma etching. *Applied physics letters*, 88(16), 161916.
- [28] Sung, K. T., Pang, S. W., Cole, M. W., & Pearce, N. (1995). Electrical Characterization and Surface Analysis of Dry Etch-Induced Damage on Si after Etching in an ECR Source. *Journal of the Electrochemical Society*, 142(1), 206-211.
- [29] Zhou, J., Hou, D., Lee, C., & Ranjbari, A. (2000). A Simple Approach to Eliminate Occasional Grass Formation In ICP Backside Via Etch Process.
- [30] Westerman, R., Johnson, D., & Clayton, F. (2003). Eliminating Pillars During GaAs Via Etch Formation. 4 pages
- [31] Jansen, H., de Boer, M., Burger, J., Legtenberg, R., & Elwenspoek, M. (1995). The black silicon method II: The effect of mask material and loading on the reactive ion etching of deep silicon trenches. *Microelectronic engineering*, 27(1-4), 475-480.
- [32] Bailey III, A. D., Van de Sanden, M. C. M., Gregus, J. A., & Gottscho, R. A. (1995). Scaling of Si and GaAs trench etch rates with aspect ratio, feature width, and substrate temperature. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 13(1), 92-104.
- [33] Langmuir, I. (1918). The adsorption of gases on plane surfaces of glass, mica and platinum. *Journal of the American Chemical society*, 40(9), 1361-1403.
- [34] Gottscho, R. A., Jurgensen, C. W., & Vitkavage, D. J. (1992). Microscopic uniformity in plasma etching. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 10(5), 2133-2147.

Chapitre V. Formation des électrodes latérales sur les flancs verticaux

V.	Formation des électrodes latérales sur les flancs verticaux	102
V.1.	Introduction	102
V.2.	Méthodes de fabrication de motifs sur des surfaces verticales.....	102
V.2.1.	Métallisation de parois verticales par méthodes de dépôt chimiques.....	102
V.2.2.	Dépôt par pulvérisation cathodique directionnelle	103
V.2.3.	Techniques de délimitation de motifs dans des films déposés sur parois verticales ...	105
V.2.4.	Conclusion.....	107
V.3.	Procédé d'élaboration des électrodes sur flancs verticaux par ombrage avec un masque en film sec	107
V.3.1.	Principe du procédé.....	107
V.3.2.	Mise en œuvre et paramètres du procédé	108
V.3.3.	Résultats	111
V.3.4.	Vitesse et répartition du dépôt.....	112
V.3.5.	Elaboration d'électrodes rectangulaires.....	118
V.4.	Etude des propriétés des films Au/Cr poreux :.....	126
V.4.1.	Porosité, morphologie et structure.....	127
V.4.2.	Contraintes mécaniques.....	134
V.4.3.	Propriétés électriques.....	143
V.5.	Conclusion et perspectives	151
V.6.	Bibliographie.....	154

V. Formation des électrodes latérales sur les flancs verticaux

V.1. Introduction

La réalisation du gyromètre 3 axes suppose de pouvoir déposer et délimiter des électrodes métalliques sur les parois latérales des poutres et du cadre qui ont une hauteur de $450 \mu\text{m}$ et qui sont les flancs de tranchées. Ceci n'est pas du tout une étape usuelle pour la fabrication des Microsystèmes Electromécaniques (MEMS) et représente un vrai challenge technologique que nous avons entrepris de résoudre.

Après une brève revue des méthodes de dépôt et de délimitation existantes de motifs sur des parois verticales, nous présenterons la méthode originale qui été choisie de développer : le masquage par ombrage (shadow masking) avec un film sec photosensible combiné avec un dépôt par évaporation sous incidence oblique. Les modèles développés pour maîtriser l'épaisseur déposée et la forme des électrodes seront détaillés et confrontés aux résultats expérimentaux. Enfin nous présenterons et analyserons les résultats de la caractérisation des propriétés structurales, des contraintes mécaniques et des propriétés électriques à température ambiante, et pendant ou après un recuit thermique, des films Au/Cr poreux et non poreux utilisés pour les électrodes.

V.2. Méthodes de fabrication de motifs sur des surfaces verticales

V.2.1. Métallisation de parois verticales par méthodes de dépôt chimiques

La métallisation de parois verticales et/ou le remplissage de trous profonds a été largement étudiée dans le domaine de la microélectronique pour la fabrication de vias d'interconnexions entre puces de silicium (TSV Through Silicon Via) ou dans d'autres matériaux. Ces vias profonds métallisés sont utilisés pour la connexion électrique entre les 2 faces d'une puce dans les systèmes hybrides intégrés 2,5D ou 3D (Figure V.1). Ces vias permettent de rendre les composants ou systèmes plus compacts en empilant les circuits, d'augmenter la densité des connexions électriques, de diminuer le couplage capacitif entre connexions, de diminuer la longueur de connexions et donc les pertes par effet Joule et les temps de propagation des signaux.

La réalisation de ce type de connexion combine une gravure profonde, le dépôt de couches isolantes ou/et métalliques sur les parois et le remplissage éventuel du volume du via par un métal.

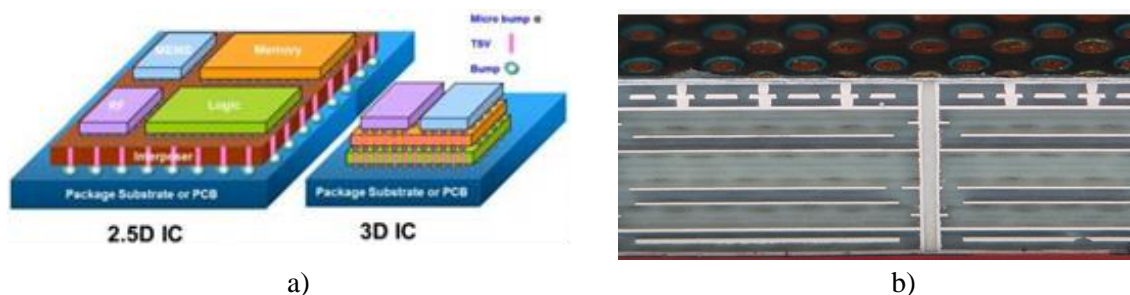


Figure V.1. a) Principe de l'intégration hybride 2,5D et 3D b) Image MEB d'un via profond métallisé.

Différentes méthodes de dépôt chimiques non directives permettent de déposer des films métalliques sur des surfaces inclinées ou verticales. En phase liquide on peut citer le dépôt catalytique (electroless) et la croissance électrolytique (si la surface est conductrice). Plusieurs méthodes de dépôt chimique en phase gazeuse peuvent aussi être utilisées, comme le dépôt chimique en phase vapeur (CVD : Chemical Vapor Deposition) de tungstène, le dépôt en couche atomique (ALD : Atomique Layer Deposition),... Pour pouvoir réaliser des motifs dans les films déposés sur des parois verticales par ces techniques, il est nécessaire de développer des techniques de lithographie ou/et de masquage spécifiques. Ce point sera discuté dans la partie V.c.

V.2.2. Dépôt par pulvérisation cathodique directionnelle

Dans la technique de pulvérisation cathodique classique, la pression du gaz pendant le dépôt (typiquement de l'argon) est dans la gamme 10^{-3} - 10^{-1} mbar et le libre parcours moyen des espèces pulvérisées est en conséquence inférieur à la distance cible-substrat. Les espèces émises de la cible subissent donc des collisions diffusantes avec les atomes de gaz [1] et arrivent sur le substrat sous différentes incidences. Ceci permet un dépôt sur des parois verticales mais la profondeur atteinte est limitée par le bourrelet qui est formé au bord supérieur de l'ouverture (Fig. V.2a). En rendant plus directive la distribution des espèces pulvérisées au voisinage du substrat, une profondeur plus importante peut être atteinte (Fig.V.2b) [1].

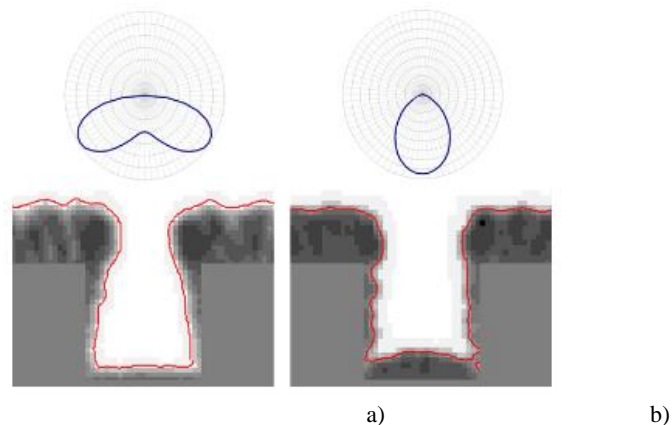


Figure V.2. Illustration de l'influence de la distribution angulaire des espèces incidentes sur la conformité du dépôt. a) distribution angulaire large b) distribution angulaire étroite. D'après [2].

La directivité du flux des espèces pulvérisées peut être augmentée par différentes façons [2] (Fig.V.3). La première solution (FigureV.3a) est de diminuer la pression et d'augmenter la distance cible-substrat respectivement pour augmenter le libre parcours moyen des espèces pulvérisées et pour diminuer l'angle solide du dépôt. La deuxième (Figure V.3b) consiste à insérer de petits canaux cylindriques, entre la cathode et l'échantillon afin de réduire le flux de particules divergent. Il est possible avec cette technique de métalliser en une seule fois les flancs d'un trou sans le remplir totalement comme dans le cas du dépôt électrolytique ou autocatalytique. Cependant, les canaux qui permettent de collimater le faisceau doivent être changés régulièrement, car la matière s'y agglomère et change les paramètres de dépôt. La 3^{ème} solution (Fig.V.3c) est de créer un plasma dense au voisinage de l'échantillon et d'extraire les ions. La 4^{ème} solution est de créer un plasma pulsé fortement ionisé au

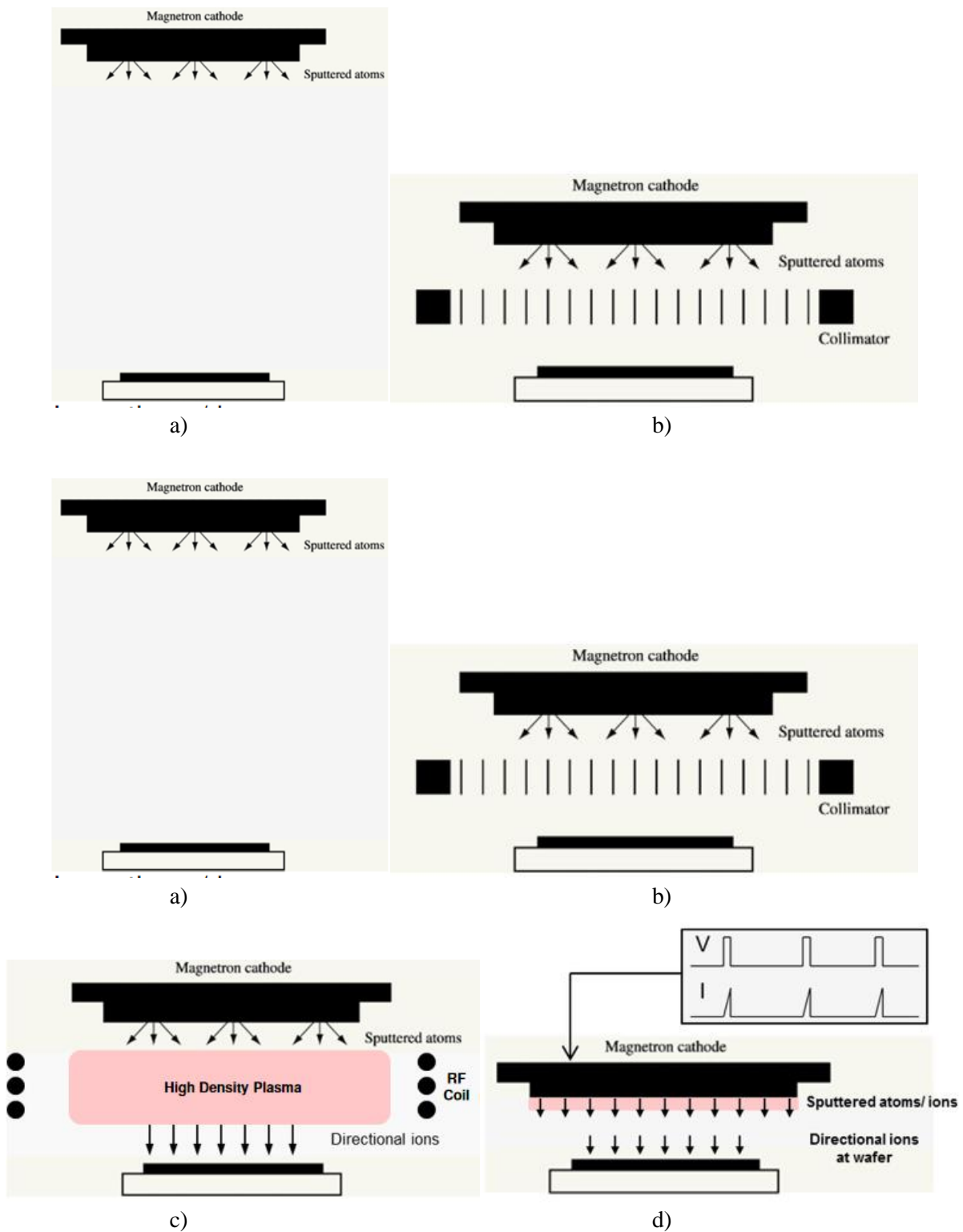


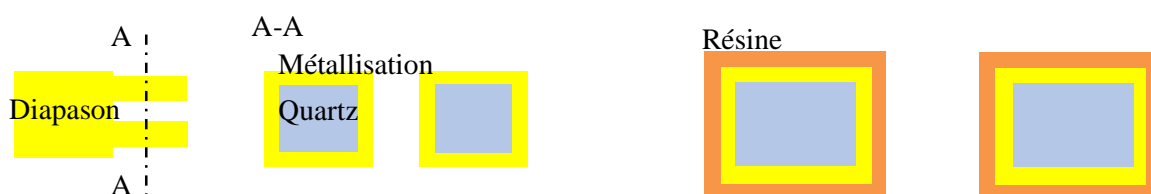
Figure V.3. Méthodes pour augmenter la directivité de la pulvérisation cathodique. a) Faible pression, longue distance b) Pulvérisation collimatée avec canaux c) Ionisation des espèces pulvérisées d) Pulvérisation magnétron pulsée forte puissance (ionisation élevée). D'après [2].

voisinage d'une cathode magnétron ce qui permet de générer des ions directifs. Cette dernière technique permet le dépôt sur des parois d'un trou de rapport d'aspect supérieur à 10 [2].

Comme pour les dépôts par voie chimique, ces techniques de pulvérisation doivent être associées à une technique de délimitation de motifs pour pouvoir former des électrodes sur des parois verticales. Néanmoins, la pulvérisation étant effectuée sous vide, la technique de masquage par ombrage que nous avons développée pour l'évaporation (voir plus loin) pourrait éventuellement être compatible avec ces techniques en inclinant l'échantillon.

V.2.3. Techniques de délimitation de motifs dans des films déposés sur parois verticales

Pour les méthodes de dépôt par voie chimique, une technique de lithographie ou de gravure localisée doit être utilisée pour délimiter des électrodes sur des parois verticales. Un dépôt de résine sur une paroi verticale peut être obtenu par les techniques de nébulisation (spray coating), par trempage (dip coating) ou, si la surface est conductrice, par dépôt électrolytique avec des résines spéciales. La technique de dépôt par nébulisation électrostatique est souvent utilisée dans l'industrie horlogère pour la réalisation de référence de temps ou dans l'industrie de la microélectronique pour la réalisation de capteurs inertiels par exemple les diapasons en quartz. Comme dans le cas du gyromètre 3 axes étudié dans cette thèse, il est aussi parfois indispensable de déposer des électrodes sur toutes les faces de la structure et notamment sur les flancs. Le dépôt peut alors être limité aux parois verticales en utilisant le procédé développé et breveté [3] par la société Japonaise Nihon Dempa Kogyo Co., Ltd. L'application de ce procédé à un diapason est illustrée dans la figure V.4. Ce procédé permet une connexion des électrodes latérales avec la face supérieure et/ou la face inférieure mais ne permet pas une délimitation des électrodes sur les flancs. On pourrait imaginer d'insoler localement la résine par écriture laser mais un tel procédé serait complexe à cause des réflexions, de la diffraction, etc... du faisceau lumineux. De même on pourrait imaginer d'incliner l'échantillon et de graver le film par faisceau d'ions focalisé mais la durée du procédé serait rédhibitoire sans compter les problèmes d'usure du masque. Cette technique pour métalliser des flancs est une technique qui reste classique avec l'utilisation d'une résine photosensible et d'une gravure chimique. Cependant, la forme que l'on peut donner aux métallisations sur les flancs reste limitée et la résolution de cette technique est limitée par la gravure chimique.



- a) Métallisation de toutes les faces de la structure. b) Dépôt par « dip coating » ou par « electrostatic spray coating » sur toute la structure (la couche métallisée est parfois chargée positivement ou négativement pour améliorer le taux de recouvrement de la résine électrostatique).

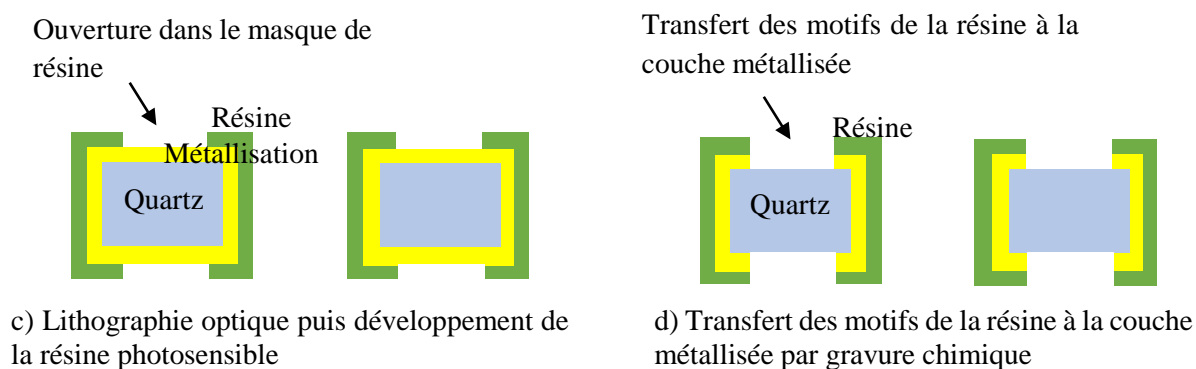


Figure V.4. Etapes d'une réalisation d'électrodes sur les flancs d'un diapason.



Figure V.5. a) Principe du dépôt localisé par la technique de masquage par ombrage a) à incidence normale ou b) à incidence oblique.

Une autre technique possible est la technique de masquage par ombrage (shadow masking) à l'aide d'un masque inorganique ajouré (Figure V.5) qui permet de délimiter des électrodes métalliques déposées sur des surfaces structurées ou/et des plans verticaux ou inclinés. Cette technique consiste à utiliser le masque avec des ouvertures comme pochoir lors de la métallisation par une technique de dépôt suffisamment directive comme l'évaporation ou la pulvérisation à basse pression (Fig.V.5). Le pochoir ou masque stencil est usuellement aligné mécaniquement avec l'échantillon et placé à une dizaine de microns de l'échantillon ou mis en contact avec l'échantillon par clampage mécanique ou électrostatique. Pour des motifs de grandes dimensions, un masque solide souvent utilisé est un masque métallique ajouré chimiquement ou un wafer de silicium ajouré par gravure ionique réactive profonde ou par gravure chimique anisotrope. Pour des motifs de petites tailles ($<1\mu\text{m}$) des membranes ajourées en SiNx, SU8, SiC,... fabriquées sur silicium ont été utilisées. De nombreux raffinements (membrane avec nervures, membrane flexible, membrane avec des ondulations) ont été proposés pour s'adapter à différentes situations. La technique de shadow masking est très polyvalente et a été utilisée pour délimiter des motifs dans de nombreux procédés (dépôts métalliques, épitaxie, gravure, biofonctionnalisation, lithographie,...).

Cette technique est largement utilisée pour délimiter des motifs notamment lorsque une résine ne peut pas être utilisée (par ex : température élevée) ou lorsque la résine ne peut pas être déposée par centrifugation (surface ajourée ou fortement structurée) ou lorsqu'elle peut être une source de contamination. Plus généralement ses avantages sont de ne pas nécessiter de résine et de pouvoir être utilisée pour différents matériaux sans modification du procédé. Les inconvénients majeurs des masques pochoirs inorganiques sont la difficulté d'alignement, la durée et complexité du procédé de fabrication des masques, et leur durée de vie limitée,

V.2.4. Conclusion

Aucun des procédés précédents ne permet de manière simple de déposer, aligner et délimiter des motifs alignés sur des surfaces structurées ainsi que des motifs sur des flancs verticaux tout en permettant une connexion localisée entre eux. C'est pourquoi nous avons développé un procédé ayant ces caractéristiques qui sont nécessaires pour la réalisation du système de transduction piézoélectrique du gyromètre 3 axes. Ce procédé est décrit et analysé en détail dans la partie suivante.

V.3. Procédé d'élaboration des électrodes sur flancs verticaux par ombrage avec un masque en film sec

V.3.1. Principe du procédé.

Le procédé de dépôt et de délimitation des électrodes latérales qui a été mis au point combine un dépôt sous vide sous incidence oblique par évaporation avec un canon à électrons, et un masquage par ombrage avec un masque pochoir réalisé dans un film sec photosensible.

L'utilisation de films secs a été initiée au C2N-Orsay par Hervé Bertin qui avait développé des procédés à base de films secs laminés lors de sa thèse sur des matrices de filtres Fabry-Pérot accordables [4] Hervé Bertin a utilisé un film sec de résine MX5015TM[5] pour la réalisation de couches de masquage pour la gravure DRIE sur silicium, pour le dépôt de motifs métalliques en incidence normale et pour enrésiner des surfaces microstructurées. Dans la suite, lors de la thèse de Xu Wei au C2N-Orsay sur la réalisation d'un scanner MEMS [6], les mêmes films secs photosensibles ont été exploités pour réaliser des électrodes à des profondeurs multiples en utilisant une délimitation par lift-off pour le niveau supérieur et une délimitation par shadow masking pour le niveau inférieur.

Nous sommes allés plus loin dans l'utilisation du film sec photosensible en améliorant le procédé de laminage et en l'utilisant dans un but différent : le dépôt localisé d'électrodes sur la surface supérieure d'une microstructure par lift-off (Figure V.6a) ou par ombrage sur les flancs verticaux (Figure V.6b) avec possibilité de recouvrement partiel avec l'électrode supérieure (Fig.V.6c). Nous verrons dans la suite que la géométrie des électrodes latérales peut être contrôlée par l'angle d'inclinaison de l'échantillon pendant l'évaporation et par la longueur du surplomb et du retrait des bords du masque stencil (Fig.V.6b et c).

D'autres masques stencil organiques ont déjà été exploités dans d'autres laboratoires et au C2N comme le PDMS, avec l'avantage d'être pelable et transférable, le parylène ou la résine époxy SU8 mais à notre connaissance pas pour la délimitation d'électrodes sur parois verticales. Les avantages d'un masque stencil en film sec photosensible sont de pouvoir le laminer directement sur une surface structurée ou

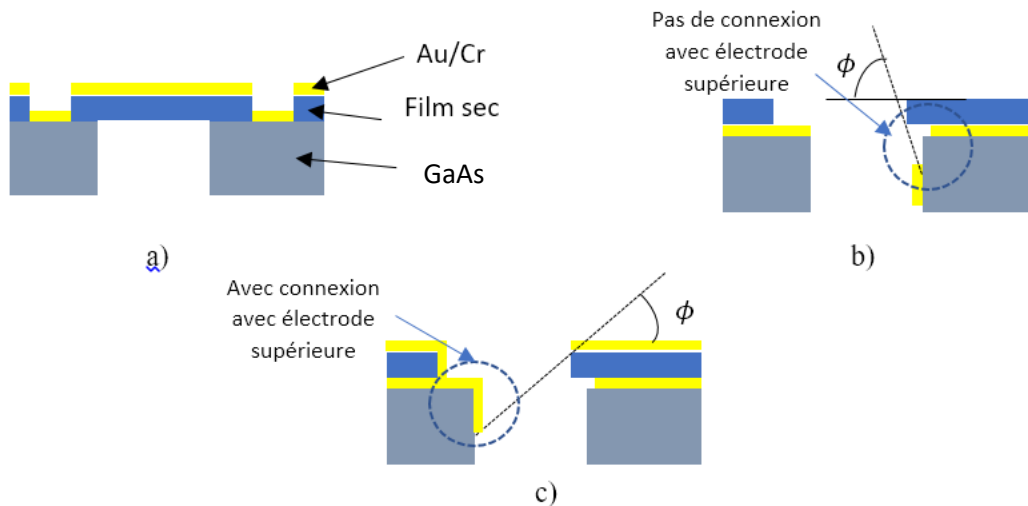


Figure V.6. Principe du procédé pour le dépôt et la délimitation a) des électrodes supérieures (incidence normale) ; b) d'une électrode latérale non connecté, c) d'une électrode latérale connectée à l'électrode supérieure.

/et ajourée de petite ou grande surface, de pouvoir réaliser des ouvertures multiples par lithographie UV, et de pouvoir réaliser un alignement simple ou double face avec un équipement de lithographie standard. Ceci assure une grande flexibilité du procédé. Ainsi les films secs photosensibles peuvent aussi être utilisés en tant que masque de gravure de tranchées ou de vias profonds, comme moule pour le dépôt électrolytique, pour le lift-off et pour les applications MEMS en général (4). Néanmoins il est nécessaire de bien maîtriser leur mise en œuvre : les paramètres du procédé sont discutés dans la partie suivante.

V.3.2. Mise en œuvre et paramètres du procédé

Le bâti d'évaporation avec canon à électrons qui a été mis en œuvre pour le dépôt des électrodes supérieures, inférieures et latérales est le système 550S de la société Plassys. Le bâti permet une inclinaison du porte échantillon de 0° à $\sim 90^\circ$ et une rotation sur lui-même avec une vitesse variable de 0 à 5 tr/min. Les électrodes choisies sont réalisées dans une bi-couche Au (200nm)/Cr (20nm) où le chrome joue le rôle de couche de promotion d'adhérence. Le chrome a été préféré au titane car des travaux dans l'équipe du C2N ont montré que le titane diffuse rapidement dans l'or dès une température de $\sim 150^\circ\text{C}$. La géométrie précise et les paramètres de dépôt seront discutés plus loin.

Les films secs de résine utilisés appartiennent à la série MX5000TM de la société DupontTM [5]. Ils sont disponibles en différentes épaisseurs $15\ \mu\text{m}$, $20\ \mu\text{m}$, $30\ \mu\text{m}$, $40\ \mu\text{m}$ et $50\ \mu\text{m}$: nous avons choisi d'utiliser le film avec l'épaisseur la plus faible car il est susceptible d'atteindre une meilleure résolution que les autres films. Plus récemment, des films secs de résine avec une épaisseur de $10\ \mu\text{m}$ sont devenus disponibles chez ce fabricant et de $5\ \mu\text{m}$ chez KOLON Industries (Accuimage[®]).

Le film sec est une résine photosensible négative et il bénéficie de 3 principaux avantages par rapport à une résine liquide standard que l'on dépose par centrifugation :

- il est possible de le laminer sur des wafers microstructurés ou gravés de part en part.
- il n'y a pas d'effets de bords (« bourrelets ») en périphérie du wafer
- les films secs peuvent être suspendus au-dessus de cavités sans les remplir

Les deux principaux inconvénients sont la présence de bulles d'air parfois emprisonnées sous le film lorsqu'il est laminé et la mauvaise adhésion si les recuits post-laminage ne sont pas réalisés convenablement.

Le film sec MX5015™ de chez DuPont™ est une résine négative d'une épaisseur de 15 µm composée de 3 éléments différents (voir figure V.7).

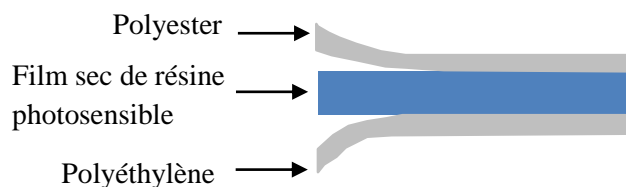


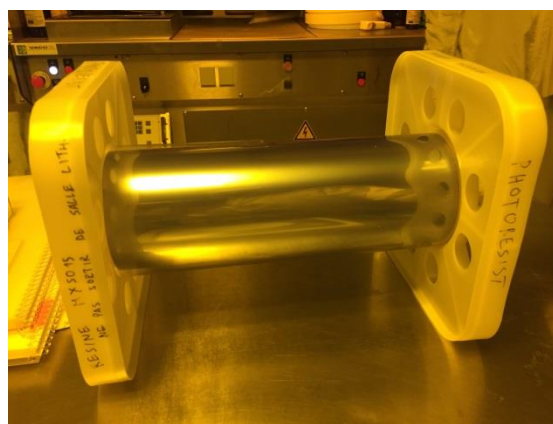
Figure V.7. Vue en coupe du film MX5015™ de la société DuPont™.

Le film de polyéthylène est retiré lors de l'application du film sur l'échantillon. Le film de polyester est transparent aux UV, il peut être retiré ou conservé jusqu'au dernier moment : c'est-à-dire avant le développement. Le procédé qui a été développé utilise cette dernière possibilité.

Le film sec est déposé à l'aide d'un laminoir modèle 4200 de chez Think & Tinker, Ltd (voir figure V.8a).



a)



b)

Figure V.8. a) Image du laminoir modèle 4200 b) Photographie d'un rouleau de résine MX5015™.

Le film sec (voir figure V.8b) peut être déposé directement sur l'échantillon que l'on souhaite insoler. La procédure ne prend que quelques secondes : il suffit au préalable de positionner le film sec tendu au-dessus de l'échantillon (voir figure V.9a) sans faire de plis dans le film. Nous utilisons un support métallique pour maintenir et diminuer les contraintes induites sur l'échantillon, et ainsi d'éviter de le cliver pendant le passage entre les rouleaux du laminoir (voir figure V.9b).

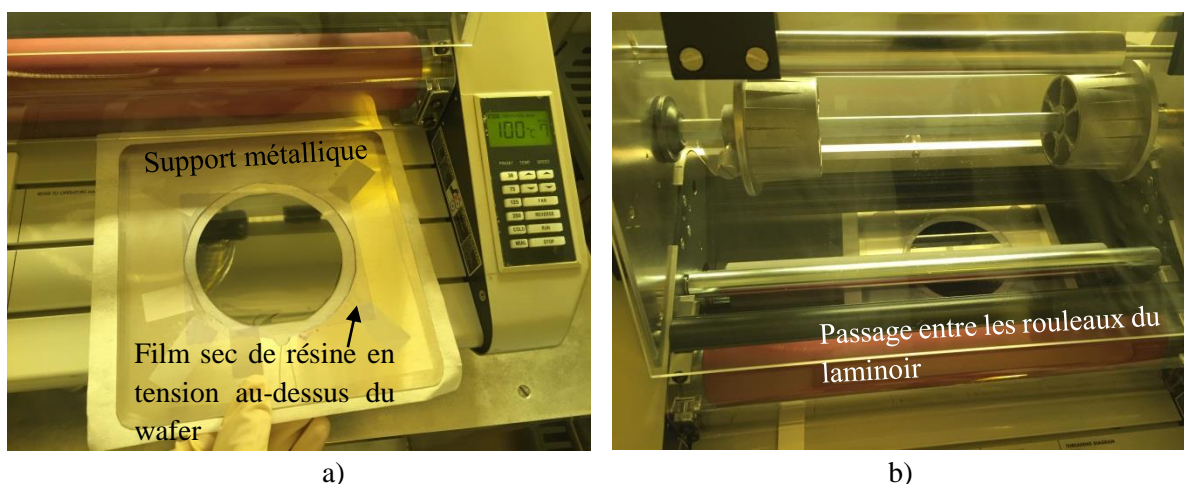

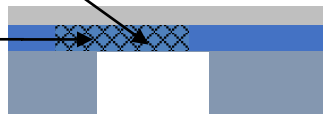
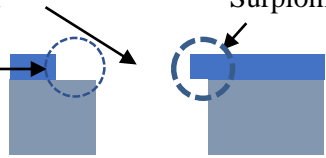


Figure V.9. a) Photographie de l'échantillon, du support métallique juste avant laminage du film sec en tension au-dessus de l'échantillon, b) Photographie du passage de l'échantillon entre les rouleaux du laminoir.

Après laminage de la résine sur l'échantillon avec les paramètres indiqués dans le tableau V.1 il reste un film de polyester au-dessus de la résine pour protéger celle-ci durant les étapes de recuit et d'insolation. Les conditions d'insolation et de développement sont détaillées dans le tableau V.1.

Tableau V.1. Etapes permettant la mise en place du film sec.

<p>Rouleau chauffant du laminoir</p>  <p>Polyester</p> <p>Film sec de résine photosensible</p> <p>GaAs Tranchée GaAs</p> <p>Support rigide en aluminium</p>	<p>Passage dans le laminoir :</p> <ul style="list-style-type: none"> -rouleau à 100 °C -vitesse 7 (environ 5 tr/min) -Pression minimum du rouleau <p>Recuit après avoir laminé le film :</p> <p>5 min à 100 °C</p>
<p>La résine passe au-dessus des tranchées</p>  <p>Zone non insolée</p>	<p>-Insolation à 50 mJ/cm² avec masqueur UV EVG501</p> <p>Pour une meilleure résolution (5 µm) et des flancs droits.</p> <p>-Recuit à 100 °C pendant 5 min.</p>
<p>Ouverture dans la résine</p>  <p>Retrait</p> <p>Surplomb</p>	<p>-Retrait du film de polyester</p> <p>-développement dans du développeur mrD-4000 pendant 1 min 30 s</p> <p>-Possibilité de faire des casquettes ou des retraits</p>

V.3.3. Résultats

Le procédé de dépôt et de délimitation des électrodes Au/Cr sur les surfaces supérieures et inférieures du gyromètre est un procédé de lift-off avec film sec. Ce type de procédé est souvent réalisé avec une résine positive inversible. Les paramètres d'insolation et de développement de la résine inversible sont généralement choisis pour obtenir des flancs avec une pente négative ce qui empêche le dépôt de métal à la surface de ceux-ci. Dans le cas du film sec, les flancs ne sont pas inversés et on observe donc des « ailes de chauve-souris » après lift-off comme on peut le voir en figure V.10b. Il est en principe possible d'éliminer les « ailes de chauve-souris » en plongeant l'échantillon dans un bain à ultrasons mais dans notre cas l'utilisation des ultrasons pourrait détruire notre échantillon qui est fragile. Il serait aussi possible d'améliorer l'inclinaison des flancs en changeant la dose d'exposition afin d'approcher ce que l'on peut observer dans le cas d'une résine inversible ou de laminer 2 films sec de propriétés différentes.

La taille des plus petits motifs réalisables (résolution), est d'environ $5 \mu\text{m}$. Contrairement à une résine classique, le film sec peut être laminé sur une surface déjà structurée (voir figure V.10b). De plus, le film sec ne recouvre pas les flancs des tranchées (figure V.11a) contrairement à la technique de « spray coating » (voir figure V.11b). Cependant, sur des tranchées d'environ $300 \mu\text{m}$ de large, on peut observer une flèche de $1 \mu\text{m}$ du film sec en suspension (figure V.12). Sur des tranchées plus larges, la flèche augmente et pourrait recouvrir le bas des tranchées et les flancs ce qui n'est pas souhaitable. Les recuits ont tendance à faire fluer la résine, ce fluage est plus limité après exposition lorsque l'on a réticulé la résine. Pour la suite de l'étude, nous ne tiendrons pas compte de cette flèche de $1 \mu\text{m}$ qui est peu élevée devant la largeur ($300 \mu\text{m}$) et la profondeur ($450 \mu\text{m}$) des tranchées que nous allons utiliser pour la réalisation du microgyromètre. Il devrait être possible de diminuer cette flèche en modifiant les étapes de recuit ou en variant la tension du film en suspension au-dessus de l'échantillon avant dépôt.

Le « shadow masking » associé au dépôt sous incidence oblique implique une étude précise des conditions géométriques à remplir pour dimensionner les électrodes verticales. De plus, les propriétés des films d'or évaporés sous incidence oblique vont différer des dépôts standards sous incidence normale. Nous devons donc étudier l'uniformité en épaisseur des films ainsi que leurs propriétés morphologiques, structurales, mécaniques et électriques. Ceci fait l'objet des parties suivantes.

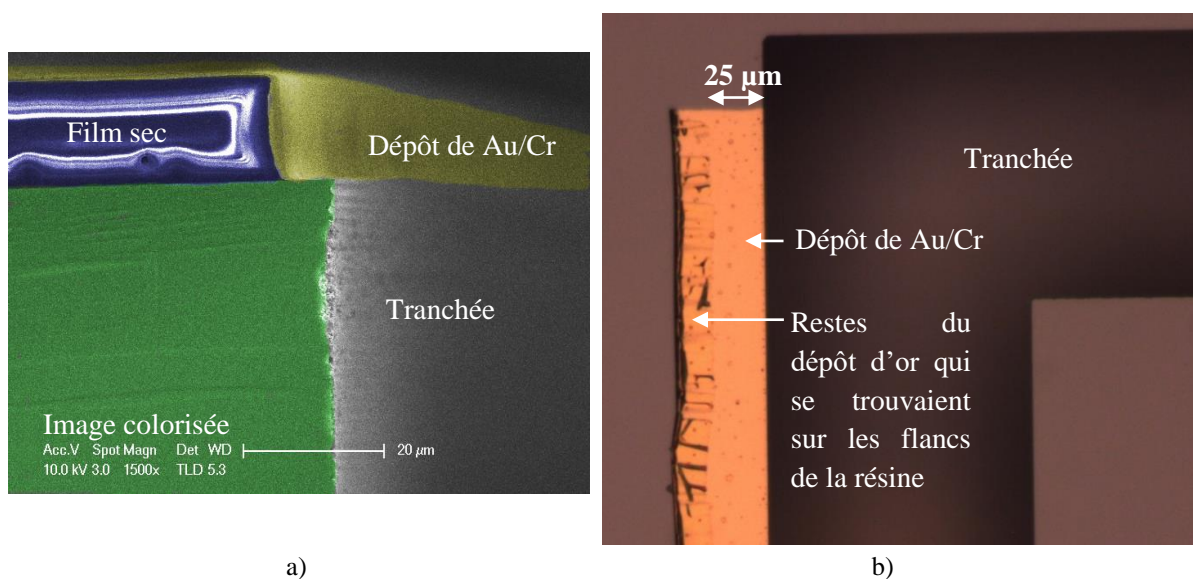


Figure V.10. a) Image MEB d'un profil de gravure avec film sec et dépôt d'or, b) Image prise au microscope optique, en vue de dessus, du dépôt d'or après lift-off.

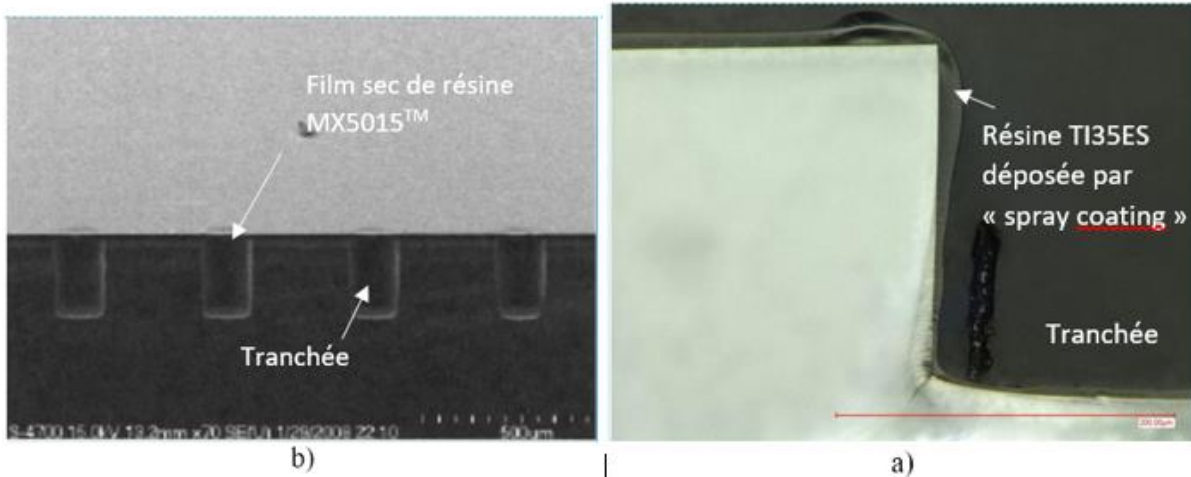


Figure V.11. a) Image MEB de profils de tranchées recouvertes par un film sec de résine [4] b) Image de microscopie optique d'un profil de gravure après dépôt par « spray coating » de TI35ES diluée.

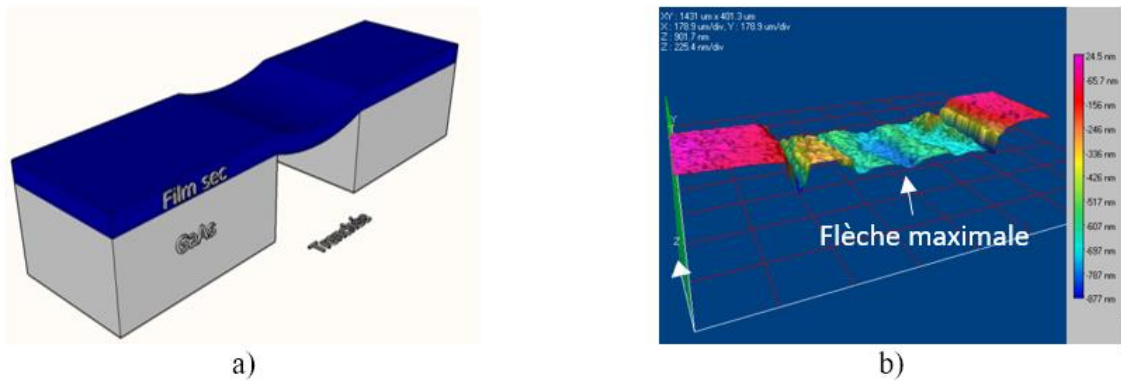


Figure V.12. Figures mettant en évidence la déformation du film sec de résine recouvrant le haut d'une tranchée gravée dans du GaAs : a) schéma de l'échantillon structuré et du film sec sur la surface supérieure b) Profil 3D de la surface du film sec mesuré par microscopie interférométrique.

V.3.4. Vitesse et répartition du dépôt

Le dépôt sous incidence oblique que l'on retrouve aussi sous le nom de dépôt à angle rasant dans la littérature (« glancing angle deposition » en anglais) induit des non-uniformités lors du dépôt : que ce soit du point de vue de l'épaisseur ou structurel.

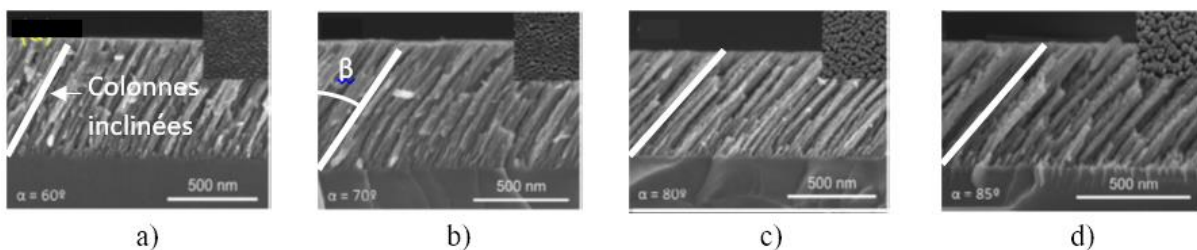


Figure V.13. Coupes observées au MEB de couches de TiO_2 déposées par évaporation avec un faisceau d'électrons avec différents angles d'incidence sans rotation. θ du flux évaporé a) $\theta = 60^\circ$, b) $\theta = 70^\circ$, c) $\theta = 80^\circ$ et d) $\theta = 85^\circ$. D'après L. Gonzales et al. [7].

Il est bien établi que les films évaporés sous incidence oblique sans rotation de l'échantillon ont une structure colonnaire avec des colonnes inclinées comme illustré dans la figure V.13. L'angle β des colonnes (voir figure V.13) est typiquement relié à l'angle θ entre la normale à l'échantillon et le flux incident par la relation [8] :

$$\beta = \theta - \sin^{-1}(1 - \cos \theta)/2 \quad \text{Équation 1}$$

Ce type de film est mécaniquement et optiquement anisotrope. Dans notre cas, le dépôt par évaporation sous incidence oblique a été effectué avec rotation de l'échantillon autour de son axe. La rotation de l'échantillon sur lui-même a pour objectif d'obtenir par moyennage une meilleure uniformité du dépôt et permet un dépôt en une seule fois sur tous les flancs de la structure en GaAs. Le choix de la vitesse de rotation par rapport à la vitesse de dépôt conditionne la géométrie des colonnes : pour une rotation lente une structure en spirales peut être générée [9] tandis que dans notre cas où la rotation est relativement rapide (5 tours/min) nous verrons que nous obtenons des colonnes verticales. La structure du dépôt est alors géométriquement isotrope dans le plan. A noter que nous n'avons pas étudié les dépôts ayant une structure en spirale.

En revanche, nous avons mené une étude théorique pour mieux comprendre et contrôler les paramètres du dépôt par évaporation sous vide sous incidence oblique. Dans le bâti d'évaporation sous vide utilisé la pression pendant le dépôt est $\sim 10^{-7}$ mbar et par conséquent le libre parcours moyen des atomes évaporés est très grand devant la distance creuset-échantillon. Ils se propagent donc en ligne droite. Au niveau du creuset les atomes sont émis selon une distribution angulaire en $\cos^n \theta$ avec $n \geq 1$ dépendant de la taille et de la forme du creuset. La distance creuset-échantillon (650 mm) étant grande par rapport au diamètre du creuset (37.6 mm), on peut considérer en première approximation que la source est ponctuelle. Pour un gyromètre donné, l'angle solide de dépôt est faible et le faisceau incident est approximativement localement collimaté au niveau de l'échantillon.

Par ailleurs, l'axe d'inclinaison du porte échantillon de l'évaporateur Plassys 550S utilisé est déporté d'une distance de 6,25 cm par rapport au plan de l'échantillon (voir figure V.14).

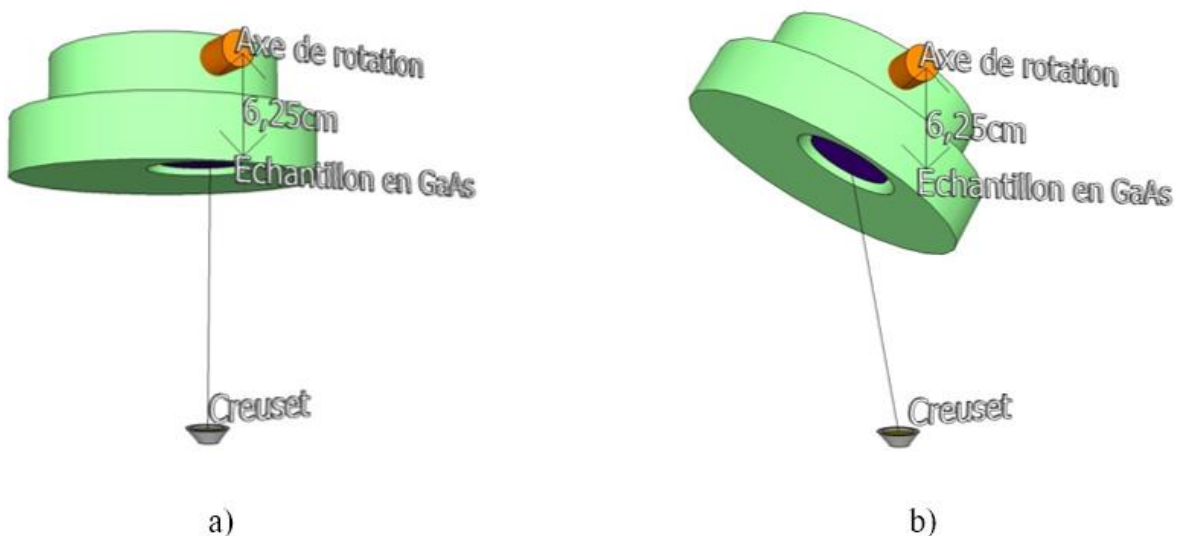


Figure V.14. Schéma de la configuration géométrique creuset-porte échantillon dans le bâti d'évaporation Plassys 550S a) en mode « dépôt standard » ($\beta = 0^\circ$) b) en mode « dépôt oblique » ($\beta = 60^\circ$).

En conséquence l'échantillon subit un déplacement vertical et horizontal lorsqu'il est incliné et l'angle de réglage β est différent de l'angle d'inclinaison réel θ du flux évaporé par rapport à la normale de l'échantillon. Ceci doit être pris en compte pour modéliser la dépendance de la vitesse de dépôt avec l'angle d'inclinaison. Nous avons basé notre étude géométrique sur des travaux précédents réalisés par Jiango Wang, et al. [10] qui étaient axés sur l'uniformité d'une couche mince évaporée et déposée sur un échantillon en rotation sur lui-même, mais sans déport de l'axe d'inclinaison.

La modélisation s'appuie sur le schéma de la figure V.15. L'axe d'inclinaison du porte-échantillon est à la distance h_0 du creuset. Le dépôt sous angle rasant est réalisé avec une rotation β du porte-échantillon entre 0° et 90° . θ est l'angle entre le flux évaporé et la normale à l'échantillon, ϕ est l'angle entre la normale au creuset et l'axe du flux évaporé, et α est l'angle de rotation de l'échantillon autour de son axe.

L'épaisseur du dépôt est fonction de la masse évaporée et de ϕ , θ et r où r est la distance entre le creuset et le point P sur l'échantillon. L'équation de base pour estimer l'épaisseur e est :

$$e = \frac{m \cos \theta \cos \phi}{\pi \mu r^2} \quad \text{Équation 2}$$

Où m est la masse de matériau évaporé et μ la masse volumique du dépôt.

Dans le but de contrôler l'épaisseur évaporée, nous devons exprimer l'épaisseur, e , en fonction de β qui est le paramètre réglable pour modifier l'inclinaison de l'échantillon dans l'évaporateur Plassys 550S.

D'après la figure V.15 nous pouvons réécrire h et h' comme suit :

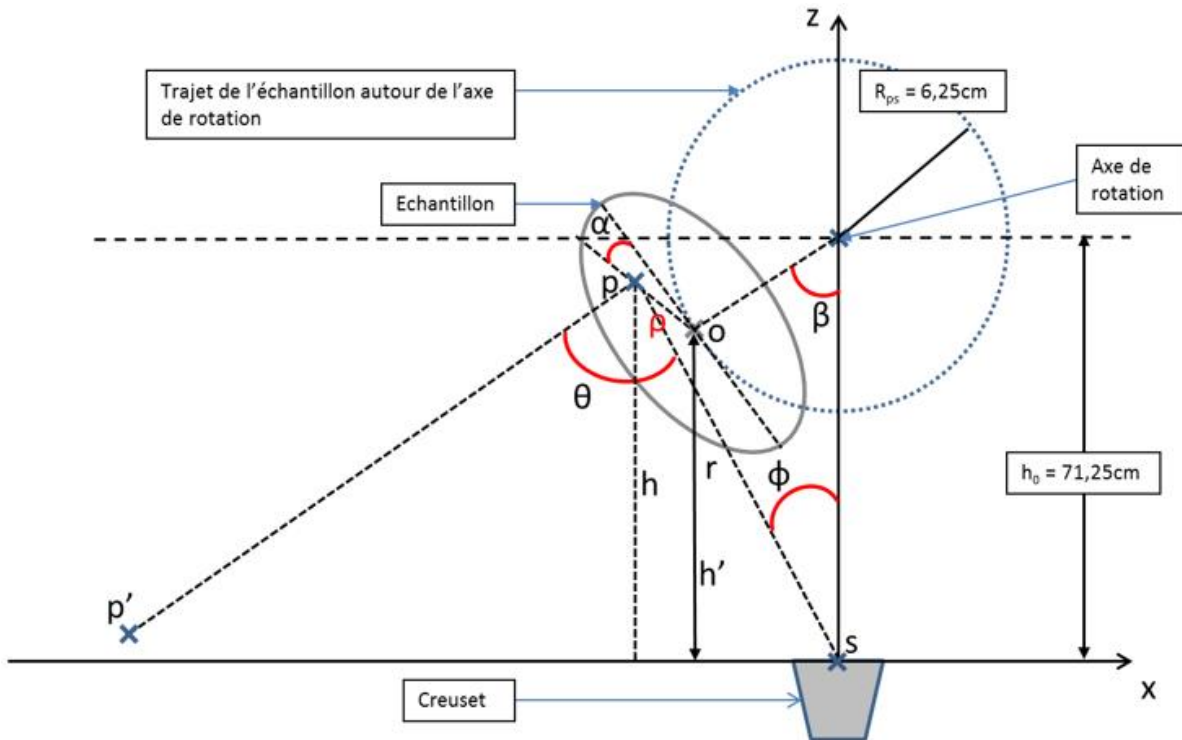


Figure V.15. Configuration de dépôt dans l'évaporateur par faisceau d'électrons Plassys 550S avec un axe d'inclinaison sur le porte échantillon déporté.

$$h' = h_0 - R_{ps} \cos \theta \quad \text{Equation 3}$$

$$h = h_0 - R_{ps} \cos \beta + \rho \cos \alpha \sin \beta \quad \text{Equation 4}$$

Les coordonnées de P' ($X_{P'}, Y_{P'}, Z_{P'}$) dans le plan du creuset sont :

$$(-\rho \cos \alpha \cos \beta - R_{ps} \sin \beta - h \tan \beta ; \rho \sin \alpha ; 0) \quad \text{Equation 5}$$

Les coordonnées de P (X_P, Y_P, Z_P) sur l'échantillon sont :

$$(-\rho \cos \alpha \cos \beta - R_{ps} \sin \beta ; \rho \sin \alpha ; h) \quad \text{Equation 6}$$

Ainsi, r est égal à :

$$r = [(-\rho \cos \alpha \cos \beta - R_{ps} \sin \beta)^2 + (\rho \sin \alpha)^2 + h^2]^{1/2} \quad \text{Equation 7}$$

Et $P'S$ est égal à :

$$r = [(-\rho \cos \alpha \cos \beta - R_{ps} \sin \beta)^2 + (\rho \sin \alpha)^2 + h^2]^{1/2} \quad \text{Equation 8}$$

En utilisant le théorème d'Al-Kashi nous pouvons réécrire $\cos \theta$ tel que :

$$\cos \theta = \frac{r^2 + P'P^2 - P'S^2}{2 r P'P} \quad \text{Equation 9}$$

$$\text{soit } \cos \theta = \frac{r^2 + \frac{h^2}{\cos^2 \beta} - (-\rho \cos \alpha \cos \beta - R_{ps} \sin \beta - h \tan \beta)^2 - (\rho \sin \alpha)^2}{2 r \frac{h}{\cos \beta}} \quad \text{Equation 10}$$

De plus,

$$\cos \phi = \frac{h}{r} \quad \text{Equation 11}$$

C'est pourquoi l'équation 2 peut-être réécrite telle que :

$$e = \frac{m}{2\pi\mu} \frac{h}{r^4} \frac{r^2 + \frac{h^2}{\cos^2 \beta} - (-\rho \cos \alpha \cos \beta - R_{ps} \sin \beta - h \tan \beta)^2 - (\rho \sin \alpha)^2}{\frac{h}{\cos \beta}} \quad \text{Equation 12}$$

L'équation 12 donne l'épaisseur, e , à n'importe quel point P sur l'échantillon pour un échantillon fixe. Au centre O de l'échantillon, $\rho = 0$ et l'équation 12 devient :

$$e = \frac{m}{2\pi\mu} \frac{\cos \beta}{r^4} \left(r^2 + \frac{h^2}{\cos^2 \beta} - (R_{ps} \sin \beta + h \tan \beta)^2 \right) \quad \text{Equation 13}$$

$$\text{avec } r = \sqrt{r_{ps}^2 \sin^2 \beta + (h_0 - r_{ps} \cos \beta)^2} \quad \text{Equation 14}$$

$$\text{et } h = h_0 - r_{ps} \cos \beta \quad \text{Equation 15}$$

Si nous normalisons l'équation 12 par l'épaisseur de la couche mince déposée à 0° et si nous traçons la nouvelle relation pour différentes valeurs de β , nous pouvons observer une diminution importante de la vitesse de dépôt avec l'angle d'inclinaison, en supposant que la densité reste constante (figure. V.16). Par exemple, au centre de l'échantillon, la vitesse de dépôt diminue d'environ 52% pour une inclinaison de 60° . La figure V.16 montre également une variation (<15%) de la vitesse de dépôt selon la position sur l'échantillon fixée par le rayon ρ et l'angle α définis dans la figure V.15.

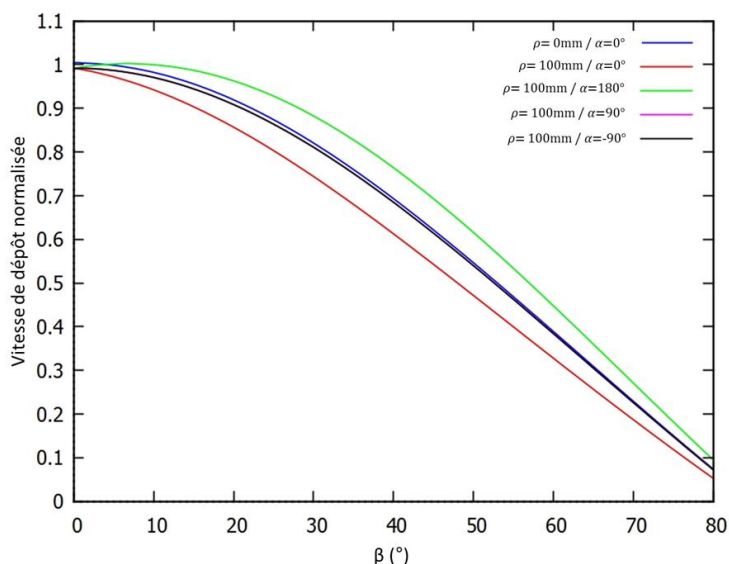


Figure V.16. Variation de la vitesse de dépôt normalisée $V(\beta)/V(0)$ en fonction de β pour différentes positions aux points cardinaux d'un cercle de rayon 100 mm.

L'effet de la rotation de l'échantillon peut être calculé par l'intégrale suivante :

$$e_{rotation} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e(\alpha) d\alpha \quad \text{Equation 16}$$

L'équation 16 suppose un nombre entier de tours pendant la durée du dépôt. La vitesse de dépôt de Au étant à 0° de ~ 0.3 nm/s, la vitesse de rotation de 5 tours/min et l'épaisseur du film d'or 200 nm ceci n'est pas le cas. L'erreur est au maximum de ± 1.8 nm. Pour les films de Cr de 20 nm, il y a un nombre entier de tours pendant le dépôt et pour d'autres épaisseurs l'erreur maximum serait inférieure à ± 0.6 nm pour la vitesse de dépôt utilisée (0.1 nm/s).

La figure V.17, donne le résultat de l'intégration numérique de l'équation 12 en tenant compte de la variation de r avec α (Equation 7). Elle montre que la rotation est très efficace pour homogénéiser le dépôt. On remarque que l'homogénéité est en fait améliorée par l'inclinaison.

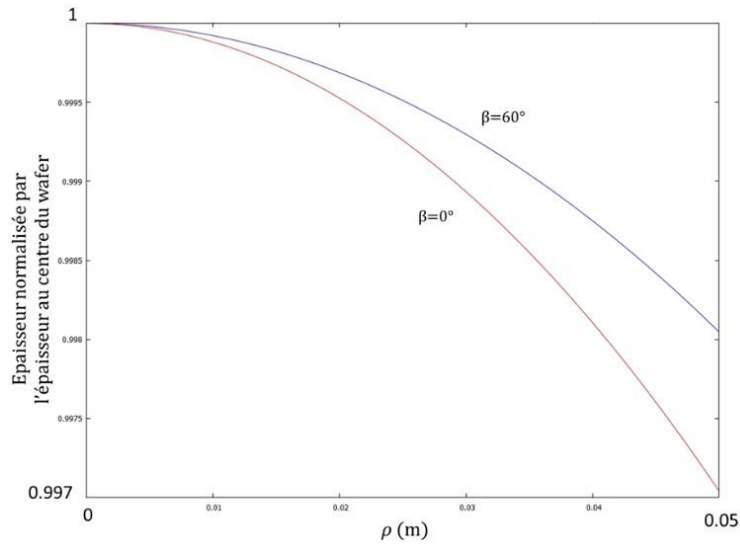


Figure V.17. Variation de la vitesse de dépôt normalisée par la vitesse au centre en incidence normale en fonction de la distance au centre de l'échantillon pour les angles d'inclinaison $\beta=0^\circ$ et $\beta=60^\circ$ dans le cas d'une rotation de l'échantillon.

A cause du déport de l'axe d'inclinaison de l'échantillon, l'inclinaison β n'est pas parfaitement égale à θ la véritable inclinaison du flux d'atomes évaporés incident sur le substrat. A l'aide de l'équation 10 nous pouvons tracer pour le centre du porte échantillon ($\rho = 0$ cm) le paramètre physique θ , l'incidence du flux évaporé, en fonction de l'inclinaison β du porte-échantillon : la valeur de consigne entrée par l'utilisateur (voir figure V.18).

On remarque d'après la figure V.18 que l'équation 10 avec $\rho = 0$ cm, peut être simplifiée sous la forme linéaire :

$$\theta \approx 1,07\beta \quad \text{Equation 17}$$

D'après l'équation 12, nous pouvons tracer à nouveau la vitesse de dépôt normalisée en fonction de β et la vitesse de dépôt au centre normalisée en fonction de θ (voir Figure V.19).

On peut remarquer dans la figure V.19 que pour un angle d'incidence élevé, l'erreur sur la vitesse de dépôt devient très importante (25% pour $\beta=60^\circ$) si l'on ne tient pas compte du déport de l'angle d'inclinaison. De plus, si l'on souhaite structurer nos dépôts, par exemple si l'on veut une électrode sur les flancs ayant une hauteur précise il faudra tenir compte de la différence entre β et θ .

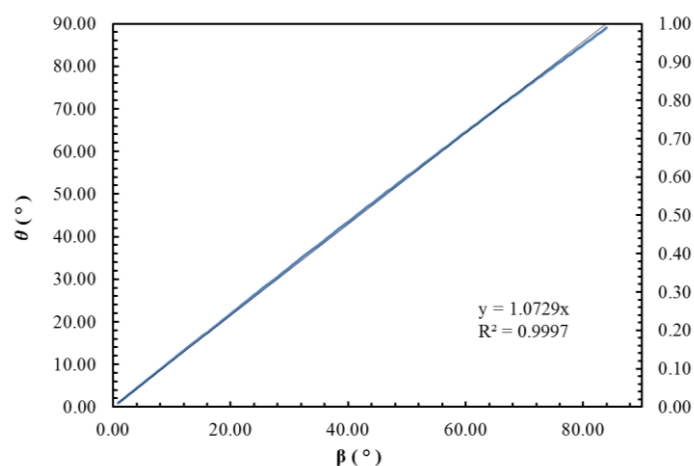


Figure V.18. Linéarisation de la relation entre β et θ .

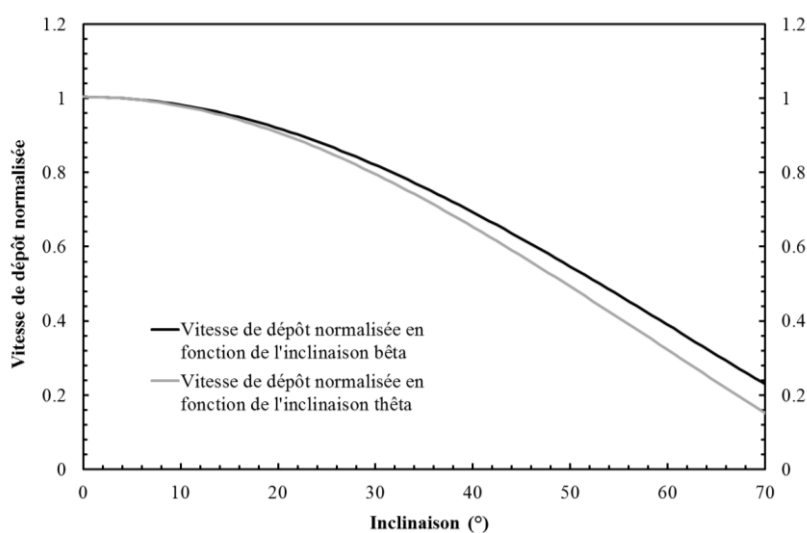


Figure V.19. Vitesse de dépôt normalisée en fonction de β et en fonction de θ .

V.3.5. Elaboration d'électrodes rectangulaires

Modélisation

L'élaboration des électrodes rectangulaires sur la surface supérieure et la surface inférieure de la structure demande l'utilisation d'un procédé classique de lift-off de Au/Cr. Cependant, la réalisation d'électrodes rectangulaires sur les flancs reste plus complexe. En effet, dans un cas simple, où l'échantillon n'est pas en rotation sur lui-même, nous avons un échantillon incliné en face d'un creuset (voir figure V.20).

Le choix de la valeur à donner à l'inclinaison θ et à la largeur l qui est la largeur de la tranchée moins la longueur du surplomb (voir figure V.10a), ou la longueur l' du surplomb (voir Figure V.10b), est critique : ce choix détermine la hauteur h de l'électrode verticale que l'on vient déposer ainsi que la distance e sur laquelle il n'y aura pas de dépôt dans le cas de la figure V.10b. A noter que h correspond plus exactement à la hauteur de l'électrode à laquelle on ajoute la hauteur de résine.

Dans le cas où l'on souhaite une connexion avec la surface supérieure, la relation entre h , θ et l est donnée par :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{h}{l} \quad \text{ou} \quad h = l \tan \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right)$$

Equation 18

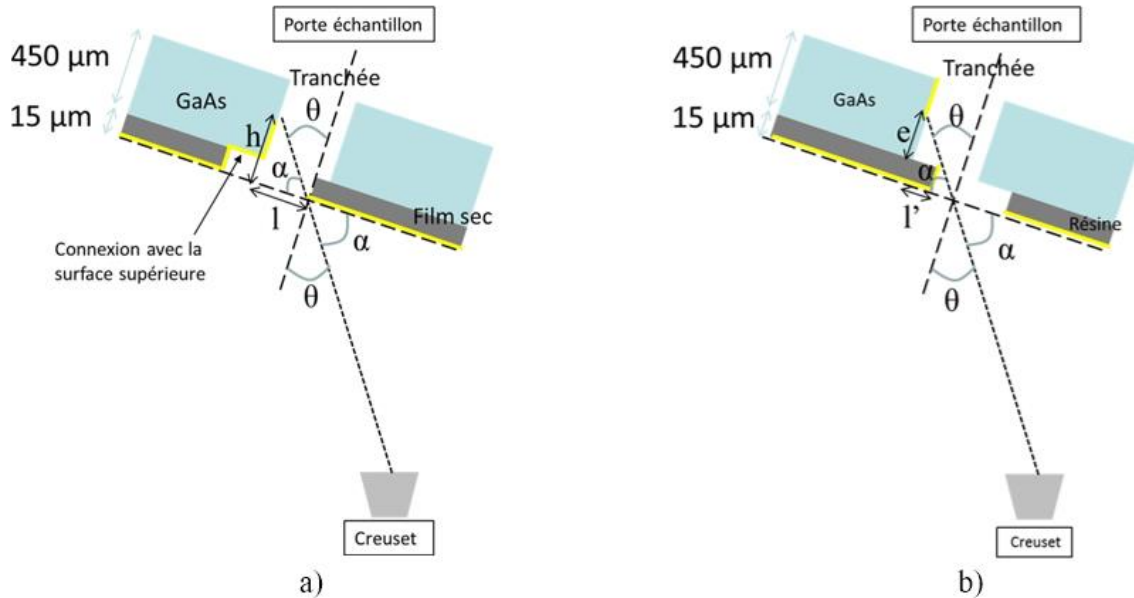


Figure V.20. Schémas en coupe de l'échantillon et du creuset lors du dépôt des électrodes sur les flancs avec a) une connexion électrique entre la surface supérieure et la surface latérale, b) une électrode isolée.

De même, si on souhaite isoler l'électrode sur les flancs la relation entre e , θ et l' devient :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{e}{l'} \quad \text{ou} \quad e = l' \tan \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right)$$

Equation 19

En combinant les techniques exposées dans les figures V.20a et V.20b, il est possible de déposer une électrode centrée par rapport à la surface supérieure et inférieure de l'échantillon (voir figure V.21).

Nous allons expliquer l'exemple de la Figure V.21 où l'on obtient une électrode centrée par rapport aux deux faces supérieure et inférieure de l'échantillon.

l' et l sont des paramètres ajustables ainsi on cherche θ tel que :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{e}{l'} = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{h}{l}$$

Equation 20

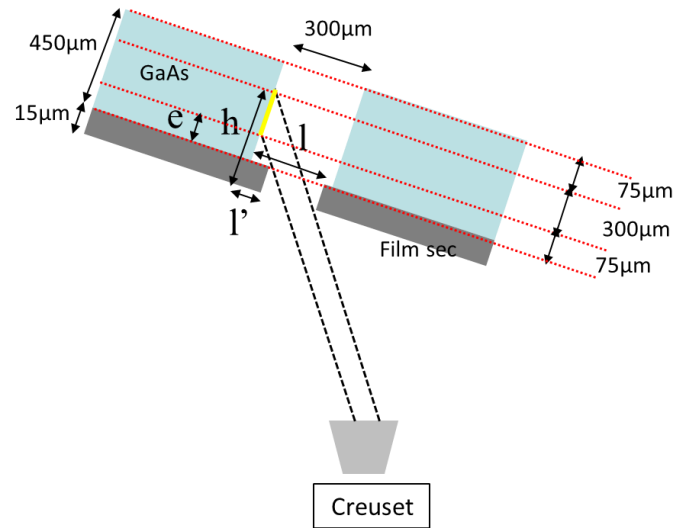


Figure V.21. Schéma montrant la possibilité de délimiter une électrode centrée par rapport à la surface supérieure et inférieure en choisissant les bons paramètres : l et l' .

Avec $e = 75 \mu\text{m}$, $h = 375 \mu\text{m}$, $l' \leq 300 \mu\text{m}$ et $l \leq 300 \mu\text{m}$

Nous obtenons la relation simplifiée :

$$l = \frac{l'h}{e} \quad \text{Equation 21}$$

Avec $e = 75 \mu\text{m}$, $h = 375 \mu\text{m}$, $l' \leq 300 \mu\text{m}$ et $l \leq 300 \mu\text{m}$

L'équation 20 offre plusieurs solutions comme on peut le voir dans la Figure V.22. Cependant d'après les figures V.16 et V.19 on remarque que plus l'incidence du matériau évaporé est élevée, plus la vitesse de dépôt est faible et plus il faudra évaporer de la matière pour obtenir l'épaisseur souhaitée. Ainsi, par souci d'économie de matière et de temps, il est préférable de diminuer l'incidence du faisceau par rapport aux flancs de la structure. Afin d'avoir une incidence la plus normale possible aux flancs il faut incliner l'échantillon au maximum : il faut donc utiliser la valeur la plus élevée possible pour θ .

Ainsi la solution la plus adéquate pour obtenir un échantillon comme représenté en Figure V.21 serait d'avoir les égalités suivantes :

$$\begin{aligned} l' &= 60 \mu\text{m}, \\ l &= 300 \mu\text{m} \text{ (la largeur de la tranchée),} \\ \theta &\approx 38,7^\circ \\ \beta &\approx \frac{\theta}{1,07} \approx 36,2^\circ \end{aligned} \quad \text{Équations 22}$$

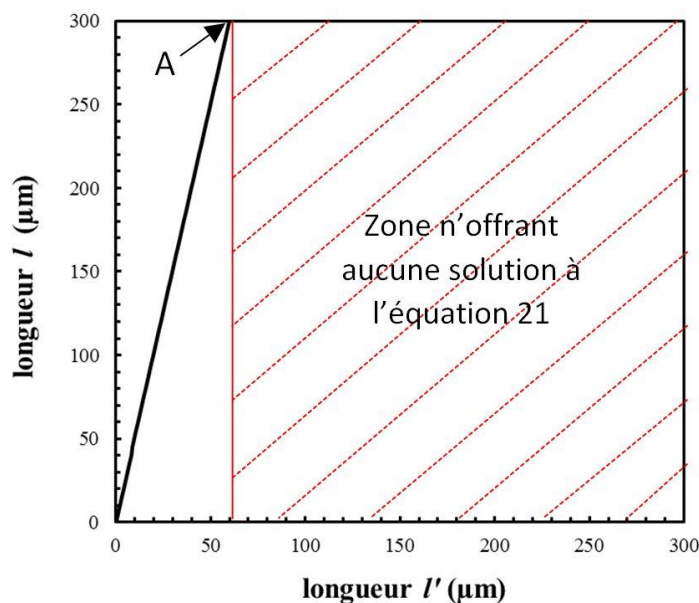


Figure V.22. Graphique représentant les solutions de l'équation 21. Le point A correspond à la valeur maximale de l' tel que l'Equation 10 est satisfaite. Le point A correspond aussi à l'angle θ d'inclinaison maximal.

Rappelons que si l'on souhaite un angle de θ de $38,7^\circ$ il faut diviser cette valeur par $1,07$ pour obtenir β , c'est-à-dire le paramètre à régler sur le bâti Plassys 550S et compenser ainsi l'effet du déport de l'axe d'inclinaison de l'échantillon (voir Equation 17). l' et l étant connus, l'ouverture locale à réaliser dans le masque d'ombrage en film sec peut être déterminée (voir Figure V.20 et V.23). Il est donc en principe possible de contrôler la hauteur des électrodes sur les flancs malgré le déport de l'axe d'inclinaison du substrat. Une ouverture rectangulaire dans le film sec devrait permettre de réaliser une bande métallique sur les flancs de la structure.

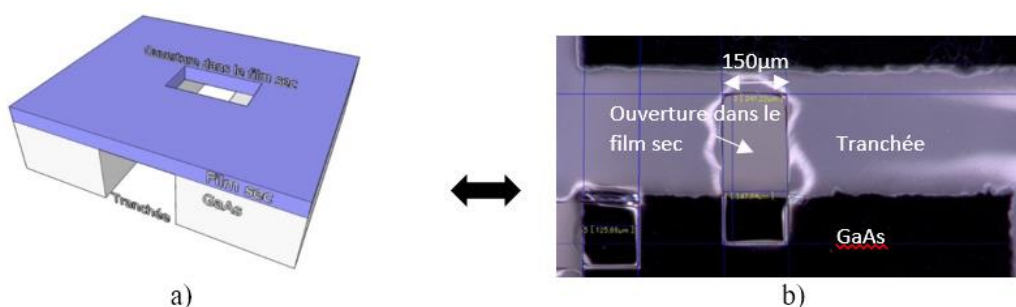


Figure V.23. a) Dessin 3D en vue isométrique et b) image prise au microscope optique en vue de dessus d'une réalisation en salle blanche d'un échantillon en GaAs microstructuré avec un dépôt de film sec ayant une ouverture rectangulaire.

Pourtant un paramètre n'a pas été pris en compte jusqu'à présent, à savoir la rotation de l'échantillon sur lui-même. La rotation de l'échantillon sur lui-même permet, comme on l'a vu précédemment, une meilleure uniformité du dépôt et de déposer en une seule fois les électrodes sur tous les flancs de la structure. En effet, dans le cas d'un échantillon stationnaire, il faudrait faire 4 dépôts sur les 4 côtés de la structure (voir Figure V.24) ce qui demanderait beaucoup plus de temps et de manipulations.

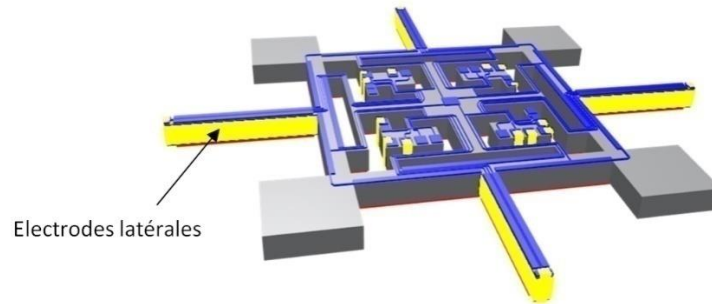


Figure V.24. Modèle de la structure mécanique du microgyromètre avec son système de transduction comprenant les électrodes latérales (en jaune).

Le fait d'avoir un échantillon qui tourne sur lui-même a des conséquences sur la forme des électrodes. Une ouverture rectangulaire dans le film sec ne produit pas des électrodes rectangulaires sur les flancs mais des électrodes de forme hyperbolique (voir figure V.25).

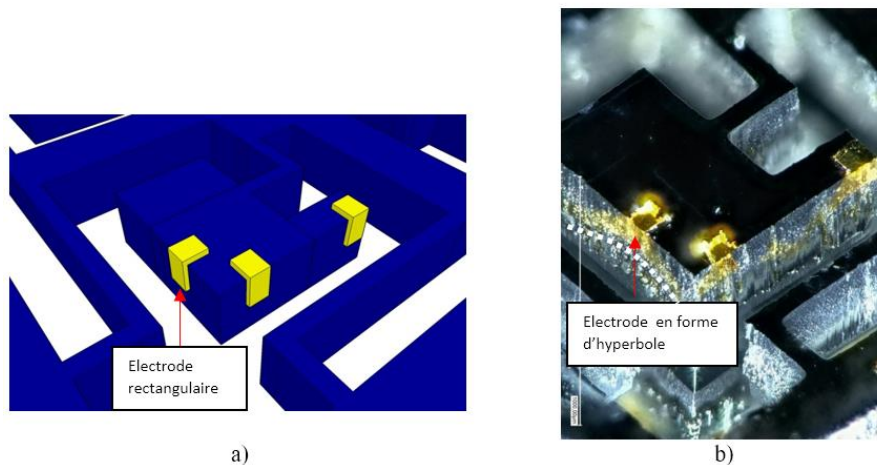


Figure V.25. a) Schémas et b) image au microscope optique d'une réalisation d'électrodes sur les flancs avec report d'une connexion électrique vers la surface supérieure.

Pour expliquer le phénomène il faut se tourner vers un domaine scientifique autrefois très utilisé, mais maintenant désuet : la gnomonique analytique. La gnomonique est l'art de construire des cadrans solaires selon la définition du *Larousse* (2017)[11]. Lors de la réalisation du cadran, les concepteurs devaient au préalable connaître la trajectoire qu'allait suivre l'extrémité de l'ombre du gnomon (tige au centre du cadran). La trajectoire de l'ombre du gnomon dépend de l'endroit où est disposé le cadran solaire sur la surface du globe. Ainsi, un cadran solaire acheté dans un commerce n'est valable que pour un endroit en particulier sur Terre.

Le problème de dépôt sous incidence oblique à travers un pochoir peut-être transposé à un problème de gnomonique analytique (tableau V.2).

Tableau V.2. Analogie entre l'étude de la forme des électrodes sur les flancs d'une structure et les cadrans solaires :

Dépôt oblique sur les flancs d'une structure	Gnomonique analytique
L'ouverture rectangulaire dans le film sec	Le gnomon
Le porte échantillon	La planète Terre
Le flanc de l'échantillon	Le cadran positionné horizontalement à l'équateur
Le creuset	Le Soleil
L'électrode en forme d'hyperbole	La zone parcourue par l'ombre du gnomon sur le cadran

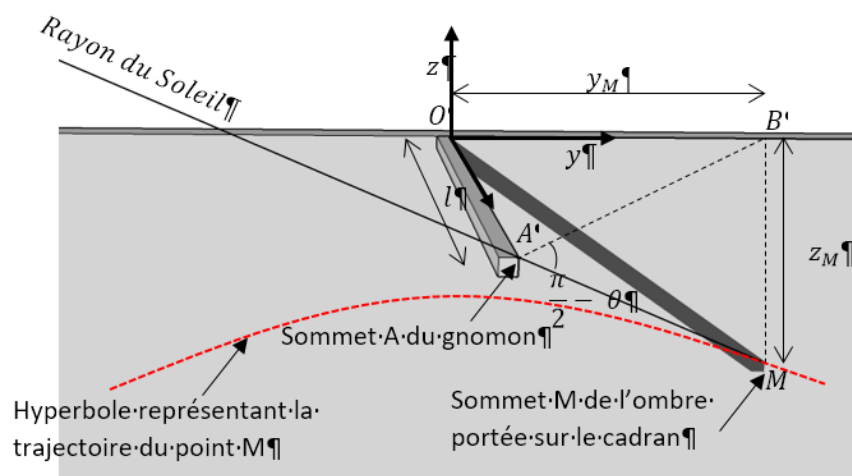


Figure V.26. Schéma représentant la géométrie d'un cadran solaire utilisé pour la modélisation du problème de masquage par ombrage sous incidence oblique avec rotation.

Le but ici est de déterminer la zone que va balayer le faisceau d'or sur les flancs de la structure lors d'une rotation de 360° de l'échantillon sur lui-même.

En utilisant en partie les travaux d'Alexandre Vial [12] sur les lignes de déclinaison d'un cadran solaire et la figure V.26 l'équation de la trajectoire parcourue par le point M de coordonnées $(0; y_M; z_M)$ peut être déterminée. Un peu de trigonométrie dans le triangle ABM permet d'obtenir la relation suivante :

$$z_M = -\sqrt{y_M^2 + l^2} \tan\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) \quad \text{Equation 23}$$

L'équation 23 est l'équation d'une hyperbole dans le plan $x = 0$. Etant donné la trajectoire du point M nous pouvons dorénavant comprendre pourquoi les électrodes sur les flancs ne sont pas rectangulaires pour une ouverture de masque rectangulaire. Le problème majeur de cet étalement de la métallisation sur les côtés est l'apparition potentielle de courts circuits entre deux électrodes qui seraient l'une à côté de l'autre.

Il est possible de diminuer cet étalement en changeant la forme des ouvertures. On peut par exemple passer d'une ouverture rectangulaire à une ouverture triangulaire. L'ouverture triangulaire (voir Figure V.27) permet en effet de garder la hauteur h de l'électrode constante lorsque le creuset est à son périgée tout en diminuant l'étalement de l'or sur les côtés. En effet, l'évasement d'un côté de l'ouverture

rectangulaire obtenu avec une ouverture triangulaire, permet de réduire l'écartement des « bras » de l'hyperbole. L'ouverture triangulaire semble donc apporter une solution intéressante. D'autres géométries pourraient être étudiées et comparées entre-elles. Toutefois, d'après l'équation 23, changer la forme de l'ouverture ne supprimera pas l'extension de l'étalement de la métallisation sur les côtés. Dans le cas idéal, il faudrait interfacer le porte échantillon afin de contrôler la rotation de l'échantillon. L'interfaçage permettrait de stopper la rotation tous les 90° pour déposer les électrodes rectangulaires sur les 4 côtés de la structure. Entre chaque rotation de 90° il conviendrait de cacher l'échantillon du flux d'or afin de supprimer l'étalement d'or. L'évaporateur Plassys 550S ne dispose malheureusement pas d'un porte échantillon interfaçé. De plus, l'utilisation de cette technique diminuerait l'homogénéité du dépôt.

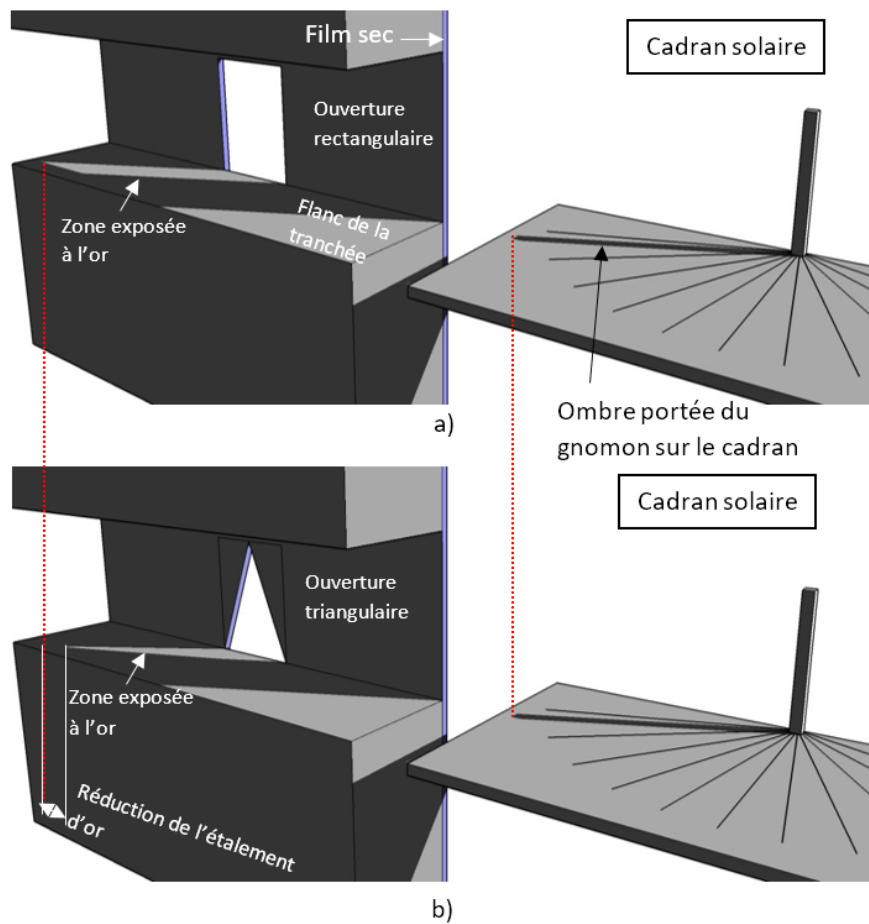


Figure V.27. Simulation du masquage par ombrage en dépôt oblique avec rotation de l'échantillon. Comparaison a) entre une ouverture rectangulaire et b) une ouverture triangulaire avec comme référence le cadran solaire.

Pour un angle d'incidence θ du flux évaporé par rapport à la surface de l'échantillon, l'angle d'incidence sur le flanc vertical est $\pi/2 - \theta$. La vitesse de dépôt est conforme au modèle établi dans la partie V.3d mais l'épaisseur est aussi limitée par l'extension angulaire limitée de l'ouverture du masque. En effet le dépôt se produit avec la vitesse calculée que lorsque le faisceau évaporé est en direction du flanc considéré. L'épaisseur déposée dépend donc de la disposition des flancs verticaux. Dans le cas du gyromètre avec des flancs verticaux à 90° , la vitesse de dépôt moyenne est au moins divisée par 2. La valeur exacte dépend des ouvertures dans le masque et de la géométrie du dispositif. Elle pourra être déterminée dans l'avenir par mesure de l'épaisseur sur le flanc, par exemple par profilométrie optique.

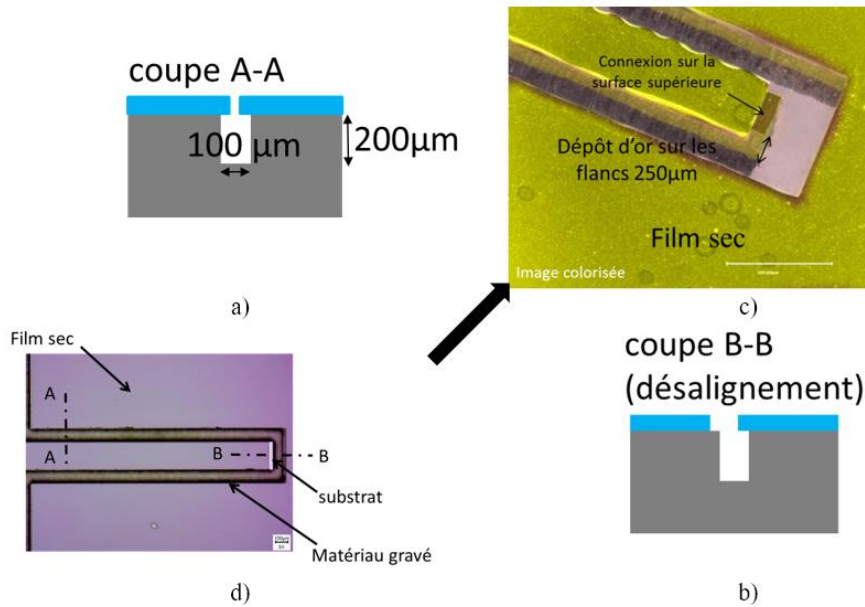


Figure V.28. Dessins en coupe d'une tranchée autour de la poutre a) avec le dépôt d'un film sec aligné avec celle-ci ; b) avec le dépôt d'un film sec désaligné avec celle-ci ; c) Image au microscope optique d'une poutre de la structure du gyromètre 3 axes. d) Image au microscope optique de l'extrémité d'une poutre en GaAs avec le film sec et un dépôt d'or oblique.

Résultats

Des réalisations montrent la bonne adéquation entre la théorie et l'expérimentation. Par exemple, les Figures V.28c et V.29c démontrent le dépôt de Au/Cr uniquement sur la moitié supérieure des flancs d'une poutre obtenu en dimensionnant l'ouverture du masque et le surplomb à partir du modèle. L'image dans la figure V.28c montre la poutre après le dépôt du film sec et le dépôt oblique d'or.

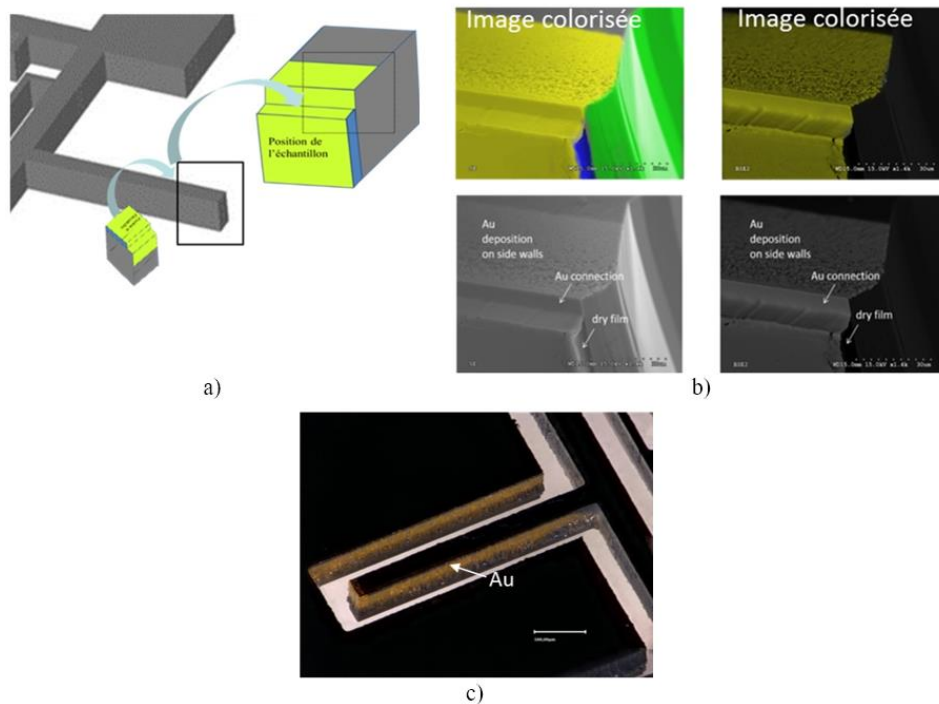


Figure V.29. a) Schéma explicatif de la zone caractérisée; b) Images MEB obtenues avec les électrons secondaires (à gauche) et rétrodiffusés (à droite) ; c) Images prises au microscope optique d'une électrode déposée sur les flancs de la structure après lift-off.

La hauteur de l'électrode a été contrôlée par le choix de l'angle de dépôt. La présence ou non d'un retrait permet respectivement d'avoir une électrode non isolée ou isolée de la surface supérieure. Ainsi, les schémas et images de la figure V.28 mettent en évidence le dépôt d'or sur les flancs et la possibilité de les connecter avec des motifs élaborés sur la surface supérieure ou inférieure par lift-off avec un film sec.

La figure V.29 b à gauche montre une image MEB obtenue avec les électrons secondaires: cette image met en évidence la topographie. Les images de droite de la figure V.29b correspondent à la même zone mais ont été obtenues avec les électrons rétrodiffusés : ces images mettent en évidence la répartition des matériaux sur l'échantillon. La figure V.29 confirme la possibilité de mettre en forme des électrodes latérales de manière contrôlée. En particulier, dans la partie supérieure de ces images nous pouvons constater une délimitation très nette entre la zone recouverte d'or et la zone non recouverte. La Figure V.29c montre une gravure traversante du GaAs avec un dépôt d'électrodes sur les flancs après lift-off.

Le dessin actuel des électrodes permet de s'affranchir du problème de l'étalement des électrodes le long des poutres lorsque l'échantillon est mis en rotation. Ceci est simplement obtenu en ne positionnant qu'une seule électrode par face, ce qui évite toute possibilité de court-circuit. Notons que le dépôt sur le flanc opposé de la tranchée ne peut pas être évité. Ceci n'est éventuellement gênant (électrode flottante et réduction du coefficient de qualité) qu'à l'intérieur de la structure.

En conclusion, nous avons vu que le dépôt oblique peut avoir des conséquences sur la vitesse du dépôt. Il est aussi difficile d'obtenir des électrodes rectangulaires lorsque l'échantillon est en rotation sur lui-même. Une amélioration du procédé de dépôt serait cependant toujours possible en améliorant l'évaporateur Plassys 550S ou en changeant la forme des ouvertures dans le film sec. Actuellement, nous nous affranchissons du problème en ne positionnant qu'une seule électrode par face.

Nous avons dans ce chapitre détaillé et analysé l'aspect procédé et mise en forme des électrodes latérales, cependant l'utilisation du dépôt oblique change les propriétés mécaniques, électriques et optiques du matériau déposé. C'est pourquoi nous avons mené une étude de ces dépôts pour analyser l'impact positif ou négatif du changement de propriétés sur la réalisation de microcapteurs inertiels.

V.4. Etude des propriétés des films Au/Cr poreux :

L'étude des propriétés des films Au/Cr poreux a été débutée en fin de thèse. Cette étude a pour but de déterminer la structure, les propriétés mécaniques et les propriétés électriques des électrodes qui peuvent jouer un rôle sur la stabilité et la fiabilité du gyromètre et sur le facteur de qualité des résonances du gyromètre. Nous verrons qu'une caractérisation assez complète des propriétés des films Au/Cr à température ambiante a pu être réalisée et que la caractérisation de leur comportement pendant et après un recuit a été abordée. La connaissance de l'effet d'un recuit sur les électrodes est en effet nécessaire pour différentes raisons. A terme une encapsulation sous vide sera nécessaire ce qui implique un recuit de dégazage ($T > 100^\circ\text{C}$), un chauffage pour réaliser la soudure des capôts du packaging (typiquement à $T \geq 250^\circ\text{C}$), et un recuit pour activer les films getter à $250^\circ\text{C} \leq T \leq 350^\circ\text{C}$ pendant 1 heure ou plus. Ces recuits peuvent améliorer ou dégrader les propriétés électriques et mécaniques des films. D'autre part, la stabilité en température du gyromètre dépend en partie de celle des électrodes.

Les dépôts sous incidence oblique par évaporation à l'aide d'un faisceau d'électrons sont généralement poreux. L'origine de cette porosité a déjà été expliquée dans la littérature [7-9]. Dans le cas de l'or, et

souvent pour d'autres matériaux, il y a une croissance en îlots suivi d'une coalescence des atomes déposés sur le substrat (figure V.30), le dépôt à angle rasant induit un effet de masquage qui empêche le dépôt sur les zones adjacentes en aval du flux d'atomes incident (Figure V.30) et les régions les plus hautes reçoivent plus d'atomes que les régions plus basses. Cet effet de compétition associé au masquage de certaines régions induit un dépôt colonnaire (voir Figure V.13). A noter qu'il serait possible de limiter cet effet de masquage en chauffant le substrat lors du dépôt pour augmenter la diffusion de surface des atomes et diminuer ainsi la taille des zones masquées [13].

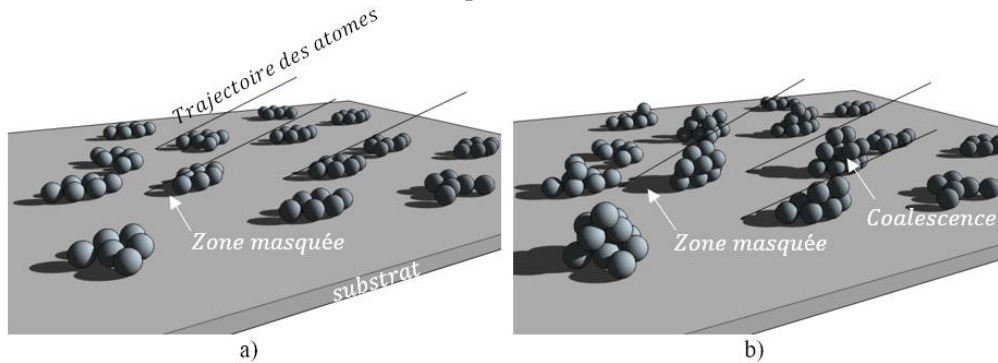


Figure V.30. Effet de masquage lors d'un dépôt à angle rasant a) les atomes sont déposés aléatoirement sur le substrat ; b) les grains se développent, les zones les plus élevées reçoivent plus d'atomes.

Les propriétés mécaniques et électriques de couches minces de Au/Cr poreux ont été peu étudiées et à notre connaissance, jamais dans le cas de films déposés sous incidence oblique par évaporation canon avec rotation du substrat. Pour leur utilisation comme électrodes latérales dans les MEMS piézoélectriques, il est intéressant de comparer ce nouveau type d'électrode aux électrodes en Au/Cr déposés sous incidence normale sur les faces supérieures et inférieures du gyromètre (dépôt dit standard dans la suite). Ceci permettra d'analyser leurs avantages et inconvénients éventuels pour leur intégration dans un système de transduction piézoélectrique d'une microstructure mécanique.

Par souci d'économie, les caractérisations des dépôts sous incidence oblique ont été réalisées sur films déposés sur des substrats de silicium de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur plutôt que sur des substrats de GaAs plus épais et beaucoup plus onéreux. On peut raisonnablement supposer que les propriétés des films de Au/Cr déposés à température ambiante sur Si et GaAs sont globalement assez similaires à température ambiante, en revanche il est clair que les contraintes thermomécaniques seront différentes car le coefficient de dilatation thermique ($5.8 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ à $6.8 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ entre 300K et 600K) et le module d'élasticité biaxial (123 GPa) de GaAs (100) sont très différents de ceux du silicium (100) ($2.6 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ à $3.6 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ entre 300K et 600K et 180.5 GPa).

V.4.1. Porosité, morphologie et structure

Nous avons déposé à différents angles d'incidence $\beta = 0^\circ$, 30° et 60° (soit $\theta = 0^\circ$, 32.1° et 64.2°), 20 nm de chrome, la couche d'adhérence, et 200 nm d'or sur l'oxyde natif du wafer de silicium. A $\beta = 0^\circ$, nous avons utilisé une vitesse de dépôt de $0,1 \text{ nm/s}$ pour la couche de chrome et une vitesse de dépôt de $0,3 \text{ nm/s}$ pour l'or. Rappelons qu'avec une augmentation de l'incidence il y a une diminution de la vitesse de dépôt (voir figure V.16). La pression résiduelle lors du dépôt était d'environ $1 \times 10^{-7} \text{ Torr}$.

Dans le but d'avoir une épaisseur identique pour les différents dépôts nous avons mis l'échantillon en rotation sur lui-même et utilisé les équations 13 et 16 pour corriger les valeurs indiquées par la balance

à quartz qui est fixe et qui a été calibrée pour les dépôts standards. Dans un premier temps, nous avons supposé dans l'équation 13 que la densité des films reste constante. Les épaisseurs réelles mesurées des couches minces d'or déposées sont de $195,5 \text{ nm}$ à $\beta = 0^\circ$, $207,7 \text{ nm}$ à $\beta = 30^\circ$ et $246,3 \text{ nm}$ à $\beta = 60^\circ$. A $\beta = 0^\circ$ alors que nous aurions dû avoir une épaisseur égale à 200 nm : l'épaisseur entrée en consigne de l'appareil. La différence de -4.5 nm (-2.25% par rapport à l'épaisseur visée (200 nm) à $\beta = 0^\circ$) est dans la marge d'erreur de la calibration de la balance à quartz de l'évaporateur et de la mesure d'épaisseur par profilomètre mécanique. Nous avons supposé que pour les angles $\beta = 30^\circ$ et $\beta = 60^\circ$, la différence entre l'épaisseur mesurée et l'épaisseur théorique est causée par les larges variations de la densité du dépôt d'or avec l'inclinaison. Nous avons donc mesuré la masse volumique des films d'or à l'aide d'une microbalance électrostatique en mesurant la différence de masse d'échantillons carrés après dépôt et après gravure du film d'or. Pour améliorer la précision ces échantillons ont été découpés dans un wafer 100 mm de silicium d'épaisseur plus faible ($300 \mu\text{m}$) que les wafers standard ($525 \mu\text{m}$). A l'aide d'un enrésinement, d'une lithographie UV et d'un développement nous avons pu délimiter des carrés de $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ en gravant l'or sélectivement par rapport au chrome à l'aide d'une solution de $\text{KI} : \text{I}_2 : \text{H}_2\text{O}$. Il est important de préciser que cette lithographie a été effectuée sans recuit avant ou après développement de la résine.

Pour chaque angle d'incidence, 9 de ces échantillons carrés de 64 mm^2 (composés du substrat de silicium $300 \mu\text{m}$, de la couche d'accroche en chrome 20 nm et de l'or 200 nm) (Fig. V.31), ont été utilisés pour obtenir une valeur moyennée de la masse volumique des dépôts d'or.

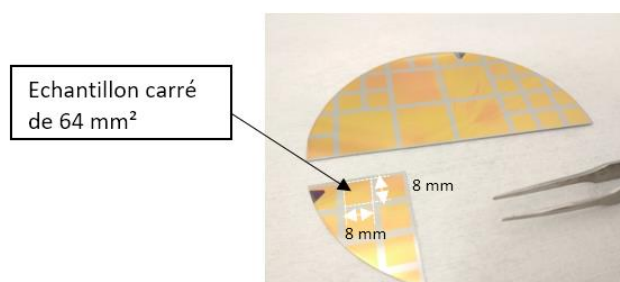


Figure V.31. Image d'un wafer 4'' en train d'être clivé en échantillons avec un motif de $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ pour la mesure de la masse volumique.

A partir de la mesure avec la microbalance électrostatique de la masse volumique du dépôt d'or à $\beta = 0^\circ$ qui a donné une valeur de $19\,850 \text{ kg/m}^3$ nous pouvons aussi déterminer la masse volumique des dépôts à $\beta = 30^\circ$ et $\beta = 60^\circ$ à partir de la déviation de l'épaisseur par rapport à la théorie (Equations 13 et 16) qui supposent une densité constante. Les résultats sont comparés avec les mesures par gravimétrie dans la figure V.32.

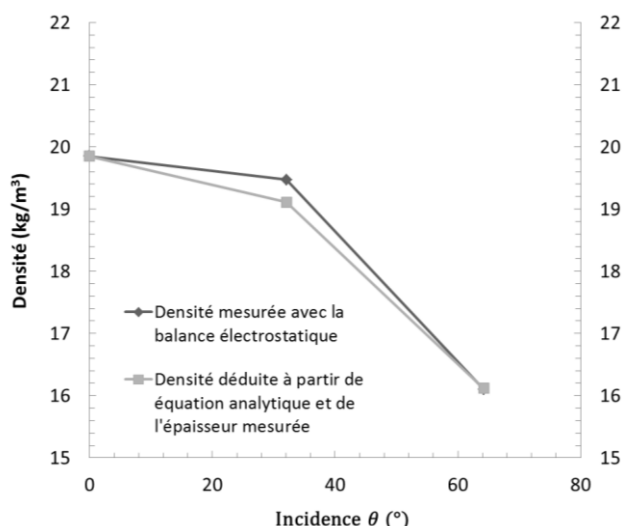


Figure V.32. Masse volumique mesurée avec deux méthodes différentes : en utilisant une microbalance électrostatique, ou en utilisant les équations 13 et 16 et l'épaisseur mesurée au profilomètre mécanique.

Le très bon accord entre les résultats des 2 méthodes à 30° et 60° confirment la validité du modèle avec les approximations effectuées. De plus, ceci permet de simplifier considérablement la mesure de la variation de la masse volumique des films en fonction de la géométrie du dépôt. En effet, à partir de la mesure de la densité pour un seul échantillon et du modèle, la variation de la masse volumique d'un film déposé dans une configuration différente peut être simplement évaluée à partir de l'épaisseur mesurée avec la balance à quartz, du modèle et de la mesure d'épaisseur réelle du film mesurée par profilométrie mécanique. Ceci permet de s'affranchir des mesures avec la microbalance électrostatique qui sont délicates, et qui demandent un nombre élevé d'échantillons pour diminuer les incertitudes dues à la découpe (débris détachables), à la lithographie, aux mesures et aux manipulations.

Angle de contact

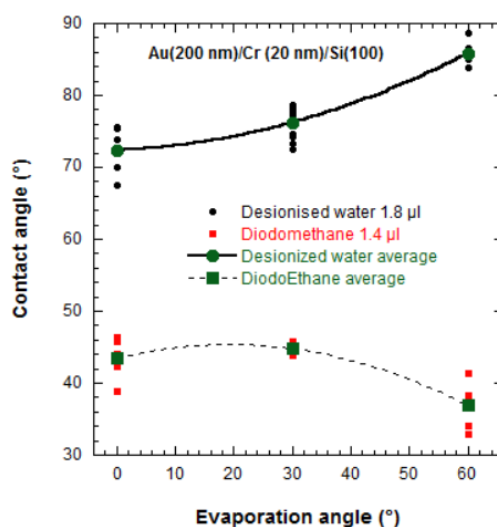


Figure V.33. Angle de contact de l'eau déionisée et du diodoéthane .sur des films de Au/Cr en fonction de l'angle d'évaporation β .

La variation de porosité des films peut en principe être aussi détectée à partir de mesure de l'angle de contact de liquides. Cette méthode est en effet sensible entre autres à la morphologie et la structuration de surface et donc devrait être sensible à la porosité de surface. Pour confirmer ce point des mesures des angles de contact de l'eau déionisée et du diodoéthane ont été effectuées sur des films de Au/Cr évaporés avec des angles d'incidence variables. Les mesures ont été effectuées en déposant et en enregistrant rapidement la forme de gouttes de volume $< 2\mu\text{l}$ avec le système OCA20 de la société Dataphysics. Les résultats des mesures sont présentés dans la figure V.33.

Ils montrent que les angles de contact des 2 liquides varient avec l'angle d'évaporation avec une variation plus rapide entre 30 et 60° qu'entre 0 et 30°. C'était aussi le cas pour la variation de la masse volumique (figure V.32). La surface des films devient plus hydrophobe quand l'angle d'évaporation augmente comme pour les surfaces micro/nano structurées. L'hypothèse que les variations d'angle de contact et d'énergie de surface observées sont liées à la porosité de surface des films (ou à la rugosité associée) semble donc raisonnable. Ceci est très intéressant car il devient alors possible de faire une évaluation locale et non destructive des variations de porosité. Nous avons exploité cette possibilité en mesurant la variation d'angle de contact entre le bord et le centre d'un wafer 100mm recouvert d'un film Au/Cr déposé avec un angle à $\beta = 60^\circ$ avec rotation de l'échantillon. Dans la Figure V.34a. on remarque une diminution d'environ 6% de l'angle de contact lorsque l'on se dirige vers le centre du wafer 100 mm qui reflète une augmentation de 17% l'énergie de surface (Figure V.34b).

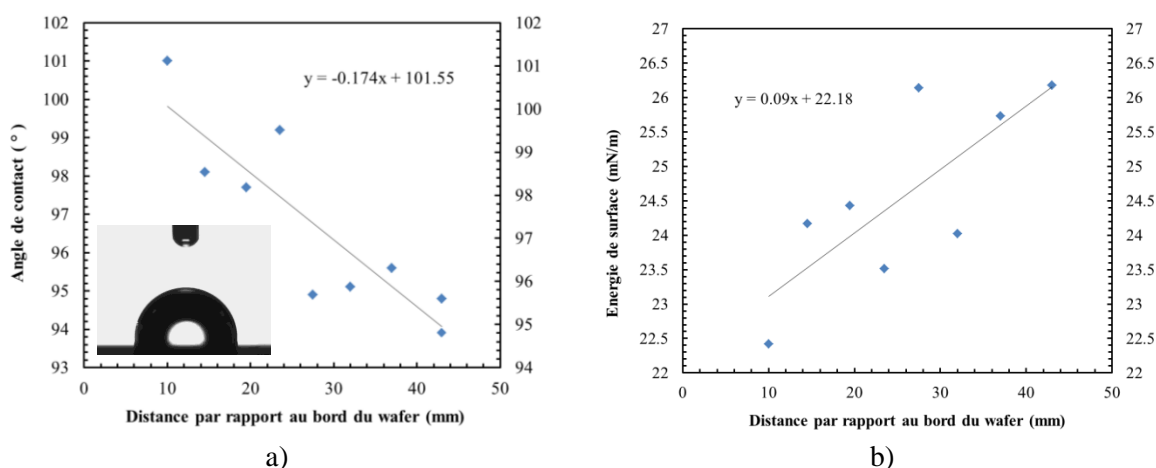


Figure V.34.a) Angle de contact de l'eau déionisée et b) énergie de surface en fonction de la distance par rapport au bord du wafer.

Il est important de préciser que nous avons vérifié que ceci n'était pas lié à une évolution des gouttes déposées. Ces variations de l'angle de contact mettent en évidence que malgré la rotation de l'échantillon sur lui-même, une inhomogénéité de porosité du dépôt persiste.

A noter que dans notre cas la structure du gyromètre s'étend sur une surface faible $\approx 1\text{ cm}^2$. D'après la figure V.34, les variations de l'angle de contact et de l'énergie de surface ne sont que de $\sim 1,7^\circ$ et de $0,9\text{ mN/m}$ respectivement sur une distance de 1cm. Cette inhomogénéité introduit une dissymétrie pour un gyromètre donné mais qui reste très faible. Plus globalement l'inhomogénéité de porosité induit aussi une dispersion entre les gyromètres fabriqués sur un wafer mais la masse des électrodes représente moins de 1% de la masse des poutres. et donc l'influence sur leur fréquence de résonance est négligeable par rapport aux variations de géométrie dues à la lithographie et la gravure.

Caractérisation par microscopie électronique et par diffraction X

La porosité de surface et de volume peut être plus directement observée par microscopie électronique. Dans la figure V.35a correspondant à un dépôt standard, à $\beta = 0^\circ$, on peut observer une taille de grains de 60 nm de côté et une épaisseur des grains qui fait soit l'épaisseur du dépôt, soit la moitié de l'épaisseur du dépôt. La taille des grains des films déposés à $\beta = 60^\circ$ est assez similaire à celle du dépôt standard mais on observe des fissures ou des porosités à la surface du dépôt (Figure V.35b). Les porosités semblent se prolonger dans l'épaisseur du dépôt jusqu'à la sous couche en chrome comme on peut le voir sur le flanc. La vitesse de rotation élevée de 5 *tr/min* induit la structure colonnaire verticale observée.

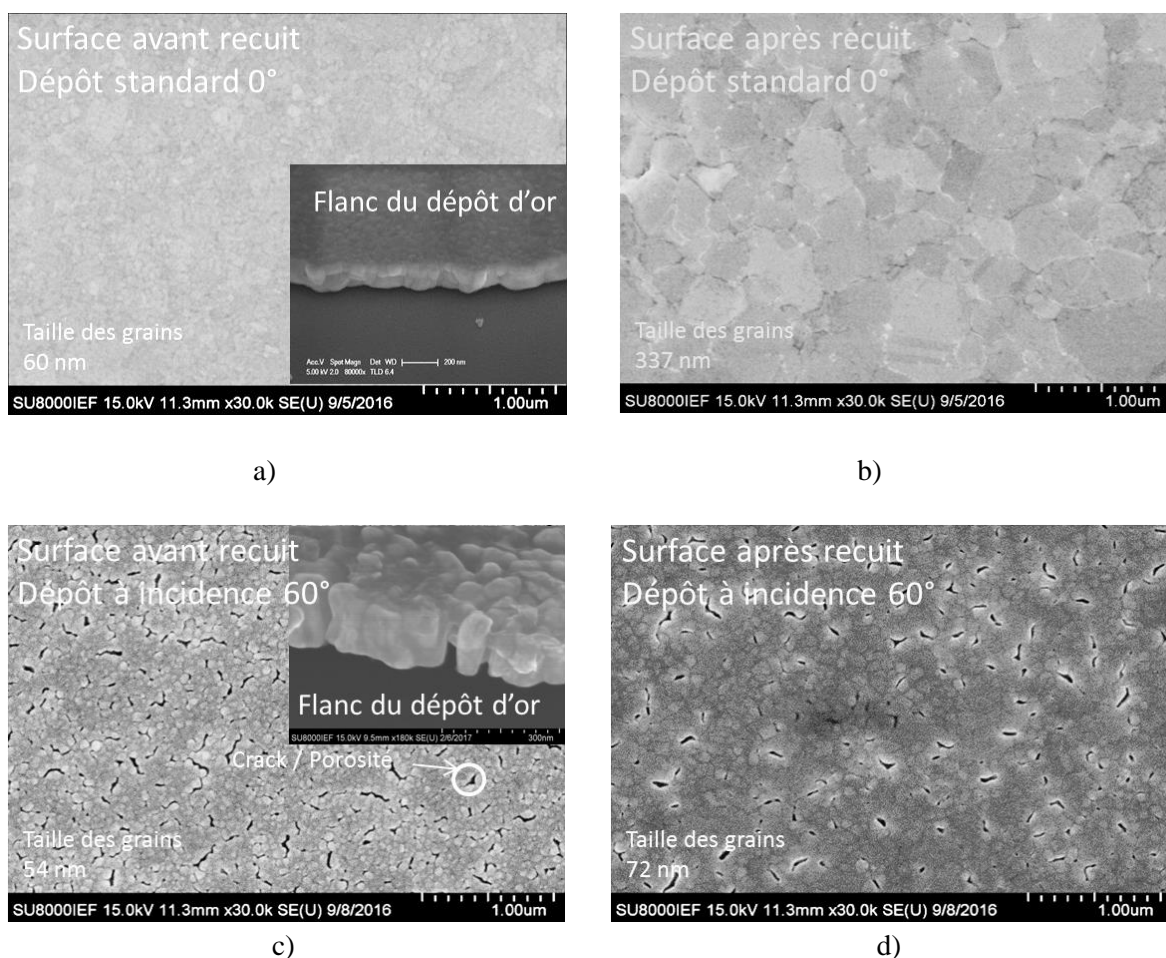


Figure V.35. Images MEB de la surface et des flancs de films Au/Cr a) avant recuit à $\beta = 0^\circ$; b) après recuit à $\beta = 0^\circ$; c) avant recuit à $\beta = 60^\circ$; d) après recuit à $\beta = 60^\circ$.

Pour caractériser la stabilité thermique des films Au/Cr, nous avons réalisé un recuit sous vide à 10^{-5} mbar avec les cycles de température indiqués dans la figure V.36. Ces cycles comprennent une montée en température d'environ 40 min avec une rampe moyenne de $\sim 6^\circ\text{C/s}$, un palier à 250°C pendant 1hr et une descente en température d'environ 1hr entre 250°C et 50°C .

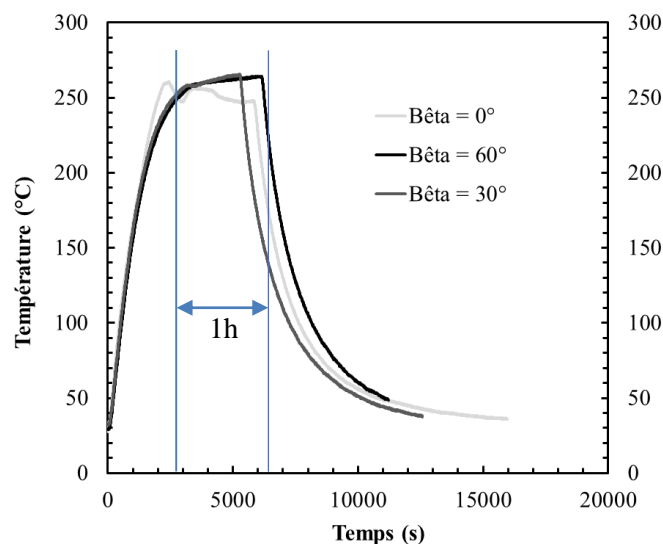


Figure V.36. Cycles de température de recuit avec un palier de 1h à 250°C appliqué aux films Au/Cr.

Pour le dépôt standard, le recuit induit une forte croissance de la taille des grains de la couche de 60 nm à environ 337 nm (Fig. V.35b). En revanche, pour le dépôt oblique la taille des grains reste quasi-constante après un recuit identique au dépôt standard (figure V.35d.) et les porosités dans le dépôt se résorbent ou disparaissent. Les porosités restantes ont une dimension qui est divisée par deux. Ainsi, un dépôt poreux semble avoir une cristallisation retardée par rapport à un dépôt non poreux ce qui est plutôt inattendu. Le recuit d'une couche Au/Cr poreuse induit une densification du dépôt.

Des caractérisations par diffraction X en fonction de la température de la structure de films Au/Cr déposés avec une inclinaison de 0° et 60° et recuit à 300°C sont en cours à l'Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence (IM2NP, Marseille) par Stéphanie Escoubas et Olivier Thomas. Nous ne présenterons ici que les principaux résultats obtenus pour un échantillon déposé avec un angle de 60°.

Seulement les pics de diffraction du film d'or ont été exploités car les pics de diffraction de chrome n'ont pas pu être analysés. Les films sont texturés avec une orientation préférentielle 111 comme souvent observé pour les films métalliques polycristallins de matériaux cubiques à faces centrées. L'analyse de la raie 111 conduit à une faible taille verticale des domaines diffractants de 26-27 nm. Cette taille est du même ordre de grandeur mais 2 fois plus faible que la taille latérale des grains déduite des images MEB. En accord avec les mesures MEB la taille des domaines diffractants n'évolue pas après un recuit d'1 heure à 300°C (Figure V.37).

L'évolution des distances des plans 111 et des plans 200 en fonction de la température sont tracés dans la figure V.38. En prenant 2,6 ppm/°C pour le coefficient de dilatation thermique du silicium et 0,42 pour le coefficient de Poisson de l'or, les coefficients de dilatation thermique hors plan de l'or déduits de l'évolution du pic de diffraction 111 sont de 7,96 ppm/K pendant la montée en température et de 13,4 ppm/K pendant le refroidissement. Celui déduit de l'évolution du pic 200 pendant la descente en température est plus élevé (16,2 ppm/K). L'évolution de la distance des plans 111 pendant le palier d'une heure à 300°C (Figure V.39) indique une densification du film en accord avec les mesures de masse volumique et les observations MEB. La variation de la déformation interne correspondante est de $16,4 \times 10^{-4}$.

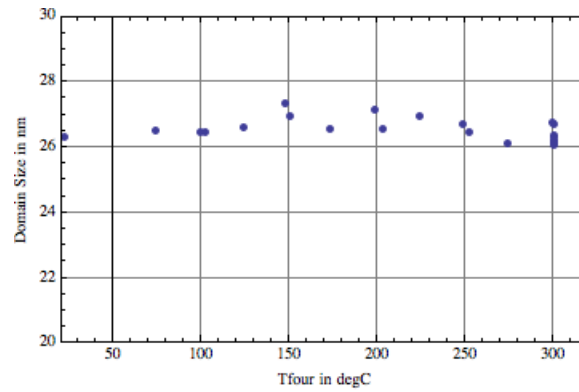


Figure V.37. Evolution de la taille de domaines diffractants (déduite de la largeur de raie de Bragg) pour la raie 111 lors d'un cycle (Ta ambiante->300°C, 1 h à 300°C, 300°C->Ta ambiante).

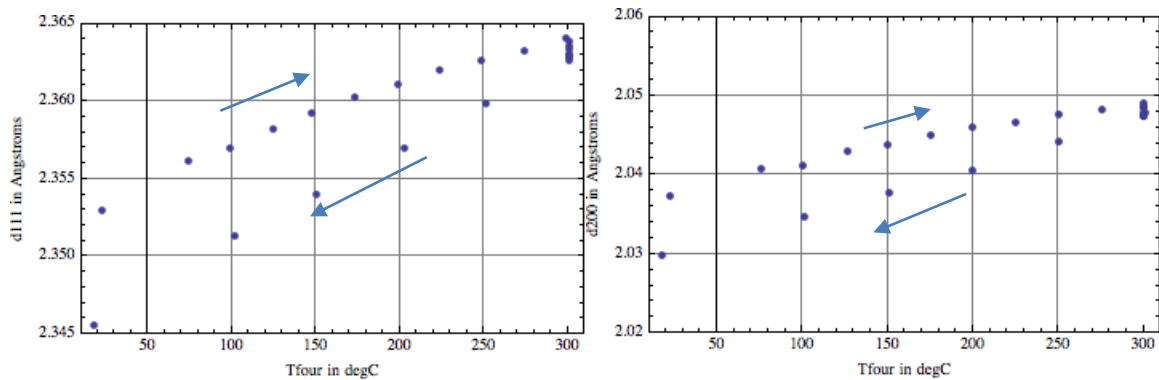


Figure V.38. Variations au cours du cycle de recuit de la distance a) entre plans 111, b) entre plans 200 pour un film Au/Cr déposé avec une inclinaison β de 60°.

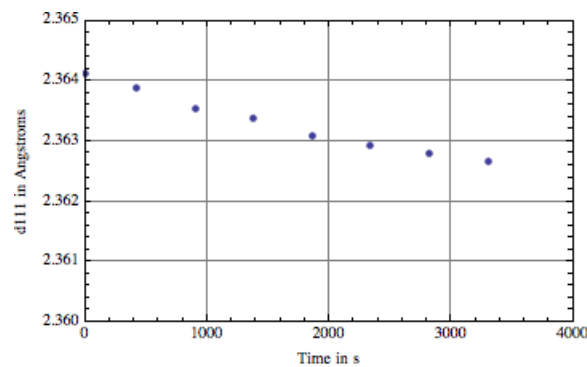


Figure V.39. Variation de la distance entre plans 111 lors du palier de recuit à 300°C pour un film Au/Cr déposé avec une inclinaison β de 60°.

Il est important de remarquer que les coefficients de dilatation déterminés sont ceux hors plan. Ces résultats sont comparés dans la partie suivante à la mesure des contraintes résiduelles et thermomécanique par la méthode du rayon de courbure.

Conclusion

En résumé, les caractérisations effectuées indiquent que les films déposés sous incidence oblique avec rotation du substrat sont poreux avec une structure colonnaire verticale et une faible taille des grains. La porosité augmente avec l'inclinaison en accord avec l'existence d'un effet d'ombrage du flux évaporé lors du dépôt. Les masses volumiques déduites de mesures par gravimétrie et de la comparaison de l'épaisseur des couches mesurées avec celles issues de la modélisation de la vitesse de dépôt sont en bon accord. Elles indiquent une forte réduction (20%) de la masse volumique pour l'angle d'inclinaison le plus élevé testé (60°). Pour cette inclinaison, une légère variation spatiale de la mouillabilité a été mise en évidence par les mesures d'angle de contact. Ceci pourrait indiquer une inhomogénéité de la porosité ou de la rugosité malgré la très bonne homogénéité en épaisseur du film obtenue grâce à la rotation du substrat.

Lors d'un recuit, la structure des dépôts standards et obliques évolue différemment. En effet, pour les dépôts standards, un recuit d'1 heure à 250°C ou 300°C produit une forte croissance/coalescence des grains alors que pour les dépôts obliques la taille des grains et des domaines diffractants reste identique. Le recuit des films poreux produit cependant une forte densification qui modifie significativement la déformation interne et augmente le coefficient de dilatation thermique.

Pour compléter la caractérisation des films des mesures des contraintes résiduelles et thermomécaniques ont été réalisées.

V.4.2. Contraintes mécaniques

Les contraintes mécaniques dans les films minces sont très sensibles aux changements de composition et de structure et jouent un rôle important sur l'adhérence. Elles permettent de détecter des cristallisations ou la génération de déformations plastiques lors de recuit. Dans le cas d'électrodes sur un matériau piézoélectrique, elles induisent des charges par effet piézoélectrique et donc un décalage (offset) du signal de détection piézoélectrique. Néanmoins pour le gyromètre étudié, l'épaisseur des électrodes étant très petite devant la largeur des poutres et du cadre (rapport $<7 \times 10^{-4}$), ce dernier effet est très faible. En revanche les contraintes dans les électrodes et leur adhérence pourraient avoir une influence sur le coefficient de qualité des résonances des poutres de détection. Enfin, lors des divers recuits nécessaires pour la fabrication et le packaging du gyromètre, des contraintes thermomécaniques sont engendrées et il est utile de les évaluer pour s'assurer que des défauts cristallins ne peuvent pas être créés dans le GaAs en dessous ou aux bords des électrodes.

Les contraintes mécaniques dans les films minces isotropes sont généralement considérées comme planes et équi-biaxiales. En fait les films polycristallins présentent très souvent des gradients de contraintes en profondeur. Pour une épaisseur de film donnée, la contrainte globale moyenne peut être mesurée par la méthode du rayon de courbure. Cette méthode très répandue est complémentaire à la diffraction X qui mesure la déformation des domaines diffractants. Elle consiste à mesurer la variation du rayon de courbure du substrat avec et sans le film. Si l'épaisseur du film est inférieure à quelques % de celle du substrat, si la flèche du substrat induite par les contraintes est petite devant son épaisseur et si le film et le substrat sont isotropes, la contrainte peut être évaluée à partir de l'équation de Stoney :

$$\sigma_f = \frac{1}{6} \left(\frac{E_s}{1-\nu_s} \right) \frac{t_s^2}{t_f} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right) \quad \text{Equation 24}$$

Où σ_f est la contrainte biaxiale totale moyenne dans le film (en Pa)

t_f est l'épaisseur du film analysé

t_s l'épaisseur du substrat

E_s et ν_s sont le module d'Young et le coefficient de Poisson du substrat

R le rayon de courbure en présence du film

R_0 le rayon de courbure du substrat en l'absence du film.

Dans les conditions d'application de la formule de Stoney, la contrainte mesurée est indépendante de la géométrie de l'échantillon et caractéristique du procédé de dépôt et des conditions de mesure. On considère classiquement qu'elle comprend deux types de contributions : les contraintes intrinsèques liées au processus de croissance, et les contraintes extrinsèques liées aux conditions externes comme la température de mesure, l'humidité,

Si la mesure est effectuée à une température T_m différente de la température de dépôt T_d , la composante extrinsèque de la contrainte est la contrainte thermomécanique donnée par :

$$\sigma_{thermo} = \int_{T_d}^{T_m} \left(\frac{E_f(T)}{1-\nu_f} \right) (\alpha_s(T) - \alpha_f(T)) dT \quad \text{Equation 25}$$

Où $E_f/(1-\nu_f)$ est le module d'élasticité biaxial du film, $\alpha_s(T)$ est le coefficient de dilatation thermique du substrat à la température T et $\alpha_f(T)$ celui du film.

Le plus souvent la mesure du rayon de courbure est effectuée par déflexion laser. Le laser balaye sous incidence normale l'échantillon et le rayon défléchi est ensuite analysé avec un détecteur de position. La variation de la position du spot réfléchi avec la position du faisceau sur l'échantillon permet de mesurer le profil de l'échantillon et la courbure ($\kappa=1/R$) de l'échantillon est calculée par ajustement linéaire de la dérivée seconde du profil. Cette technique est celle qui est typiquement implémentée dans les systèmes commerciaux notamment dans le système FSM500TC de la société Frontier Semiconductors disponible dans la centrale de technologie du C2N-Orsay. Ce système permet en principe des mesures en fonction de la température jusqu'à $\sim 500^\circ\text{C}$ sous balayage d'azote mais à cause de différentes défaillances le système de chauffage a été remplacé et le nouveau système est limité à $\sim 250^\circ\text{C}$. De plus ce système ne permet pas de mesures fiables pour des rayons de courbure au-delà de ~ 200 m, ne permet d'obtenir le profil que selon 1 ligne, et seulement sur des wafers entiers.

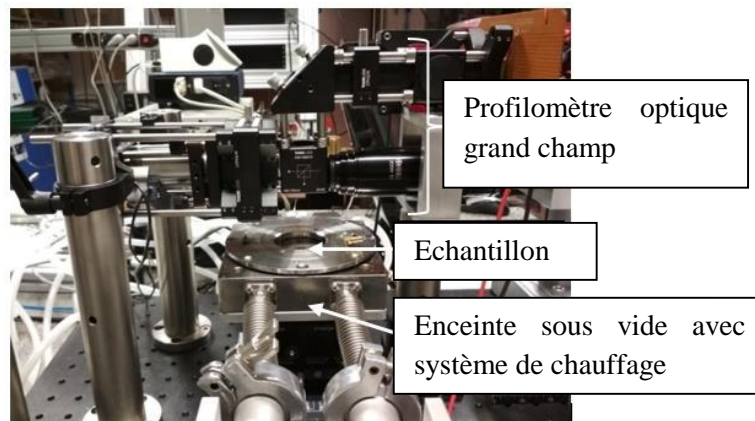


Figure V.40. Profilomètre optique associé à une enceinte sous vide avec un système de chauffage pour la mesure des contraintes thermomécaniques.

Nous avons donc développé dans l'équipe du C2N-Orsay un système optique de mesure des contraintes en fonction de la température qui surmonte ces limitations. J'ai participé au montage et aux tests de ce système qui est un interféromètre de Michelson à décalage de phase permettant des mesures à travers le hublot d'une enceinte sous vide de l'ambiante jusqu'à ~300°C (Figure V.40). Ce système conçu par A. Bosseboeuf (DR1), et dont le logiciel de pilotage a été développé par P. Coste (Mcf), permet une mesure de la topographie 3D de surface d'une puce de taille <10mmx10mm avec une résolution verticale subnanométrique et l'évaluation de variations de rayons de courbure jusqu'à plusieurs centaines de m. Le système de chauffage de l'enceinte de mesure sous vide utilisée permet une rampe de température jusqu'à 60°C/min. Une mesure complète du profil 3D de surface de l'échantillon ne prend que 20 secondes mais nécessite de programmer des paliers de température pendant la mesure. L'intérêt de cette technique est de permettre une mesure du rayon de courbure selon 2 directions perpendiculaires quelconques et donc peut permettre de mesurer une éventuelle anisotropie de la contrainte.

Ce système a été appliqué à la mesure des contraintes résiduelles et thermomécaniques dans les films de Au/Cr déposés sur silicium (100) par évaporation oblique. Pour analyser les résultats des mesures des contraintes et les comparés aux résultats publiés, nous avons compilé les valeurs issues de la littérature des constantes élastiques et thermomécaniques des différents matériaux en présence (Si, Au, Cr, Cr₂O₃). Les résultats de cette recherche bibliographique sont présentés dans le tableau V.3. Ces données correspondent à des matériaux non (ou peu) poreux.

Tableau V.3. Valeurs publiées des propriétés mécaniques et thermomécaniques de l'or et du chrome massif et sous forme de films.

Propriété	Valeur	Référence
Silicium monocristallin (100) massif		
Module d'Young à 300K, direction [100]	130 GPa	Hopcroft2010 [14]
Coefficient de Poisson à 300K, direction [100]	0,28	Hopcroft2010 [14]
Module d'Young à 300K, direction [110]	169 GPa	Hopcroft2010 [14]
Coefficient de Poisson à 300K, direction [110]	0,064	Hopcroft2010 [14]
Coefficient en température du module d'Young	-60 ppm/°C	Hopcroft2010 [14]
Coefficient de dilatation thermique à 300K	2,6 ppm/K	
Coefficient de dilatation thermique en fonction de T	$= 2,3979 + 9,1553 \cdot 10^{-3}T - 2,4737 \cdot 10^{-5}T^2 + 4,2335 \cdot 10^{-8}T^3 - 3,8971 \cdot 10^{-11}T^4 + 1,4614 \cdot 10^{-14}T^5$ en ppm/°C	Watanabe 2004 [15]
Au massif		
Masse volumique	19,25-19,35 g/cm ³	
Module d'Young à 300K	76-81 GPa	
Coefficient de Poisson à 300K	0,415-0,425	
Coefficient en température du module d'Young	$E_{Au111}(T) = -1,322 \cdot 10^7 T + 4,163 \cdot 10^{10}$ (Pa) $E_{Au}(T) = 81,57 - 3,78 \cdot 10^{-2} T$ (GPa) T en °C	Y.A. Chang 1966 [16] A.A. Volinsky2004 [17]
Coefficient de dilatation thermique à 300K	14,16 ppm/°C	

Coefficient de dilatation thermique	$\alpha_{Au} = 14,2 + 13,44 \cdot 10^{-3}T - 4,41 \cdot 10^{-4}T^2 + 38,36 \cdot 10^{-7}T^3 - 9,30 \cdot 10^{-9}T^4$ en ppm/°C (15°C-254°C)	F.C. Nix 1941 [18]
Film Au		
Module d'Young Film électrodéposé	42,37 GPa	Hodge 1997 [19]
Module d'Young Film électrodéposé	62-80,1 GPa selon technique mesure	Martegoutte2010 [20])
Module d'Young Film électrodéposé	41,9-52,3 GPa	Baek 2005 [21])
Module d'Young Film Pulvérisé	71,77 GPa	Hodge 1997 [19]
Module d'Young Films pulvérisés	71,3+/-3,2 GPa	Gi-Dong Sim 2014 [22]
Module d'Young Film 111 évaporé	53-55 GPa	Espinosa 2003 [23]
Coefficient en température Module d'Young Au/Cr Films Pulvérisés ou évaporés ?	2,9x10 ⁻³ à 4x10 ⁻³ /°C	Birleanu2016 [24])
Coefficient en température Module d'Young Au Films pulvérisés	$E_{Au}(T) = 89,2 - 1,56 \cdot 10^{-1}T$ (GPa) T en °C	A.A. Volinsky 2004 [17]
Yield stress Films pulvérisés	550+0,01127 T ² (MPa), T en °C	A.A. Volinsky 2004 [17]
Coefficient de dilatation thermique (Film électrodéposé)	14,66 ppm/°C	Hodge 1997 [19]
Coefficient de dilatation thermique (Film pulvérisé)	15,18 ppm/°C	Hodge 1997 [19]
Coefficient de dilatation thermique (Film évaporé)	22,6 ppm/°C	Aviles2005 [25]
Coefficient de dilatation thermique (Films évaporés)	13,9-14.8 ppm/°C	Jou1994 [26]
Chrome massif		
Module d'Young	249 GPa	
Coefficient de Poisson	0,21	
Module d'élasticité bi-axial	315-350 GPa	
Coefficient de dilatation thermique	4,9 ppm/K-6.5 ppm/K	
Masse volumique	7,19 g/cm ³	
Film Cr		
Module d'élasticité biaxial Film évaporé	100 GPa	Janda 1986 [27]
Coefficient de dilatation thermique Film évaporé	1 ppm/K	Janda 1986 [27]
Contrainte Film évaporé 20nm	1,2 GPa	Abermann 1985 [28]
Contrainte Film évaporé 20nm	0,8 GPa	
Oxyde de chrome (Cr₂O₃)		
Module d'Young	240-280 GPa	

Dans le cas d'une bi-couche mince ($t_f \ll t_s$), on peut négliger la variation du module d'élasticité biaxial $E_s/(1-\nu_s)$ du substrat dû à la présence des films et la contrainte totale σ_f est avec une bonne approximation la somme pondérée par les épaisseurs des contraintes σ_1 et σ_2 des 2 films :

$$\sigma_f = \frac{\sigma_1 t_{f1} + \sigma_2 t_{f2}}{t_{f1} + t_{f2}} \quad \text{Equation 26}$$

Où t_{f1} et t_{f2} sont respectivement les épaisseurs du film 1 et du film 2.

Dans le cas qui nous intéresse d'une bi-couche Au(200nm)/Cr(20 nm) la contrainte dans le film de chrome peut éventuellement produire une contribution non négligeable à la contrainte totale. L'évaluation de cette contribution est cependant difficile à évaluer:

- en raison de la faible épaisseur du film de chrome,
- à cause de la grande variabilité des propriétés élastiques et des contraintes résiduelles des films de chrome selon la pression résiduelle pendant le dépôt
- à cause de la formation aisée d'oxyde de chrome pendant le dépôt, par exposition à l'air ou par réduction du film de silice natif sous jacent qui produit une forte variation de ses propriétés mécaniques ,
- parce que les films polycristallins présentent très souvent des gradients de contraintes en profondeur
- parce que la présence du film de chrome peut avoir une influence sur la structure du film d'or,
- l'or seul a une adhérence faible sur la silice (ceci est sans doute encore plus critique pour les films d'or poreux qui ont une faible énergie de surface) et les films très minces seuls de chrome sont fortement oxydés

En conséquence les contraintes des films de Cr et de Au ne peuvent pas être facilement évaluées séparément, et l'application de l'équation 26 à des bicouches d'épaisseurs différentes pour évaluer quantitativement les contraintes séparées des deux films peut être sujette à caution. La solution idéale serait une mesure in situ dans le bâti d'évaporation mais ceci n'est pas disponible dans le bâti de dépôt utilisé. Des expériences avec une épaisseur réduite de chrome (5nm) sont néanmoins envisagées pour estimer l'influence des 20 nm de chrome sur les résultats récents présentés dans la suite.

Les travaux publiés montrent à partir de mesures in situ que la contrainte dans un film de chrome évaporé de 20 nm peut atteindre 1 GPa en tension et est réduite si le film est contaminé en oxygène (Voir Tableau V.3). Les résultats présentés dans la suite, qui négligent la variation de la courbure du substrat Cr(20nm)/Si avec la température, doivent donc être considérés comme préliminaires et à prendre avec précaution.

La contrainte résiduelle dans les films d'or après dépôt a été évaluée en mesurant la courbure après dépôt et après gravure sélective du film d'or dans une solution de KI : I2 : H2O. Les résultats sont présentés dans le tableau V. 4. Les valeurs des contraintes résiduelles étant faibles, la précision est assez modérée.

Tableau V.4 Contraintes résiduelles dans les films Au/Cr après dépôt

Angle de dépôt	0°	60°
Contrainte (MPa)	3,9 – 35,5	5,7 – 49,0

Les conditions de mesure pour les mesures des contraintes en fonction de la température sont les suivantes :

La montée en température a été effectuée de 20 °C à 250 °C avec des paliers de 2 min 30 s tous les 10°C et un palier de 1h à 250 °C. La mesure est effectuée pendant les paliers. Entre les paliers la rampe de température a été réglée à 60°C/min. De la même façon, pendant la descente en température, nous avons

réalisé des paliers de 2 min 30 s tous les 10 °C pour faire les mesures à température constante. Chaque mesure permet d'obtenir le profil 3D de la surface de notre échantillon (des exemples sont donnés dans la figure V.41).

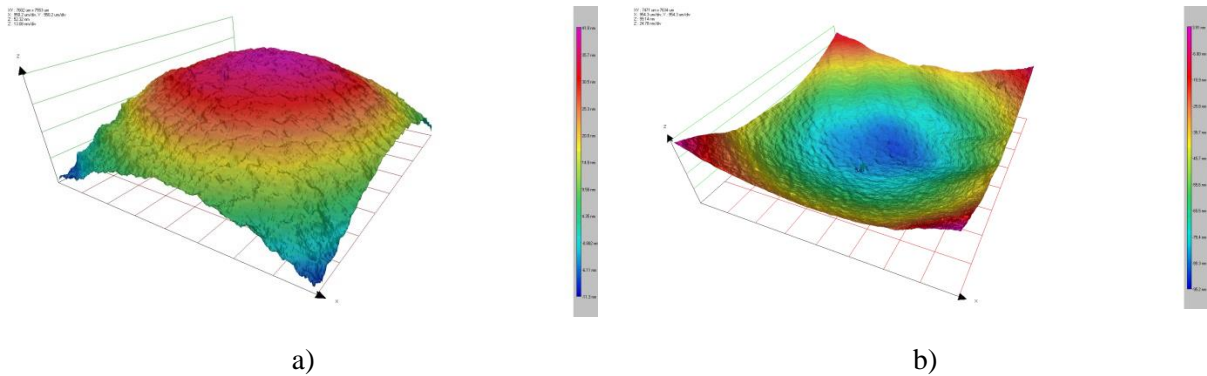


Figure V.41. Exemples de mesures brutes du profil 3D d'une puce recouverte a) d'un film d'or en compression ; b) d'un film d'or en tension. (le profil 3D du substrat n'a pas été soustrait).

Pour mesurer les contraintes thermomécaniques dans le film d'or nous avons mesuré le profil de l'échantillon à une température de référence proche de l'ambiante et soustrait ce profil à ceux mesurés pendant le recuit. Remarquons que très souvent le profil initial est très déformé et asymétrique en raison de la faible contrainte à température ambiante et de la distorsion du substrat mais que la différence des profils est généralement proche d'une calotte sphérique. De cette façon, nous obtenons un profil avec une courbure qui en première analyse n'est due qu'aux contraintes thermomécaniques. En toute rigueur les contraintes mesurées aux températures T2 et T1 (T2 > T1) sont reliées aux rayons de courbure par :

$$\sigma_f(T1) = \sigma_{fi}(T1) + \sigma_{fT}(T1) = \frac{1}{6} \frac{E_s(T1)}{1 - \nu_s(T1)} \frac{t_s^2(T1)}{t_f(T1)} \left[\frac{1}{R(T1)} - \frac{1}{R_0(T1)} \right]$$

Equation 27

$$\sigma_f(T2) = \sigma_{fi}(T2) + \sigma_{fT}(T2) = \frac{1}{6} \frac{E_s(T2)}{1 - \nu_s(T2)} \frac{t_s^2(T2)}{t_f(T2)} \left[\frac{1}{R(T2)} - \frac{1}{R_0(T2)} \right]$$

Où $\sigma_{fi}(T2)$ et $\sigma_{fi}(T1)$ sont les contraintes intrinsèques aux températures T2 et T1, et $\sigma_{fT}(T2)$ et $\sigma_{fT}(T1)$ les contraintes thermomécaniques due à la dilatation thermique.

Leur différence s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma_f(T2) - \sigma_f(T1) &= \sigma_{fi}(T2) - \sigma_{fi}(T1) + \sigma_{fT}(T2) - \sigma_{fT}(T1) \\ &= \frac{1}{6} \frac{E_s(T2)}{1 - \nu_s(T2)} \frac{t_s^2(T2)}{t_f(T2)} \left[\frac{1}{R(T2)} - \frac{1}{R_0(T2)} \right] - \frac{1}{6} \frac{E_s(T1)}{1 - \nu_s(T1)} \frac{t_s^2(T1)}{t_f(T1)} \left[\frac{1}{R(T1)} - \frac{1}{R_0(T1)} \right] \end{aligned}$$

Equations 28

Où la différence $\sigma_{fT}(T2) - \sigma_{fT}(T1)$ est donnée par :

$$\sigma_{thermo} = \int_{T1}^{T2} \left(\frac{E_f(T)}{1 - \nu_f} \right) (\alpha_s(T) - \alpha_f(T)) dT$$

Equation 29

Dans la gamme de température où la contrainte intrinsèque ne varie pas ou peu $\sigma_{fi}(T2) \approx \sigma_{fi}(T1)$ et si on néglige la dilatation thermique en épaisseur du film et du substrat la contrainte mesurée est la variation de la contrainte thermomécanique entre T1 et T2 due à la différence de dilatation thermique dans le plan du film et du substrat. En toute rigueur, les rayons R_0 mesurés à la température de mesure doivent être soustraits. Si on suppose que le rayon de courbure du substrat est indépendant de la température, la contrainte thermomécanique est reliée aux rayons de courbure $R(T2)$ et $R(T1)$ mesurés aux températures T1 et T2 par :

$$\sigma_{Thermo} = \frac{1}{6} \frac{t_s^2}{t_f} \left[\frac{E_s(T2)}{1-\nu_s(T2)} \left(\frac{1}{R(T2)} \right) - \frac{E_s(T1)}{1-\nu_s(T1)} \left(\frac{1}{R(T1)} \right) \right] + \frac{1}{6} \frac{t_s^2}{t_f} \left[\frac{E_s(T2)}{1-\nu_s(T2)} - \frac{E_s(T1)}{1-\nu_s(T1)} \right] \left[\frac{1}{R_0} \right] \text{Equation 30}$$

Si la variation du module d'élasticité biaxial du substrat avec la température est faible entre T2 et T1 et la variation de contrainte mesurée suffisamment élevée, le 2^{ème} terme peut être négligé et la contrainte thermomécanique mesurée est indépendante de la valeur de R_0 :

$$\sigma_{Thermo} = \frac{1}{6} \frac{t_s^2}{t_f} \left[\frac{E_s(T2)}{1-\nu_s(T2)} \left(\frac{1}{R(T2)} \right) - \frac{E_s(T1)}{1-\nu_s(T1)} \left(\frac{1}{R(T1)} \right) \right] \text{Equation 31}$$

Si la contrainte intrinsèque varie suite à la cristallisation du film, la génération de déformations plastique, la densification, etc... avec la même dernière hypothèse, la variation de la contrainte thermomécanique mesurée reflète à la fois la variation de la contrainte thermomécanique due à la dilatation thermique et la variation de la contrainte « intrinsèque » avec la température.

Dans le cas de films Au(200nm)/ Cr(20nm)/Si, à une température donnée, la contribution du film de chrome à la contrainte totale est élevée car la contrainte dans un film de chrome pur de 20 nm peut atteindre $\sim +1$ GPa d'après les travaux publiés. Cette valeur est réduite si le film est oxydé, ce qui est très souvent le cas pour des films évaporés. Concernant la contrainte purement thermomécanique, la différence de coefficient de dilatation thermique du chrome massif et du silicium est ~ 3 fois inférieure à celle de l'or massif et du silicium (cf Tableau V.3). L'écart est sans doute encore plus grand dans le cas d'un film de chrome en partie oxydé. Inversement le module d'élasticité biaxial du chrome massif est ~ 3 fois supérieur à celui de l'or massif. Dans le cas de films, ce rapport semble plus réduit mais il est difficile à estimer précisément en raison du peu de données disponibles sur les propriétés mécaniques des films de chrome. La contrainte thermomécanique étant le produit du module d'élasticité biaxial et de la différence des coefficients de dilatation thermique (cf Equation 29), la contribution du film de chrome à la contrainte thermomécanique totale liée à la dilatation thermique devrait donc être de l'ordre du rapport des épaisseurs des films (10%) pour les films déposés sous incidence normale. Nous avons supposé que ceci était aussi vrai pour les films poreux et la contribution du film de chrome a été négligée dans la suite. L'équation 31 a donc été utilisée en première approximation pour analyser tous les résultats.

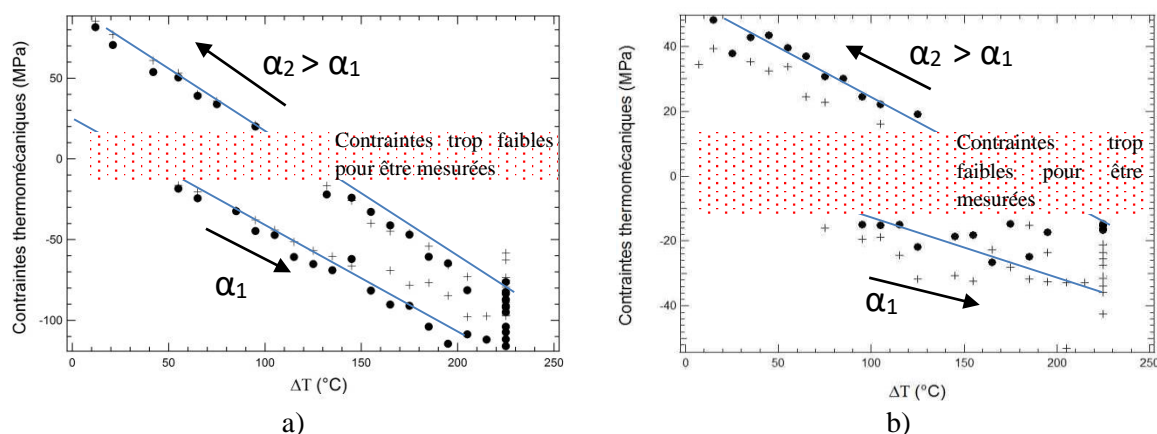


Figure V.42. Mesure des contraintes thermomécaniques lors d'un recuit à 250°C pendant 1 h de films Au(200nm)/Cr (20 nm) évaporés sur Si(100) a) Film non poreux (Inclinaison $\beta = 0^\circ$), b) Film Au/Cr (200 nm/20 nm) poreux (Inclinaison $\beta = 60^\circ$). Les points et les croix sont deux mesures issues du même échantillon, mais selon deux directions perpendiculaires.

Les résultats obtenus pour des films déposés en incidence normale et avec une inclinaison de 60° sont présentés dans la figure V.42. Les courbes ont été calculées pour $T_1 = 30^\circ\text{C}$. On constate tout d'abord que la contrainte dans le film « standard » est isotrope. Le film déposé avec une inclinaison de 60° semble présenter une très légère anisotropie après recuit mais nous avons constaté que la circulation d'air chauffé au-dessus du hublot pouvait perturber les mesures et produire une dissymétrie des rayons de courbure dans 2 directions perpendiculaires pour des températures au-delà de $\sim 150^\circ\text{C}$. C'est donc probablement un artefact de mesure. Une modification du système a été entreprise pour réduire cet effet.

Dans tous les cas on observe des variations approximativement linéaires de la contrainte pendant les montées et descentes en température avec des pentes plus accentuées pour l'échantillon déposé à 0° que pour l'échantillon déposé à 60° et une augmentation après recuit qui est modérée pour l'échantillon déposé à 0° et beaucoup plus forte pour l'échantillon déposé à 60° . Les variations approximativement linéaires avec la température de la contrainte mesurée pendant la montée et la descente en température semblent indiquer qu'il n'y a peu de changement de la structure des films pendant ces phases et que ces variations sont essentiellement dues à la dilatation thermique. La pente plus faible dans tous les cas que celle calculée pour l'or massif à partir des données du tableau V.3 (courbe notée or massif dans la figure V.43), indique que le produit du module d'élasticité biaxial et du coefficient de dilatation thermique des films évaporés est inférieur à celui de l'or massif (cf Equation 29). Les valeurs publiées de ces deux propriétés pour les films d'or (Cf Tableau V.3) indiquent un coefficient de dilatation voisin de l'or massif et un module d'Young plus faible que l'or massif. Ceci suggère que les variations plus faibles des contraintes thermomécaniques que pour l'or massif seraient essentiellement dues à un module d'élasticité biaxial plus faible des films évaporés. Si on part de cette hypothèse pour l'échantillon déposé à 0° , le module d'élasticité biaxial serait réduit de $\sim 18\%$ avant recuit par rapport à l'or massif et approximativement égal à celui de l'or massif (à 6% près) après recuit. De même, pour l'échantillon déposé à 60° , le module d'Young serait réduit de 85% avant recuit par rapport à l'or massif ce qui apparaît excessif compte tenu de la variation de densité mesurée ($\sim 20\%$). Après recuit le module d'élasticité biaxial serait 57% de celui de l'Or massif.

Toutefois les mesures de diffraction X à l'IM2NP d'un film Au/Cr déposé avec une inclinaison de 60° (voir partie V.4) indiquent un faible coefficient de dilatation thermique de ce film avant recuit (7,96ppm/K) et une augmentation importante de celui-ci après recuit (13,4 ppm/K). Ceci est cohérent avec la faible variation de la contrainte thermomécanique mesurée pendant la montée pour le film déposé

à 60° et l'augmentation importante de la pente après recuit à la réserve près que le coefficient de dilatation à considérer est celui dans le plan alors que le coefficient de dilatation mesuré par diffraction X est celui hors plan (entre plans atomiques 111 ou 200). Si on calcule à partir des courbes de la figure V.43 le coefficient de dilatation thermique des films en supposant un module d'élasticité égal au massif, on trouve des coefficients de dilatation égaux à 11,4 ppm/K avant recuit et 14,09 ppm/K pour l'échantillon déposé à 0° et de 4,17 ppm/K avant recuit et 7,22 ppm/K après recuit pour l'échantillon déposé à 60°. Les valeurs pour l'échantillon à 0° semblent possibles d'après la littérature mais les valeurs pour les films déposés à 60° apparaissent trop faibles. Remarquons qu'en raison de la porosité élevée des films, le coefficients de dilatation thermique du film doit être plus faible que celui des grains. En effet, chaque colonne peut individuellement augmenter de volume sous l'effet de la dilatation thermique sans nécessairement agir sur les colonnes avoisinantes

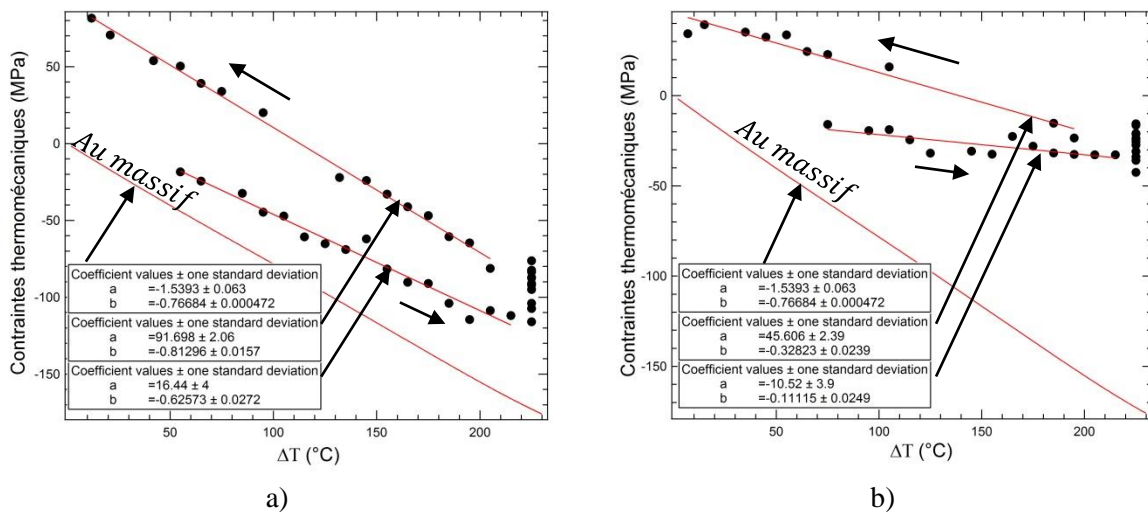


Figure V.43. Mesure des contraintes thermomécaniques, à l'aide d'un profilomètre optique, lors d'un recuit à 250°C pendant 1 h, a) sur un dépôt non poreux, b) sur un dépôt poreux Au/Cr (200 nm/20 nm) et un substrat en silicium (100) de 310 μm d'épaisseur. Comparaison des valeurs mesurées avec la bibliographie. Les points mesurés lors de la montée et lors de la descente ont été approximés à l'aide d'une régression linéaire de la forme $y = a + b \Delta T$.

En conclusion, il semble peu probable de pouvoir attribuer seulement à une réduction du module d'élasticité biaxial ou seulement à une réduction du coefficient de dilatation thermique, les variations plus faibles de la contrainte mécanique avec la température que pour l'or massif. Des expériences sont prévues pour essayer de séparer ces contributions à partir de mesures de contraintes thermomécaniques de films Au/Cr déposés sur GaAs.

Dans tous les cas, lors du palier d'une heure à 250 °C, on observe une relaxation de la contrainte compressive et une contrainte davantage en tension après retour à température ambiante. On remarque également qu'après un recuit d'une heure à 250 °C, que ce soit pour l'or poreux ou l'or non poreux, la pente des courbes tend à se rapprocher de celle calculée pour l'or massif. Ceci est cohérent avec les observations MEB et les mesures de diffraction X. en effet d'après les images MEB (Figures V.34c et V.34d) une cristallisation ou coalescence des grains se produit dans le cas de l'or non poreux et pour les films poreux, le recuit à 250°C produit une densification.

Les résultats montrent que la technique du dépôt oblique permet de diminuer le coefficient de dilatation thermique des films Au/Cr et/ou le module d'élasticité biaxial du film. Si on extrapole ce résultat au cas de films sur GaAs, les contraintes thermomécaniques seraient encore plus réduites car le coefficient de

dilatation thermique de GaAs (6,86 ppm/K) est plus de 2 fois supérieur à celui du silicium. Ceci est favorable à l'obtention d'un coefficient en température plus réduit des fréquences de résonance du gyromètre.

Nous verrons dans la suite qu'une diffusion du chrome se produit au delà de 200°C pour les films déposés avec un angle de 0° et à plus basse température pour les films poreux. Ceci semble peu affecter la contrainte thermomécanique car on n'observe pas de changement notable de l'allure des courbes.

V.4.3. Propriétés électriques

La résistivité des films Au/Cr a été mesurée en fonction de la température. La mesure de résistivité peut nous donner des informations directes comme le Coefficient de Température de Résistance (CTR) du matériau et des informations indirectes sur la cristallisation, la diffusion de la sous couche en chrome et les autres phénomènes pouvant survenir lors du recuit des films non poreux et poreux.

Le CTR noté γ est défini par :

$$\gamma = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{dT} \quad \text{Equation 32}$$

où γ peut être exprimé en %/K, ρ est la résistivité, ρ_0 est la résistivité du matériau à la température de référence et T est la température.

γ est relié au coefficient de température de la résistance de la couche d'épaisseur initiale t_0 (noté CTR') par :

$$\gamma = \frac{1}{R_0 t_0} \frac{dR_0 t}{dT} = \frac{1}{R_0 t_0} \left[t_0 \frac{dR_0}{dT} \right] + \frac{1}{R_0 t_0} R_0 \frac{dt}{dT} = \frac{1}{R_0} \left[\frac{dR_0}{dT} \right] + \frac{1}{t_0} \frac{dt}{dT} = CTR' + \alpha \quad \text{Equation 33}$$

Où α est le coefficient de dilatation thermique du film.

Le CTR' de l'or étant de l'ordre de quelques $10^{-3}/K$ et le coefficient de dilatation thermique de l'or $\leq 1.5 \cdot 10^{-5}/K$, les CTR et CTR' peuvent être considérés avec une bonne approximation comme égaux.

Durant ma thèse, un outil de mesure 4 pointes de la résistivité en température, sous vide, dans une gamme de 25°C à 300°C a été conçu et réalisé par mon directeur de thèse (Alain Bosseboeuf) et automatisé par Philippe Coste (Mcf) pour caractériser la tenue en température de films et oxydes métalliques. Des photographies de ce système sont présentées dans la Figure V.44. Il est composé de différents éléments:

- une tête de mesure 4 pointes en ligne en carbure de tungstène avec un espacement des pointes de 1mm qui permet des mesures jusqu'à au moins 300°C,
- une enceinte sous vide capable d'atteindre un vide résiduel $< 1 \times 10^{-6} \text{ mbar}$,

- un système de chauffage par rayonnement du porte échantillon en molybdène qui permet un chauffage jusqu'à au moins $T=500^{\circ}\text{C}$
- un régulateur de température qui permet de contrôler la température du porte échantillon.
- des vannes électriques et électropneumatiques interfacées qui permettent de commander l'entrée de différents gaz comme l'azote ou l'air,

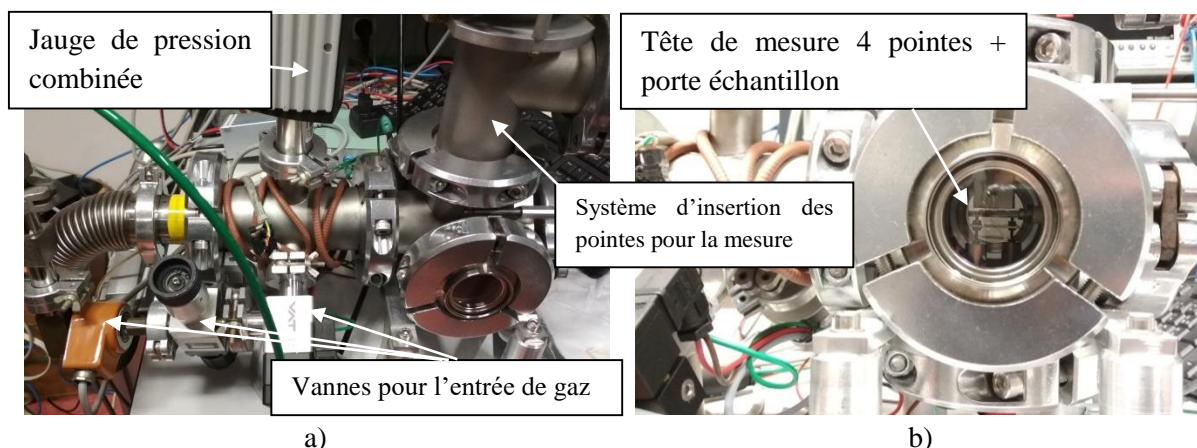


Figure V.44. Photographie du bâti de mesure de résistivité 4 points in-situ a) photographie du système dans son ensemble, b) photographie montrant l'intérieur de l'enceinte avec le porte échantillon et la tête de mesure 4 pointes.

Ce système a été utilisé pour caractériser la résistance de couche et la résistivité de films Au(200nm)/Cr(20nm) déposés sur silicium à différentes angles d'incidence. Les mesures ont été effectuées avec un courant I de 5 mA en moyennant en chaque point les valeurs de la tension induite V pour $+I$ et $-I$ afin de compenser les potentiels thermoélectriques et la tension d'offset du voltmètre. La résistivité ρ et la résistance de couche ρ/t ont été évaluées à partir de la formule suivante [29] :

$$\rho = \frac{\pi}{\ln(2)} t F2 F3 \frac{V}{I} \quad \text{Equation 34}$$

Où le coefficient de correction $F2$ est lié à la proximité de bord des sondes et $F3$ est lié à l'extension latérale limitée de l'échantillon. Pour la sonde 4 pointes et la taille des échantillons (20mmx15mm) utilisées les facteurs correctifs sont très proches de 1 et ont été négligés.

Nous avons tout d'abord mesuré (Figure V.45) la résistivité à température ambiante des films Au/Cr à différents angles d'évaporation. Les résultats indiquent des valeurs supérieures à l'or massif (cf Tableau V.5) avec une augmentation significative de la résistivité avec l'angle d'incidence de dépôt. Toutefois, La résistance motiennelle attendue pour le gyromètre étant élevée (de l'ordre de $10^5 \Omega$), la résistance carrée des électrodes et ses variations ont peu d'impact sur le gyromètre.

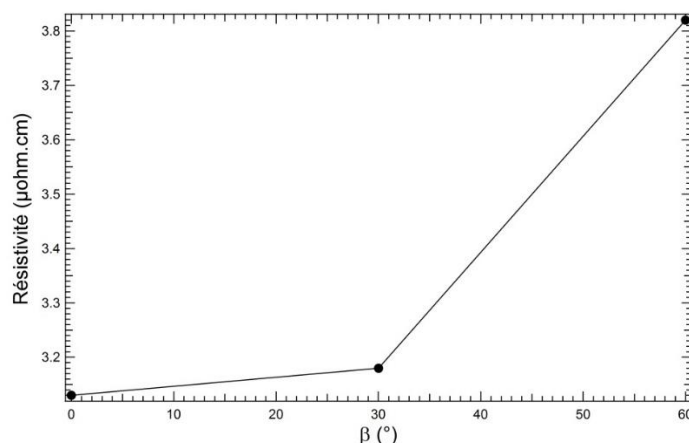


Figure V.45. Résistivité du film d'or en fonction de l'angle d'inclinaison du dépôt.

Tableau V.5. Valeurs publiés de la résistivité et du CTR de l'or et du chrome massif et sous forme de films.

Au (Massif)		
Résistivité 300K	2,08 $\mu\Omega$.cm	Springer Handbook [30]
Résistivité	2,35 $\mu\Omega$.cm	Aviles 2005 [25]
CTR	0,402 %/K	Springer Handbook [30]et Smithells handbook [31]
Film Au		
CTR Film évaporé	0,17%/K	Aviles 2005 [25]
Cr Massif		
Résistivité	13 $\mu\Omega$.cm	
Film Cr		
Résistivité Film évaporé 20nm, Tdépôt 430°C	35-45 $\mu\Omega$.cm	Milgram 1968 [32]
Résistivité Film 20nm évaporé	91-156 $\mu\Omega$.cm	Gould 1965 [33]
Résistivité Film 20nm évaporé	60 $\mu\Omega$.cm	Udachan1980 [34]
CTR Film évaporé	1x10 ⁻³ /K	Udachan1980 [34]

A $\beta = 60^\circ$, nous voyons une augmentation de 20 % de la résistivité par rapport à un film évaporé à $\beta = 0^\circ$: la résistivité suit la même évolution que la porosité. L'augmentation de la résistivité est donc clairement due à une augmentation de la porosité dans le film d'or.

Remarque : En toute rigueur, la mesure concerne à la fois le film de chrome et le film d'or (résistances en parallèle). Toutefois la résistivité d'un film de chrome de 20nm évaporé à température ambiante étant de l'ordre de 100 $\mu\Omega$.cm d'après la littérature (Cf tableau V.5), la résistance de couche du film de 20 nm chrome est environ 576 fois plus élevée que celle du film d'or de 200nm. On peut donc considérer avec une très bonne approximation que seule la résistance carrée du film d'or est mesurée.

Nous avons mené d'autres caractérisations électriques de ces échantillons poreux et non poreux en faisant des mesures de résistance de couche in situ en temps réel lors de recuits thermiques sous vide. Pour la caractérisation électrique nous utilisons les échantillons auparavant étudiés : un échantillon à incidence $\beta = 0^\circ$, un à incidence $\beta = 30^\circ$ et un dernier à incidence $\beta = 60^\circ$. Le cycle de recuit thermique

sous vide subit par chaque échantillon est le suivant : nous faisons une première montée en température à $7,8\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{min}$, ensuite nous maintenons notre échantillon à $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ durant 1h et finalement nous coupons le système de chauffage, l'échantillon retourne à température ambiante à une vitesse dépendant de la constante de temps thermique du système de mesure.

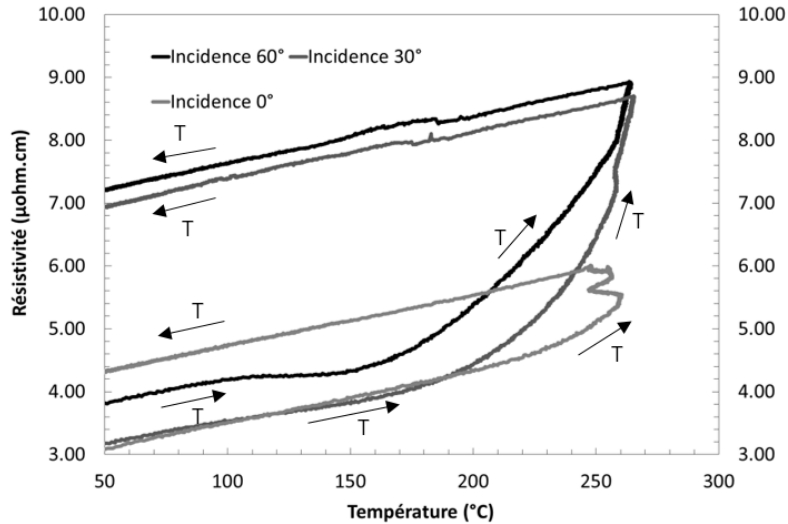


Figure V.46. Résistivité en fonction de la température pour $\beta = 0^{\circ}$, $\beta = 30^{\circ}$ et $\beta = 60^{\circ}$.

Au début de la montée en température nous observons (Figure V.46) une légère augmentation de la résistivité. Nous mesurons un CTR normalisé par la résistivité à $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ de $0,26\text{ } \%/K$ pour $\beta = 0^{\circ}$, $0,23\text{ } \%/K$ pour $\beta = 30^{\circ}$ et $0,20\text{ } \%/K$ pour $\beta = 60^{\circ}$. Le CTR diminue donc avec l'augmentation de l'incidence du dépôt et donc avec la porosité. Généralement la valeur du CTR d'un film mince métallique est entre $1/3$ à $2/3$ de celle du matériau massif. Dans le cas de l'or massif, le CTR est de $0,40\text{ } \%/K$ (normalisé par rapport à la résistivité à 0°C) [31] et les valeurs mesurées pour des films Au minces (cf Tableau V.5) sont assez voisines de la valeur que nous avons mesurée à 0° .

Pour les couches minces évaporées à $\beta = 60^{\circ}$ et dans une moindre mesure pour d'autres angles d'évaporation, nous pouvons observer au début de la montée en température une diminution du CTR (voir Figure V.47). On remarque également que la température à laquelle le CTR est minimum, diminue avec l'angle d'évaporation, c'est-à-dire avec la porosité.

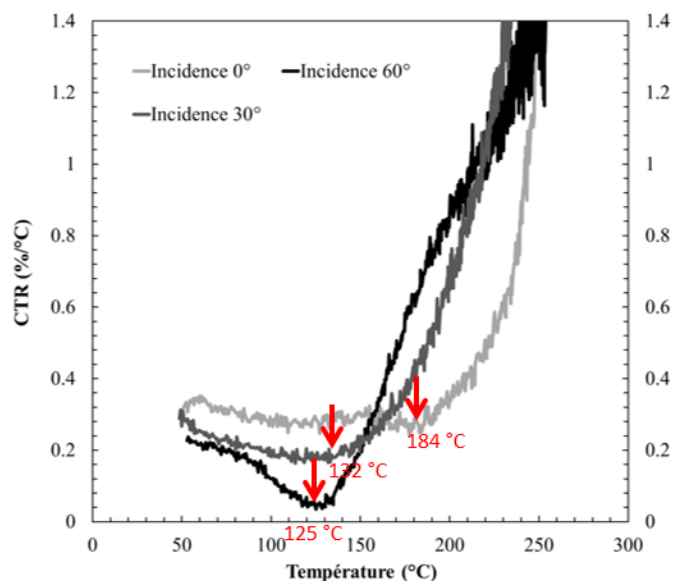


Figure V.47. CTR en fonction de la température pour $\beta = 0^\circ$, $\beta = 30^\circ$ et $\beta = 60^\circ$.

L'origine physique précise de ces variations du CTR n'a pas été clairement identifiée : la cristallisation du film ou la densification du film peuvent produire une diminution du CTR mais il faudrait alors supposer que ces phénomènes se produisent en moins de 10 minutes à des températures assez faibles.

La figure V.47 montre qu'au-delà de 150-180°C, la résistivité des films Au/Cr poreux augmente très rapidement avec la température pour tous les films et que la résistivité croît fortement pendant le palier de recuit à 250°C 1 hr produisant une modification irréversible de la résistivité après retour à température ambiante. La taille des grains des films poreux ne variant pas après recuit, nous avons supposé que la variation de la résistivité après recuit était liée à la diffusion du chrome dans l'or. Pour vérifier cette hypothèse, des caractérisations par microanalyse X dispersive en énergie (EDX) ont été réalisées sur des échantillons déposés avec un angle de 60° et recuits à différentes températures avec un palier de 1 heure. Le pic du chrome a été mesuré pour 2 énergies des électrons primaires correspondant à 2 profondeurs d'analyses.

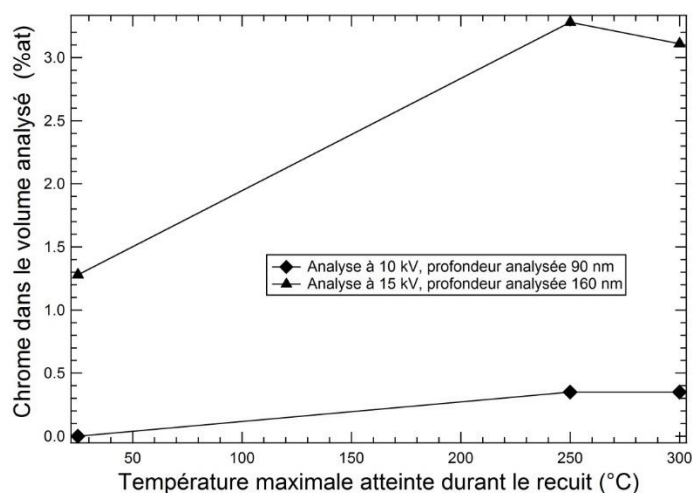


Figure V.48. Analyse dispersive en énergie (EDX) montrant la quantité de chrome dans le volume analysé en fonction de la température maximale atteinte durant le recuit.

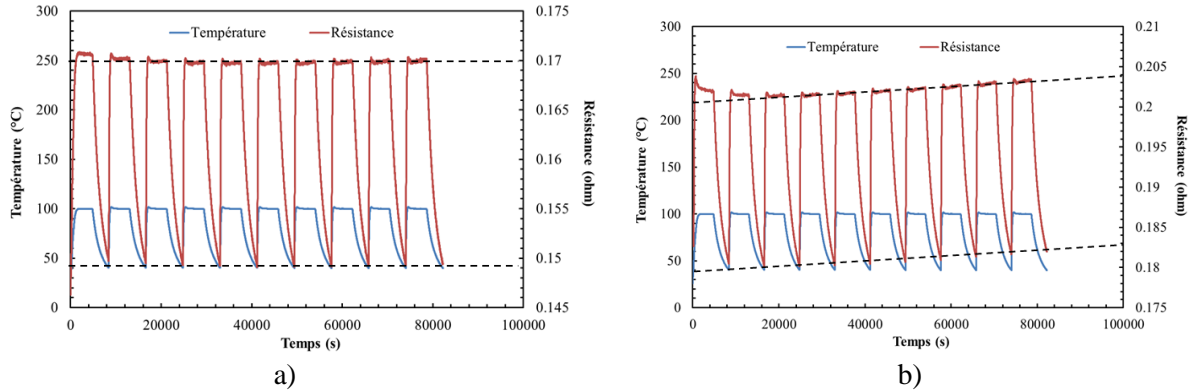


Figure V.49. Evolution de la résistance de films Au/Cr lors de cyclages thermiques successifs à 100°C pendant 1 heure. a) Film déposé avec un angle de 0°. b) film déposé avec un angle de 60°.

Les résultats présentés dans la figure V.48 indiquent clairement l'existence d'une diffusion du chrome dans l'or après un recuit à 250°C ou à 300°C.

Le microgyromètre devra fonctionner entre -20°C et 80°C. Avec l'équipement présent au C2N nous avons pu réaliser une expérience de fatigue thermique comprenant 10 cycles en température entre 40°C et 100°C avec un palier d'1h à 100°C à chaque cycle (Figure V.49). La durée totale de la mesure est de 24h. Pour l'or non poreux on ne remarque aucune variation de la résistivité dans le temps. En revanche pour l'or poreux après 24h on observe une faible augmentation (quelques % de la résistance carrée).

Pour affiner l'analyse, des mesures de la résistance de couche à différentes températures de recuit sous vide ($P < 3 \times 10^{-5}$ mbar) ont été entreprises. La figure V.50 présente l'évolution de la résistance d'un film Au(200nm)/Cr(20nm) déposé avec un angle de 0° au cours de différents cycles de chauffage à des températures croissantes. Cette mesure montre que pour des temps de chauffage et de recuit assez courts, une diffusion importante du chrome se produit seulement pour une température $T = 250^\circ\text{C}$. L'analyse de la figure V.50 pendant les montées et descentes en température (voir Figure v.51) indique qu'il y a peu de transformations irréversibles jusqu'à une température de 200°C incluse.

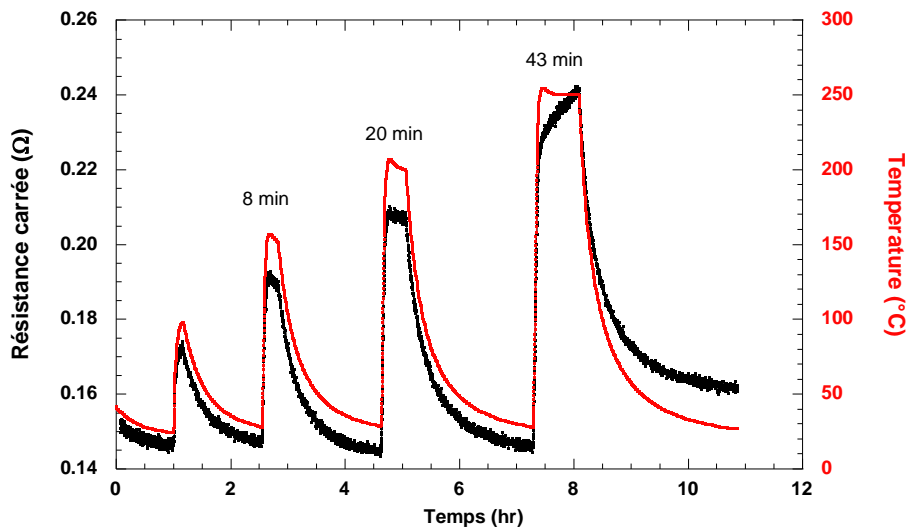


Figure V.50. Variation de la résistance d'un film Au(200nm)/Cr(20 nm) en fonction du temps lors de cycles de chauffage de température croissante.

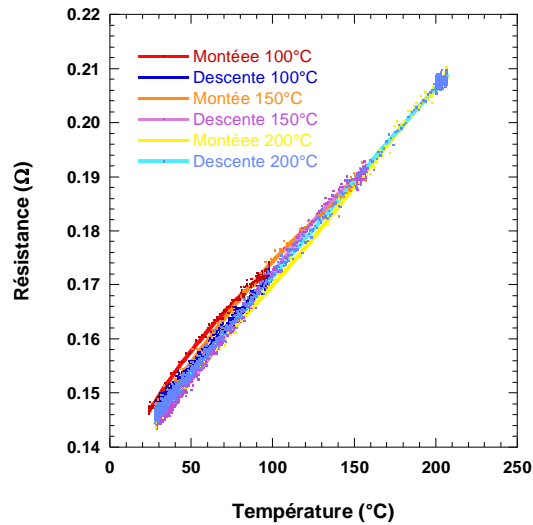
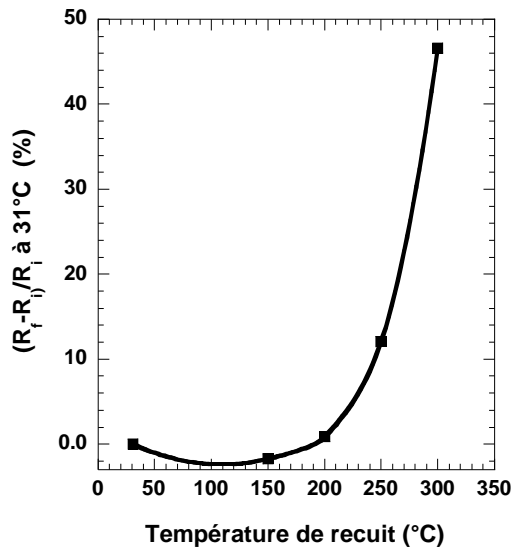


Figure V.51. Variation de la résistance d'un film Au(200nm)/Cr(20 nm) lors des montées en température (courbes rouge, orange et jaunes) et lors des descentes en température (courbes bleue, turquoise et violette).

Pour des recuits uniques prolongés on observe (Figure V.52a), une légère augmentation de la résistance lors d'un recuit de 2 heures à 200°C, une augmentation plus forte (10%) à 250 °C et une augmentation très forte (~39%) à 300°C alors que la résistance ne change pas pendant 3 heures de recuit à 150°C. La résistance après retour à température ambiante varie peu voire diminue après recuit jusqu'à 200°C et augmente rapidement au-delà (Figure V.52b). Ceci confirme que la diffusion de chrome commence à être détectable à partir de $T \geq 200^\circ\text{C}$.



a)

b)

Figure V.52. a) Variation de la résistance d'un film Au(200nm)/Cr(20 nm) déposé avec un angle de 0° , lors d'un recuit à une température de 150°C, 200°C, 250°C et 300°C. b) Variation relative de la résistance à 31°C après recuit en fonction de la température.

Si on suppose que les variations pendant les paliers de recuit sont bien dues à la diffusion du chrome et que l'effet de la cristallisation sur la résistance est beaucoup plus faible alors l'augmentation de résistance ΔR pendant le palier devrait être proportionnelle à $(\Delta t)^{1/2}$ ou ΔR^2 proportionnelle à Δt car selon la loi de Fick les longueurs de diffusion sont proportionnelles à $(D\Delta t)^{1/2}$ ou D est le coefficient de diffusion.

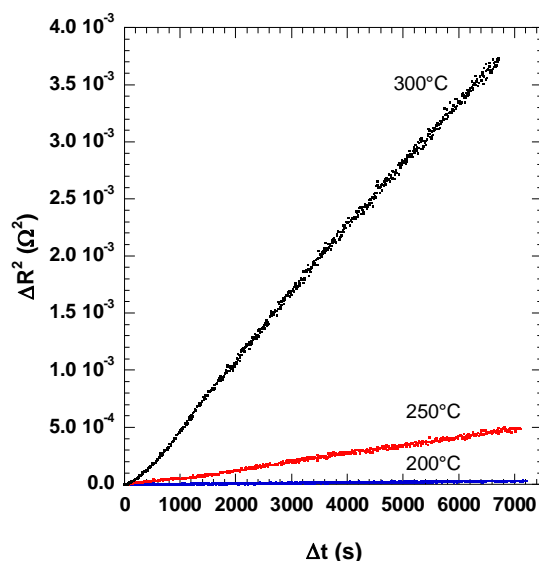


Figure V.53. Carré de la variation de résistance en fonction du temps pendant le palier de recuit à différentes températures de recuit.

Les courbes ΔR^2 en fonction de Δt à 200°C, 250°C et 300°C sont tracées dans la figure V.53. A 250°C et 300°C, si on exclut pour l'ajustement les points initiaux où un dépassement de température (overshoot) s'est produit les courbes ΔR^2 en fonction de Δt ont pu être ajustées par une droite avec une excellente précision. A 200°C les variations sont plus faibles et plus sensibles aux écarts de température et un meilleur ajustement a été obtenu avec une parabole plutôt qu'avec une droite mais l'écart par rapport à une relation linéaire reste faible.

La pente des variations de ΔR^2 en fonction de Δt est proportionnelle au coefficient de diffusion D . On suppose que la diffusion est activée thermiquement avec un coefficient de diffusion de la forme :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad \text{Equation 35}$$

Où E_a est l'énergie d'activation, k la constante de Boltzmann et T la température.

Alors le tracé d'Arrhenius de la pente des variations de ΔR^2 doit être une droite dont la pente est égale à $-E_a/k$. Ce tracé est représenté dans la figure V.54. L'énergie d'activation déduite de la pente de ce tracé est de 1.14 eV. Cette valeur est en très bon accord avec la valeur de 1.1 eV déterminée par J.R.Rairden et al [35] pour des films évaporés Au(680nm)Cr(50nm) avec un canon à électrons à partir de la détection de la diffusion du chrome à travers toute la couche (méthode nécessitant des recuits jusqu'à plusieurs centaines d'heures). Cette faible valeur peut s'expliquer par une diffusion facilitée par les joints de grain. Elle peut cependant être sur estimée car la cristallisation qui a été observée par MEB, peut en partie compenser l'augmentation de la résistance.

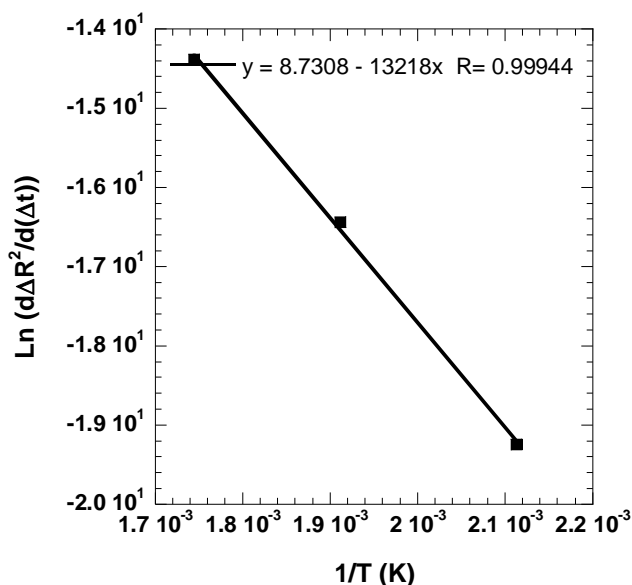


Figure V.54. Tracé d'Arrhenius de la pente de la variation au carré de la résistance.

Une modélisation plus complète de la variation de résistance due à l'interdiffusion Cr-Au a été entreprise en s'appuyant sur les travaux de A. Munitz et Y. Komen [36]. Ce modèle prend en compte la diffusion latérale du chrome dans les grains d'or à partir des joints de grain. Il est adapté au cas d'une diffusion préalable relativement importante car il suppose une concentration de chrome dans les joints de grain égale à la moitié de la solubilité limite (20%). Les détails du modèle et son extension pour prendre en compte la cristallisation sont décrits dans l'annexe 5. Son adaptation à la diffusion verticale du chrome dans les joints de grains et son application à l'analyse de la diffusion lors des paliers de recuits sont envisagés dans l'avenir.

Les mêmes expériences sont prévues pour des films poreux déposés avec un angle de 60° pour évaluer l'énergie d'activation qui doit être plus faible.

V.5. Conclusion et perspectives

Nous avons étudié en détail un procédé collectif original permettant de déposer et de délimiter des électrodes sur les flancs verticaux de microstructures. Ce procédé utilise un film sec photosensible déposé par laminage et ajouré par lithographie UV comme pochoir et l'évaporation avec canon à électrons sous incidence oblique avec rotation de l'échantillon comme méthode de dépôt.

Un modèle analytique a tout d'abord été établi pour prédire la variation de l'épaisseur déposée en fonction de l'angle d'incidence, de la vitesse de rotation et de la position considérée sur l'échantillon. Ce modèle prend également en compte le déport de l'axe d'inclinaison de l'échantillon par rapport au plan du substrat. Il montre en très bon accord avec les mesures que la vitesse de dépôt et la densité des films décroît avec l'angle d'incidence et il permet de déterminer la densité des films pour une incidence quelconque à partir de la mesure de l'épaisseur du film et de la masse déposée sur la balance à quartz de l'évaporateur.

La caractérisation des films Au/Cr utilisés comme électrodes par microscopie électronique, par gravimétrie, par angle de contact et par diffraction X montre que les films déposés sous incidence oblique avec rotation de l'échantillon sont texturés 111 et sont poreux avec une structure colonnaire verticale. Ils ont une faible taille de grains (~60 nm) qui ne varie pas même après un recuit d'une heure à 300°C alors que les films déposés sous incidence normale se cristallisent après un recuit d'une heure à 250°C avec une augmentation de la taille de ces grains de plus d'un facteur 5.

La délimitation d'électrodes rectangulaires sur les flancs avec le procédé proposé de masquage par ombrage (shadow masking) a été étudié théoriquement et expérimentalement. Il a été démontré que des électrodes isolées ou connectés avec la face supérieures pouvaient être délimitées par un choix optimisé de l'ouverture, du surplomb et de l'alignement du masque d'ombrage en film sec et de l'angle d'incidence. En l'absence de rotation de l'échantillon des électrodes de forme rectangulaires peuvent être délimitées à la fois latéralement et verticalement mais un dépôt doit être réalisé pour chaque plan d'orientation différente dans le plan et les films auraient une structure colonnaire inclinée. Lorsque l'échantillon est mis en rotation pendant le dépôt, tous les flancs d'une microstructure peuvent être recouverts avec un seul dépôt d'électrodes ayant une structure colonnaire verticale mais il n'est plus possible de réaliser des électrodes parfaitement rectangulaires. En faisant l'analogie entre le masque par ombrage et la théorie des cadrans solaires, l'effet de la rotation de l'échantillon a pu être modélisé analytiquement. Il a été ainsi prouvé théoriquement et vérifié expérimentalement que la forme des électrodes déposées le long du flanc est hyperbolique avec un étalement qui ne peut pas être évité. Une seule électrode par flanc doit alors être prévue sinon elles seraient court-circuitées. L'étalement peut être réduit en utilisant un pochoir avec une ouverture triangulaire au lieu d'une ouverture rectangulaire.

Les contraintes mécaniques et la résistivité des films Au/Cr utilisés comme électrodes ont été étudiées à température ambiante et lors d'un recuit thermique en utilisant deux bancs expérimentaux qui ont été développés au C2N-Orsay durant la thèse : un banc de mesure de résistivité 4 pointes et un profilomètre interférométrique à décalage de phase. Ces deux bancs permettent des mesures in situ pendant un recuit sous vide jusqu'à 300°C. Ces mesures ont été complétées par des caractérisations par diffraction X en fonction de la température à l'IM2NP à Marseille pour un échantillon déposé sous une incidence de 60°.

Les films ont une contrainte initiale faible qui devient extensive après recuit à 250°C. La mesure des contraintes thermomécaniques des films et de leur structure par diffraction X ont montré que le coefficient de dilatation thermique et le module biaxial des films d'or poreux étaient fortement réduits par rapport aux films déposés sous incidence normale et à l'or massif et qu'un recuit à 250°C ou 300°C produisait une densification des films en accord avec les observations par microscopie électronique. Les mesures de résistance de couche et de résistivité électrique ont montré qu'une diffusion du chrome se produit à partir de 200°C dans les films déposés sous incidence normale avec une énergie d'activation de 1,1 eV. Ces films sont stables pendant 10 recuits successifs de 1 heure à 100°C. Pour les films poreux, qui ont une densité de joints de grains plus importante, une légère augmentation de la résistance est déjà visible après 10 recuits d'1 heure à 100°C et une forte diffusion du chrome confirmée par EDX se produit à 250°C.

Les électrodes déposées sur les flancs sont donc poreuses et ont une stabilité thermique limitée mais elles sont compatibles avec la réalisation d'un capteur inertiel piezoélectrique tel que notre microgyromètre 3 axes. En fait leur porosité et leur densité réduite pourraient même être favorables à l'obtention d'un facteur de qualité élevé.

Des caractérisations complémentaires mécaniques, électriques, par diffraction X et par RBS des films sont prévues dans l'avenir afin de mieux caractériser la diffusion du chrome dans les films poreux et pour séparer les contributions de la dilatation thermique et de la variation du module biaxial dans les mesures de la contrainte thermomécanique.

V.6. Bibliographie

- [1] Robinson, R. S. (1979). Energetic binary collisions in rare gas plasmas. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 16(2), 185-188.
- [2] Reynolds G., Koller A. and Mamazza R. PVD Solutions for Under Bump and TSV Metallization with Higher Productivity for Future Device Generations, European 3D summit, 2013 Grenoble
- [3] Takahashi, T. (2009). *U.S. Patent No. 7,596,851*. Washington, DC: U.S. Patent and Trademark Office.
- [4] Bertin, H. (2013). *Etude de matrices de filtres Fabry Pérot accordables en technologie MOEMS intégré 3D: Application à l'imagerie multispectrale* (Doctoral dissertation, Paris 11).
- [5] MX Series dry film photoresists. [Online]. [cited 2017 Septembre. Available from: <http://www.dupont.com/products-and-services/electronic-electrical-materials/semiconductorfabrication-packaging-materials/brands/wafer-level-packaging/products/mx-series-dry-film-photoresists.html>
- [6] Xu, W. (2014). *Modeling and fabrication of tunable 3D integrated Mirau micro-interferometers* (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [7] González-García, L., Parra-Barranco, J., Sánchez-Valencia, J. R., Barranco, A., Borrás, A., González-Elipe, A. R., ... & Ezquerra, T. A. (2012). Correlation lengths, porosity and water adsorption in TiO₂ thin films prepared by glancing angle deposition. *Nanotechnology*, 23(20), 205701.
- [8] Tsai, B. H., Jorge, P., & Balut, C. E. (2008, October). Unique Dry Film Solution for Through Silicon Via Process. In *Electronic Materials and Packaging, 2008. EMAP 2008. International Conference on* (pp. 69-71). IEEE.
- [9] Barranco, A., Borrás, A., González-Elipe, A. R., & Palmero, A. (2016). Perspectives on oblique angle deposition of thin films: From fundamentals to devices. *Progress in Materials Science*, 76, 59-153.
- [10] Wang, J., Shao, J., Yi, K., & Fan, Z. (2005). Layer uniformity of glancing angle deposition. *Vacuum*, 78(1), 107-111.
- [11] Larousse. [online].; 2017 [cited 2017 08 23. available from: <http://www.larousse.fr/dictionnaires/francais/gnomonique/37350>.
- [12] Vial, A. (2007). Lignes de Déclinaison d'un Cadran Solaire Plan d'Orientation Quelconque.
- [13] Nakhodkin, N. G., & Shaldervan, A. I. (1972). Effect of vapour incidence angles on profile and properties of condensed films. *Thin Solid Films*, 10(1), 109-122.

- [14] Hopcroft, M. A., Nix, W. D., & Kenny, T. W. (2010). What is the Young's Modulus of Silicon?. *Journal of microelectromechanical systems*, 19(2), 229-238.
- [15] Watanabe, H., Yamada, N., & Okaji, M. (2004). Linear thermal expansion coefficient of silicon from 293 to 1000 K. *International journal of thermophysics*, 25(1), 221-236.
- [16] Chang, Y. A., & Himmel, L. (1966). Temperature dependence of the elastic constants of Cu, Ag, and Au above room temperature. *Journal of Applied Physics*, 37(9), 3567-3572.
- [17] Volinsky, A. A., Moody, N. R., & Gerberich, W. W. (2004). Nanoindentation of Au and Pt/Cu thin films at elevated temperatures. *Journal of materials research*, 19(9), 2650-2657.
- [18] Nix, F. C., & MacNair, D. (1941). The thermal expansion of pure metals: copper, gold, aluminum, nickel, and iron. *Physical Review*, 60(8), 597.
- [19] Hodge, T. C., Bidstrup-Allen, S. A., & Kohl, P. A. (1997). Stresses in thin film metallization. *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology: Part A*, 20(2), 241-250.
- [20] Martegoutte, J., Segueineau, C., Fourcade, T., Malhaire, C., Martins, P., Desmarres, J. M., & Lafontan, X. (2010). Influence of microstructure and internal stress on the mechanical behavior of electroplated gold freestanding thin films. In *EPJ Web of Conferences* (Vol. 6, p. 26009). EDP Sciences.
- [21] Baek, C. W., Kim, Y. K., Ahn, Y., & Kim, Y. H. (2005). Measurement of the mechanical properties of electroplated gold thin films using micromachined beam structures. *Sensors and Actuators A: Physical*, 117(1), 17-27.
- [22] Sim, G. D., & Vlassak, J. J. (2014). High-temperature tensile behavior of freestanding Au thin films. *Scripta Materialia*, 75, 34-37.
- [23] Espinosa, H. D., Prorok, B. C., & Fischer, M. (2003). A methodology for determining mechanical properties of freestanding thin films and MEMS materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 51(1), 47-67.
- [24] Birleanu, C., Pustan, M., Merie, V., Müller, R., Voicu, R., Baracu, A., & Craciun, S. (2016, August). Temperature effect on the mechanical properties of gold nano films with different thickness. In *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* (Vol. 147, No. 1, p. 012021). IOP Publishing.
- [25] Aviles, F., Ceh, O., & Oliva, A. I. (2005). Physical properties of Au and Al thin films measured by resistive heating. *Surface Review and Letters*, 12(01), 101-106.
- [26] Jou, J. H., Liao, C. N., & Jou, K. W. (1994). A method for the determination of gold thin film's mechanical properties. *Thin Solid Films*, 238(1), 70-72.
- [27] Janda, M. (1986). On the intrinsic stress in thin chromium films. *Thin Solid Films*, 142(1), 37-45.

- [28] Abermann, R., & Koch, R. (1985). The internal stress in thin silver, copper and gold films. *Thin Solid Films*, 129(1-2), 71-78.
- [29] Miccoli, I., Edler, F., Pfnür, H., & Tegenkamp, C. (2015). The 100th anniversary of the four-point probe technique: the role of probe geometries in isotropic and anisotropic systems. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 27(22), 223201.
- [30] Martienssen, W. (2005). The elements. In *Springer handbook of condensed matter and materials data* (pp. 45-158). Springer Berlin Heidelberg.
- [31] Brandes, E. A., & Brook, G. B. (Eds.). (2013). *Smithells metals reference book*. Elsevier.
- [32] Milgram, A. A., & Lu, C. S. (1968). Preparation and properties of chromium films. *Journal of Applied Physics*, 39(6), 2851-2856.
- [33] Gould, P. A. (1965). The resistivity and structure of chromium thin films. *British Journal of Applied Physics*, 16(10), 1481.
- [34] Udachan, L. A., Shivaprasad, S. M., Ashrit, P. V., & Angadi, M. A. (1980). Electrical resistivity and temperature coefficient of resistance of vacuum evaporated thin chromium films. *physica status solidi (a)*, 60(2).
- [35] Rairden, J. R., Neugebauer, C. A., & Sigsbee, R. A. (1971). Interdiffusion in thin conductor films—chromium/gold, nickel/gold and chromium silicide/gold. *Metallurgical Transactions*, 2(3), 719-722.
- [36] Munitz, A. (1980). The increase in the electrical resistance of heat-treated Au/Cr films. *Thin Solid Films*, 71(2), 177-188.

Chapitre VI. Réalisation et caractérisation d'un gyromètre complet

VI.	Réalisation et caractérisation d'un gyromètre complet	158
VI.1.	Fabrication d'un gyromètre complet	158
VI.2.	Fréquences de résonance et modes de vibrations : structure nue	168
VI.3.	Bibliographie	175

VI. Réalisation et caractérisation d'un gyromètre complet

VI.1. Fabrication d'un gyromètre complet

Nous nous sommes intéressés en détail à la gravure profonde du GaAs et au dépôt d'électrodes obliques : deux éléments dans le procédé de réalisation du gyromètre qui présentent un aspect innovant. Nous allons maintenant voir comment la gravure profonde du GaAs et le dépôt d'électrodes obliques s'intègrent au procédé complet permettant la réalisation du gyromètre. La réalisation complète du gyromètre a été faite dans la Centrale de Technologie du C2N à Orsay.

Rappelons que le procédé de fabrication comprend 4 grandes phases de microfabrication correspondant à 5 niveaux de masques : dépôt et délimitation des électrodes supérieures, dépôt et délimitation des électrodes inférieures, gravure de la structure en GaAs métallisée et dépôt et délimitation des électrodes latérales (2 masques). Pour les caractérisations, le gyromètre est ensuite séparé du substrat, collé au niveau des ancrages sur une structure en silicium avec des plots, et câblé par microsoudure de fils d'or (wirebonding) ou mesuré sous pointes.

Les phases de microfabrication se décomposent en 21 étapes qui elles-même peuvent être décomposées en plusieurs parties. Le procédé et les paramètres utilisés pour les dépôts, les lithographies et les gravures sont décrits de manière très détaillée dans l'annexe 6. Nous présenterons dans ce chapitre que les difficultés à surmonter et les choix qui ont été réalisés.

Pour ce qui concerne les contacts électriques avec la surface de la structure en GaAs, la littérature foisonne de techniques et de matériaux pouvant être utilisés pour la réalisation d'électrodes. Les matériaux que l'on utilise pour les contacts dépendent du but recherché. Dans notre cas où le substrat est semi-isolant, il faut avant tout que le contact adhère au GaAs et qu'il tienne à des recuits de résines pouvant aller jusqu'à 120°C. Nous avons choisi un contact Au 200 nm/Cr 5 ou 20 nm. Le chrome, à l'instar du titane, présente une très bonne adhérence avec GaAs et permet donc une bonne adhérence du contact Au/Cr. Le chrome a été préféré au titane car celui-ci diffuse à plus basse température dans l'or et nécessite typiquement une barrière de diffusion (par exemple en platine). A noter que nous avons au chapitre V caractérisé et démontré la compatibilité de la couche Au/Cr avec notre microgyromètre en GaAs.

La délimitation des électrodes supérieures et inférieures doit permettre l'élaboration de lignes Au/Cr de 5µm de largeur et de 200nm d'épaisseur séparées par un gap de 5 µm sur une structure découpée. Ceci peut en principe être réalisé après ou avant gravure de la structure en GaAs. Dans le premier cas ceci imposerait l'utilisation d'un masque stencil, d'un film sec ou d'un étalement de la résine par nébulisation (spray coating) suivi d'une gravure ou d'un lift-off pour délimiter les électrodes. Nous avons préféré réaliser les électrodes avant gravure de la structure pour permettre l'utilisation d'un procédé de type lift-off plus standard et mieux adapté à l'obtention d'une bonne résolution. Ceci permet aussi de réaliser le maximum d'étapes avant l'étape de gravure traversante qui fragilise l'échantillon. Un procédé de lift-off suivi d'une évaporation a été choisi plutôt qu'un dépôt de Au/Cr suivi d'une gravure chimique ou plasma car la gravure chimique est isotrope et la gravure plasma de Au n'est pas sélective par rapport à GaAs. Dans ce dernier cas il faudrait une protection de la face pendant la délimitation des électrodes en face arrière. Le procédé de lift-off a été réalisé avec la résine AZ5214 inversible qui permet d'avoir des flancs « inversés » Etant donné la résolution que l'on souhaite atteindre ($\approx 5\mu\text{m}$) la résine TI35ES ou

l'AZnLOF2070 peuvent être de bonnes alternatives, en effet l'AZ5214 à cause de sa faible épaisseur est une résine difficile à mettre en œuvre. Le film Au(200nm)/(5nm ou 20nm Cr) a été déposé par évaporation avec un canon à électrons sous incidence normale avec rotation du substrat et non par pulvérisation cathodique car les films évaporés sont moins contraints et mieux adaptés à un procédé de lift-off (dépôt non conforme).

Avant chaque métallisation une étape de désoxydation est réalisée. En effet, pour permettre un bon contact entre le métal déposé et le GaAs nous devons retirer la couche d'oxyde GaO_x et AsO_y en surface du wafer. D'autant plus que la couche d'oxyde natif d'environ 1-2 nm est attaquée par les bases et les acides [1] : $\text{GaO}_x/\text{AsO}_y + (\text{acide/base}) \rightarrow \text{Ga}^{3+} + \text{AsO}_4^{2-}$. Sachant que dans la réalisation du gyromètre nous utilisons de nombreuses bases comme l'AZ400K, l'AZ-developper, le Technstrip P1331 : il est important d'éliminer la couche d'oxyde qui pourrait provoquer un retrait par lift-off des électrodes si la désoxydation n'était pas faite avant métallisation. Différentes possibilités s'offrent à nous pour éliminer la couche d'oxyde. Une solution couramment utilisée est celle-ci : $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}$ avec un rapport entre 1 :10 et 1 :20 [2]. La solution d'ammoniac est connue pour éliminer non seulement les résidus organiques et métalliques, mais aussi pour enlever l'oxyde natif du GaAs. Il est aussi possible de désoxyder la surface de GaAs dans un mélange $\text{HF}:\text{H}_2\text{O}$ [2]. Nous avons choisi d'utiliser une solution d'acide chlorhydrique HCl/EDI 1 :4 qui avant rinçage à l'EDI montre des liaisons Ga-Cl alors que la solution d'ammoniac par exemple introduit des liaisons Ga- PO_4 [1]. La solution d'acide chlorhydrique n'introduit pas de nouveaux matériaux lors de la gravure en cas de mauvais rinçage. A noter que l'acide chlorhydrique réagit plus facilement avec les atomes de gallium, ainsi la surface après désoxydation sera plus riche en atomes d'arsenic. Après désoxydation il faut remettre l'échantillon sous vide ou sous atmosphère neutre en moins de 10 min pour éviter une réoxydation importante de la surface.

La figure VI.1 montre une image d'un gyromètre et de poutres après métallisation des faces avant et arrière, et dépôt et lithographie de la résine en face avant pour la gravure.

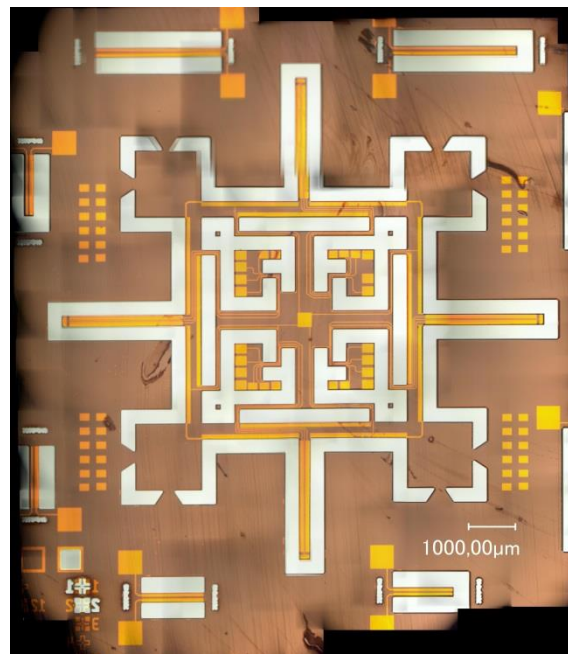


Figure VI.1. Image de microscopie optique de la face avant du gyromètre et de poutres après métallisation et dépôt de la résine de masquage pour la gravure du GaAs.

La gravure traversante de la structure en GaAs après métallisation a été effectuée par gravure ionique très profonde ($450\mu\text{m}$) du substrat dans un plasma $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2$ avec un masque en résine épaisse ($70\mu\text{m}$)

et une couche d'arrêt en film sec selon les conditions indiquées dans le chapitre IV ou une couche en résine AZ15nXT comme indiqué en annexe. Pour protéger les électrodes en or lors des différentes étapes du procédé de fabrication, nous avons choisi la résine négative AZ15nXT, qui, une fois exposée n'est pas dissoute par les développeurs AZ400K et AZdevelopper. La gravure étant traversante, des bras de fixation triangulaires sont ajoutés au niveau des masselottes pour maintenir la structure solidaire du substrat. Ceci peut être visualisé sur l'image de la Figure VI.2 qui montre le résultat d'une gravure sans les étapes de dépôt et de délimitation des électrodes. La forme triangulaire a été choisie plutôt qu'une forme rectangulaire pour favoriser sa rupture à l'endroit le plus fin c'est-à-dire au voisinage des masselottes. En effet dans le cas d'un bras rectangulaire, la contrainte serait maximum et identique aux 2 extrémités. Les essais de détachement ont montré que ces bras de fixation ne permettaient pas un rendement de 100% de détachement sans dommage de la structure. Une 2^{ème} version avec un nombre plus réduit de bras de fixation (2 au lieu de 8) a été conçue par la suite. La présence de ses attaches sur des parties de la structure résonante est un inconvénient de la conception de la structure.

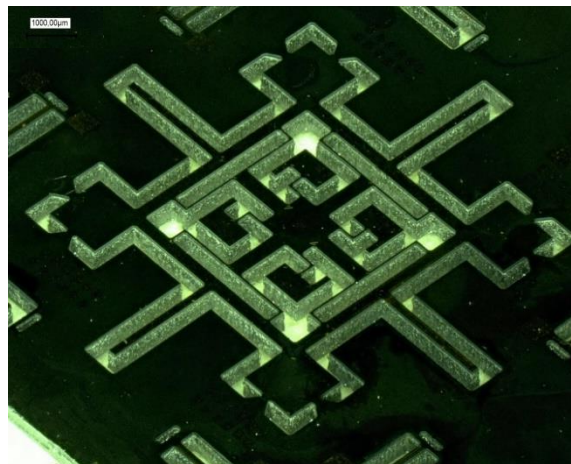


Figure VI.2. Structure du gyromètre sans électrodes après gravure traversante du substrat.

En effet les résidus peu prévisibles de fracture ajoutent une petite masse aux masselottes mais surtout peuvent introduire une légère dissymétrie de la structure. Il est prévu dans l'avenir de concevoir une structure avec les ancrages à l'extérieur qui faciliteraient à la fois la prise de contact mais aussi un positionnement des bras de fixation sur les ancrages et donc avec un impact minimum sur la structure résonante.

Après la gravure traversante, il est possible de déposer les électrodes latérales et de réaliser les reports de connexions entre la face inférieure et supérieure. La figure VI.3 montre le dispositif après laminage du film sec de masquage pour le dépôt des électrodes par ombrage (shadow masking) (Fig. VI.3a) et après insolation et développement du film sec (Fig. VI.3b).

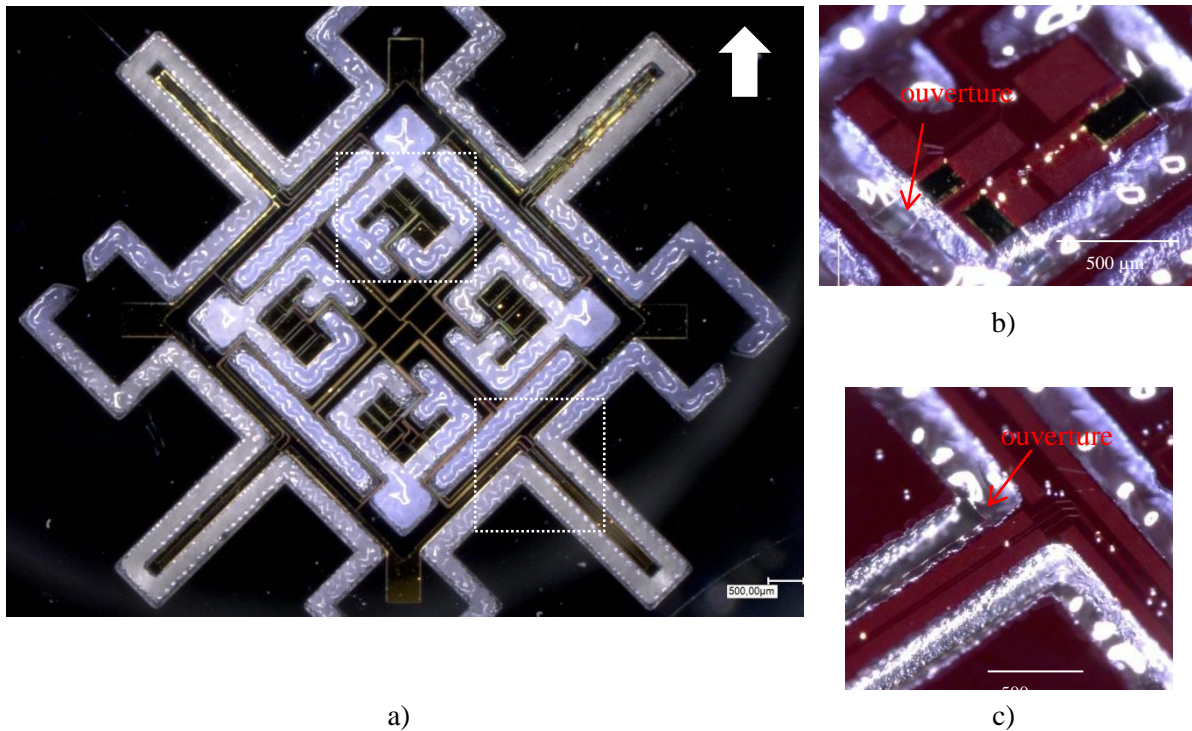


Figure VI.3. Images prises au microscope optique a) Vue de dessus de l'échantillon après laminage du film sec, b) Vue de biais d'un point de fixation avec les pads métalliques pour les futures connexions vers l'extérieur de la structure avec les ouvertures permettant un report de connexion entre la face inférieure et la face supérieure, c) Vue de biais du point de fixation entre une poutre de détection et le cadre de la structure avec les ouvertures dans le film sec permettant le dépôt des électrodes latérales.

Nous remarquons dans les Figures VI.3 et VI.4 des « vaguelettes » dans les parties du film suspendues au-dessus des tranchées. Ces vaguelettes sont probablement liées à un flambage du film induit par la présence d'une contrainte compressive dans la résine. Ces déformations en compression du film sec dégradent la précision sur la géométrie des électrodes latérales. Dans les travaux que nous avons réalisés, nous n'avons pas tenu compte de ces déformations qui restent faibles (voir chapitre V).

Lorsque l'échantillon passe entre les rouleaux du laminoir il est positionné de biais afin de ne pas avoir les plans cristallins denses (110) parallèles à l'axe des rouleaux. Ceci a pour but de limiter le risque d'un clivage de l'échantillon induit par les contraintes causées par le laminage. La direction de laminage est indiquée par la flèche blanche dans la figure VI.3a.

Après laminage du film sec, le dépôt oblique est réalisé avec un angle $\beta = 39^\circ$: cet angle correspond à un dépôt sur la moitié supérieure de la poutre dont l'épaisseur est de $450 \mu\text{m}$. Le calcul de l'angle β prend aussi en compte l'épaisseur du film sec qui est de $15 \mu\text{m}$ et l'ouverture dans le film sec qui est de $235 \mu\text{m}$. Pour réaliser les reports de connexions entre la face inférieure et supérieure, nous réalisons le dépôt oblique sur les deux côtés de l'échantillon.

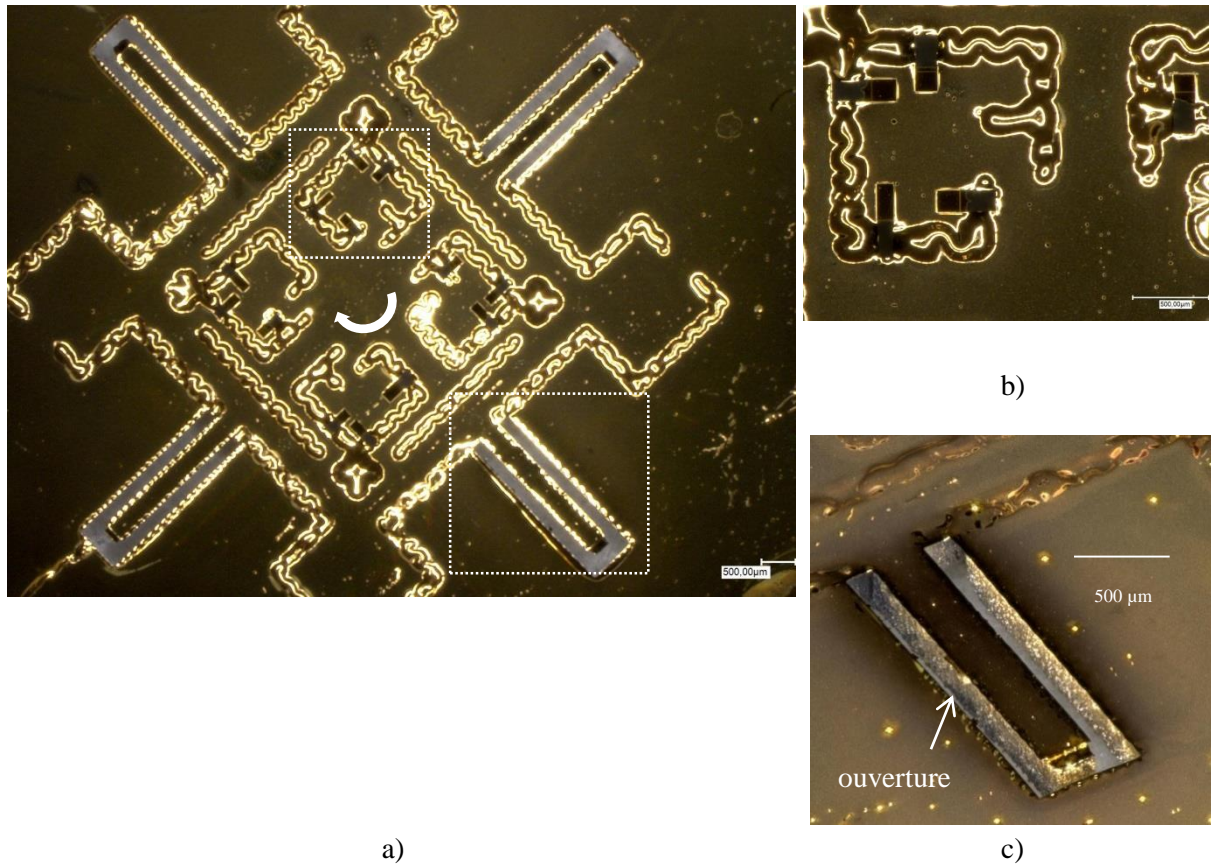


Figure VI.4. Images prises au microscope optique de l'échantillon après le 1er dépôt des électrodes latérales. a) Vue de dessus de l'échantillon, b) Vue de dessus d'un point de fixation, c) Vue de biais d'une poutre avec ses électrodes latérales et le film sec de résine utilisé comme pochoir.

Après le deuxième dépôt oblique et l'étape de lift-off d'or, l'échantillon dispose de son système de transduction. La dernière étape de lift-off révèle des zones où l'or n'aurait pas dû être déposé (Fig. VI.5c). Ces dépôts indésirables sont dus aux bulles présentes après l'étape de laminage qui se transforment en trous après l'étape de développement. Pour diminuer les dépôts non souhaités nous avons supprimé l'étape de recuit après laminage : cette étape augmentait la taille des bulles par dilatation thermique. Une autre méthode que nous n'avons pas encore testée serait de faire au contraire un recuit après laminage, mais sans le film de protection supérieur pour permettre au gaz emprisonné de s'échapper.

Le procédé de fabrication du gyromètre 3 axes montre qu'il est possible de réaliser un système de transduction en 3 dimensions (voir Fig. VI.6). Ceci ouvre la voie pour la réalisation de nouveaux microcapteurs piézoélectriques. Bien souvent, les capteurs piézoélectriques ne bénéficient que d'un système de transduction monoface (2D) : notre procédé 3D pourrait permettre un facteur d'échelle plus élevé grâce à une quantité de charges électriques récupérées plus importante.

A noter qu'une transduction 3D peut d'autre part diminuer le facteur de qualité de la structure à cause de pertes thermoélastiques plus importantes et augmenter les couplages capacitifs entre électrodes. Une comparaison entre transduction 2D et 3D pourrait à l'avenir être menée.

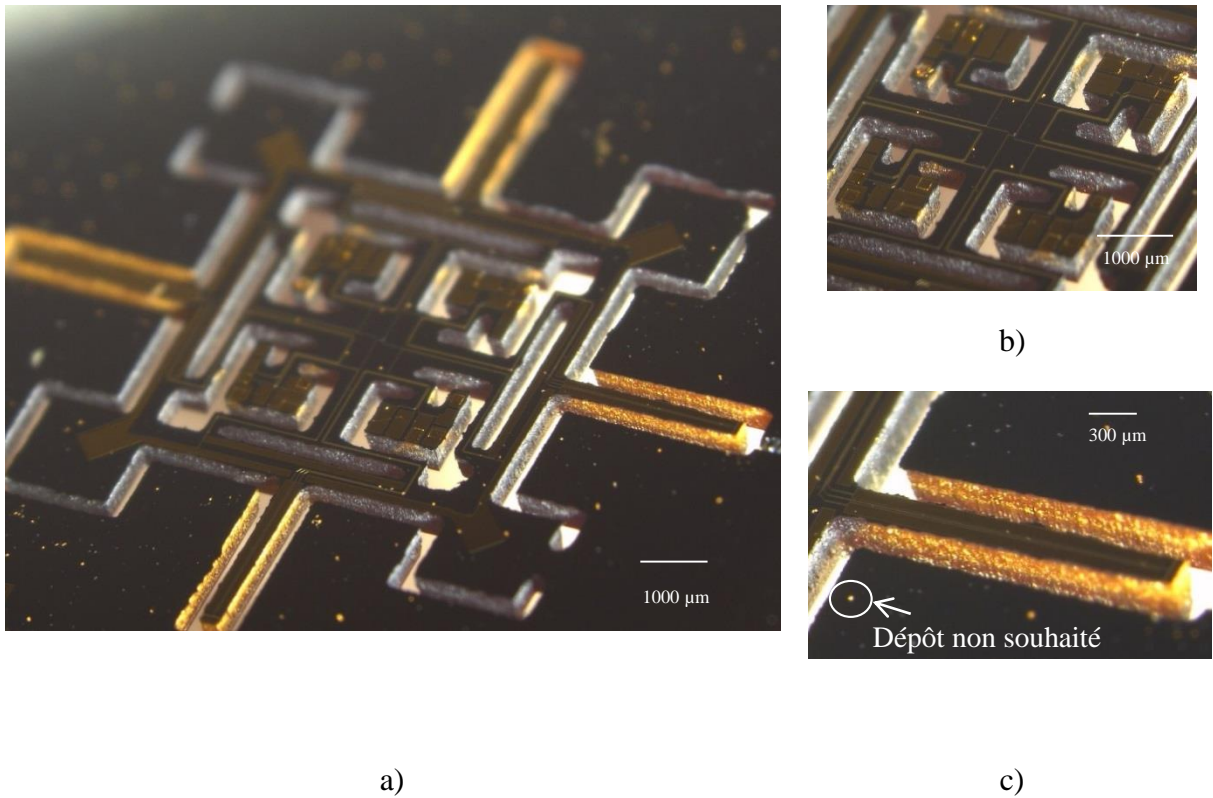


Figure VI.5. Images prises au microscope optique d'un gyromètre à la fin du procédé a) Vue de biais de l'échantillon, b) Vue de biais des quatre points de fixations, c) Vue de biais d'une poutre de détection.

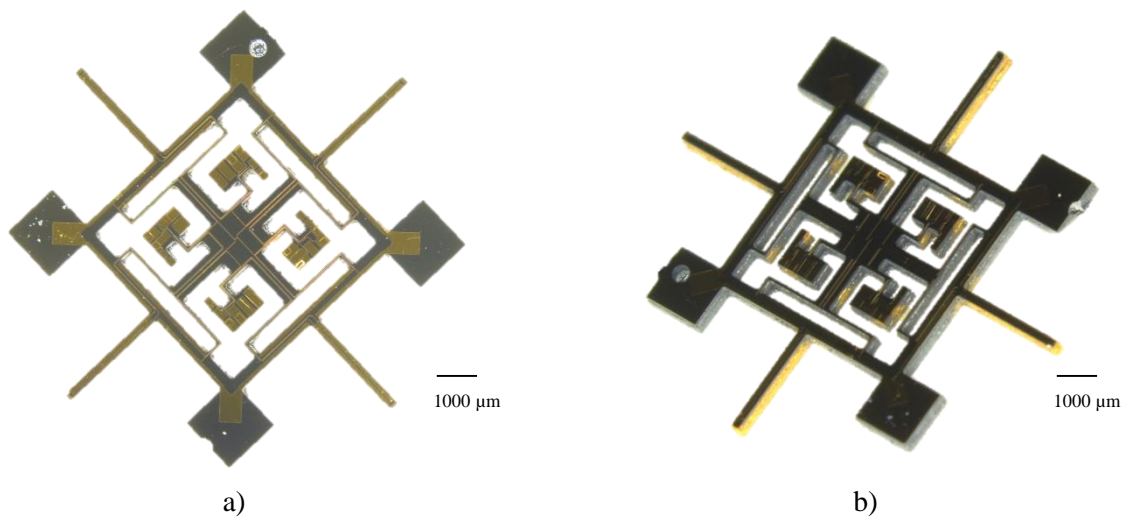


Figure VI.6. Image prise au microscope optique d'un microgyromètre détaché du substrat en GaAs a) en vue de dessus b) en vue de biais.

La structure une fois détachée du substrat en GaAs (Fig. VI.6 et Fig. VI.7a à gauche) doit être disposée sur quatre piliers supports (voir Figure VI.7b.). Les quatre piliers supports d'une hauteur de $150 \mu\text{m}$ ont la même géométrie que les quatre points d'ancrage de la structure en GaAs (voir 5b.). D'autres piliers d'alignement éloignés de $200 \mu\text{m}$ de la structure ont été prévus pour permettre de centrer la structure en GaAs sur les piliers supports. En effet, contrairement aux structures en quartz généralement utilisées à

l'ONERA, le GaAs n'est pas transparent dans le visible. Une autre possibilité serait de réaliser l'alignement avec un microscope proche infrarouge.

A noter que le support en silicium pourra à l'avenir être remplacé avantageusement par un support en GaAs pour limiter les contraintes thermomécaniques dans la structure en GaAs : en effet, le silicium a un coefficient de dilatation thermique plus de deux fois plus faible que celui du GaAs.

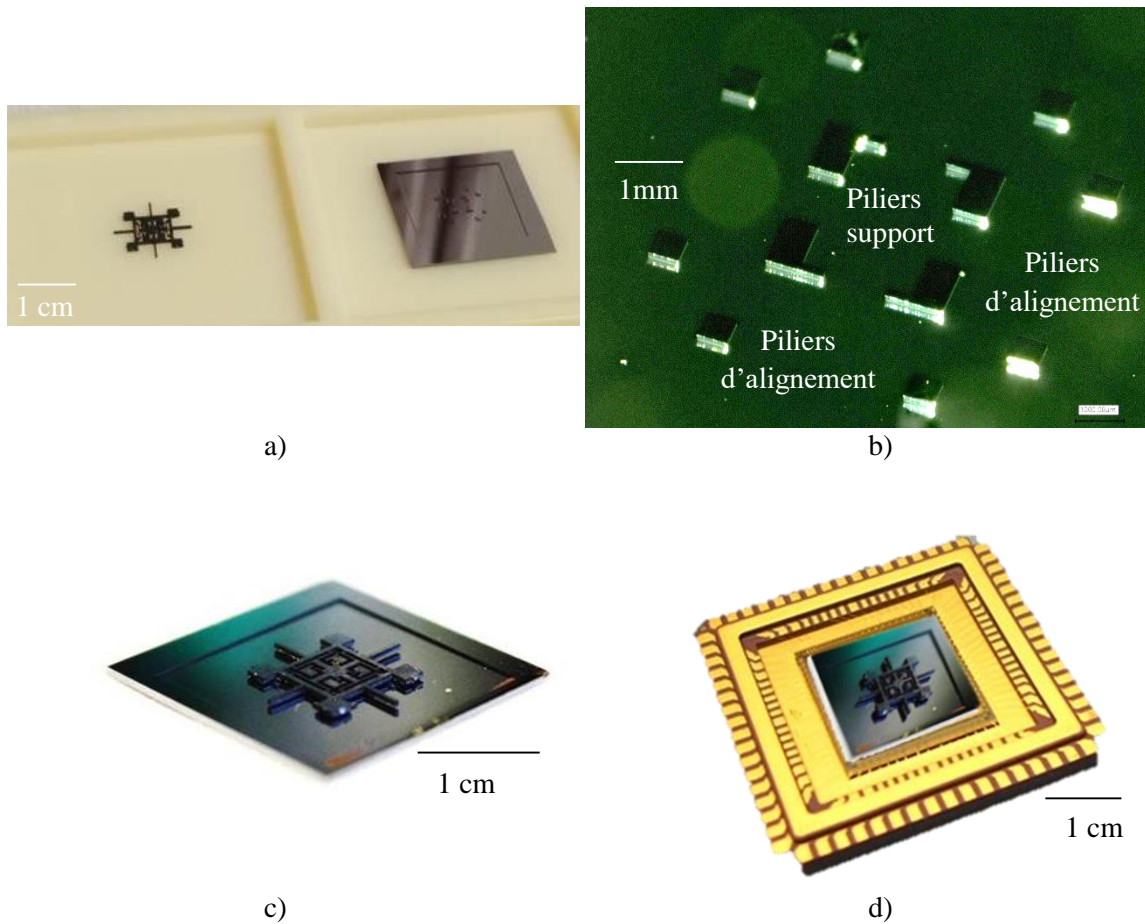


Figure VI.7. : Images prises au microscope optique a) Vue de biais de la structure en GaAs à gauche et de son support à droite, b) Vue de biais du support en silicium réalisé spécialement pour le microgyromètre, c) Vue de biais de la structure en GaAs posée et alignée avec son support en GaAs. d) Montage photo présentant le microgyromètre sur son support en silicium dans son futur boîtier céramique et ses reports de connexions vers l'extérieur pour une encapsulation sous vide.

La hauteur des piliers est un paramètre important pour le bon fonctionnement du gyromètre. En effet, l'amortissement des modes de vibrations hors plan de la structure sera directement affecté par la hauteur des piliers.

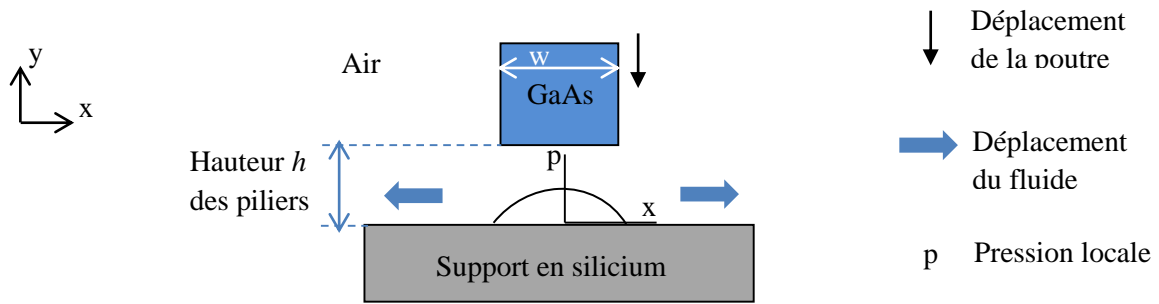


Figure VI.8. Section d'une poutre de détection se trouvant au-dessus du support en silicium.

En figure VI.8, nous voyons qu'un déplacement hors plan de la poutre de détection vers le support fixe en silicium induit une augmentation locale de la pression si le fluide est compressible et un écoulement visqueux de l'air de part et d'autre de la poutre.

Les deux phénomènes cités précédemment font partie de ce que l'on nomme le « squeeze film damping ». Le « squeeze film damping » caractérise l'amortissement visqueux dû à l'écoulement du fluide de part et d'autre de la poutre et caractérise aussi l'amortissement élastique dû à l'augmentation locale de la pression.

Pour simplifier l'évaluation du « squeeze film damping », nous allons supposer que la poutre n'est pas en flexion, mais qu'elle vibre avec la même amplitude sur toute sa longueur.

Lorsque la fréquence de résonance ω_0 de la poutre devient trop importante, le fluide n'a plus le temps de s'écouler et donc l'amortissement élastique devient prépondérant. Inversement si la fréquence de résonance de la poutre est suffisamment basse le fluide aura davantage de temps pour s'écouler sur les côtés et l'amortissement élastique sera négligeable devant l'amortissement visqueux.

Pour déterminer dans quel régime nous nous trouvons, nous devons déterminer la fréquence de coupure ω_c . Lorsque $\omega_0 \gg \omega_c$ nous considérerons que le « squeeze film damping » ne dépend que de l'amortissement élastique et pour $\omega_0 \ll \omega_c$ nous considérerons que le « squeeze film damping » ne dépend que de l'amortissement visqueux. *Griffin et al.*[3] donnent une approximation de la fréquence de coupure que l'on note :

$$\omega_c = \frac{\pi^2 h^2 P}{12 \mu w^2} \quad \text{Equation 1}$$

Où h est la hauteur des piliers (la distance séparant la poutre du support en silicium), P la pression ambiante, w la largeur de la poutre et μ le coefficient de viscosité du milieu.

On note K_n le nombre de Knudsen égale à λ/h avec λ le libre parcours moyen des molécules qui dépend du gaz, de la température et de la pression.

Les microgyromètres vibrants sont toujours encapsulés sous vide.

Si $K_n < 0,001$ nous sommes dans le régime standard : le coefficient de viscosité μ n'a pas besoin d'être ajusté. Lorsque $0,001 < K_n < 0,1$ nous sommes dans un régime intermédiaire où nous ne considérons plus

la vitesse des molécules nulle aux abords d'une surface stationnaire [4]. Dans les équations du « squeeze film damping » nous devons remplacer μ par μ_{eff} la viscosité effective [5].

Veijola *et al.*[6] ont démontré une relation empirique simple entre μ_{eff} et μ telle que :

$$\mu_{eff} = \frac{\mu}{1+9,658K_n^{1,159}} \quad \text{Equation 2}$$

Griffin *et al.* [3] expriment le coefficient d'amortissement visqueux c_d tel que :

$$c_d \approx \frac{\mu_{eff}LW^3}{h^3} \quad \text{Equation 3}$$

Et le coefficient d'amortissement élastique k_E tel que :

$$k_e \approx 0,81 \frac{LWP}{h} \quad \text{Equation 4}$$

La force globale F d'amortissement de la poutre s'écrit $F = -k_e y - c_d \dot{y}$ où \dot{y} est la vitesse de déplacement de la poutre.

Cependant, à 10^{-2} mbar si on prend le libre parcours moyen des molécules d'azote à 0°C nous avons $\lambda = 5,9 \text{ mm}$. Ainsi $K_n \approx 39$, nous remarquons que $K_n \gg 1$: dans ce cas nous sommes dans un régime moléculaire. En régime moléculaire, nous ne considérons plus les interactions entre molécules, n'interviennent que les échanges d'énergie entre la poutre vibrante et les molécules qui entrent en collision avec celle-ci.

D'après le modèle de Christian [7] l'amortissement n'est caractérisé que par un seul coefficient noté c_r tel que :

$$c_r = 4 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{M_m}{RT}} PLW \quad \text{Equation 5}$$

Où M_m est la masse molaire du gaz et R la constante des gaz parfaits.

La force globale F d'amortissement s'écrit $F = c_r \dot{y}$, où \dot{y} est la vitesse de déplacement de la poutre.

Le modèle de Christian ne fait malheureusement pas intervenir le « squeeze film damping » : il ne tient pas compte de l'interaction avec le support en silicium.

C'est pourquoi un autre modèle a été mis au point sous la forme d'un facteur de qualité dans le cas d'un régime moléculaire et d'une surface d'interaction en regard de la poutre. Ainsi le facteur de qualité du « squeeze film damping » déterminé à partir du modèle de Transfert d'Energie [7] s'écrit :

$$Q_{squeeze} = (2\pi)^{3/2} \rho H \omega_0 \frac{h}{(2L+2w)} \sqrt{\frac{RT}{M_m}} \frac{1}{P} \quad \text{Equation 6}$$

Dans notre cas, $\rho = 5318 \text{ kg/m}^3$ la densité massique du GaAs, H est l'épaisseur de la poutre qui est égale à $450 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_0 = 23590 \text{ Hz}$, $L = 2620 \text{ }\mu\text{m}$, $w = 240 \text{ }\mu\text{m}$, M_m est la masse molaire de l'air qui est égale à $28,96 \text{ g/mol}$, $R = 8,31 \text{ kg.m}^2/(\text{s}^2.\text{K})$, $P = 10^{-3} - 10^{-2} \text{ mbar}$ et $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$. Ainsi, il existe une relation linéaire entre la hauteur des piliers et le facteur de qualité lié au « squeeze film damping » (voir Figure VI.9).

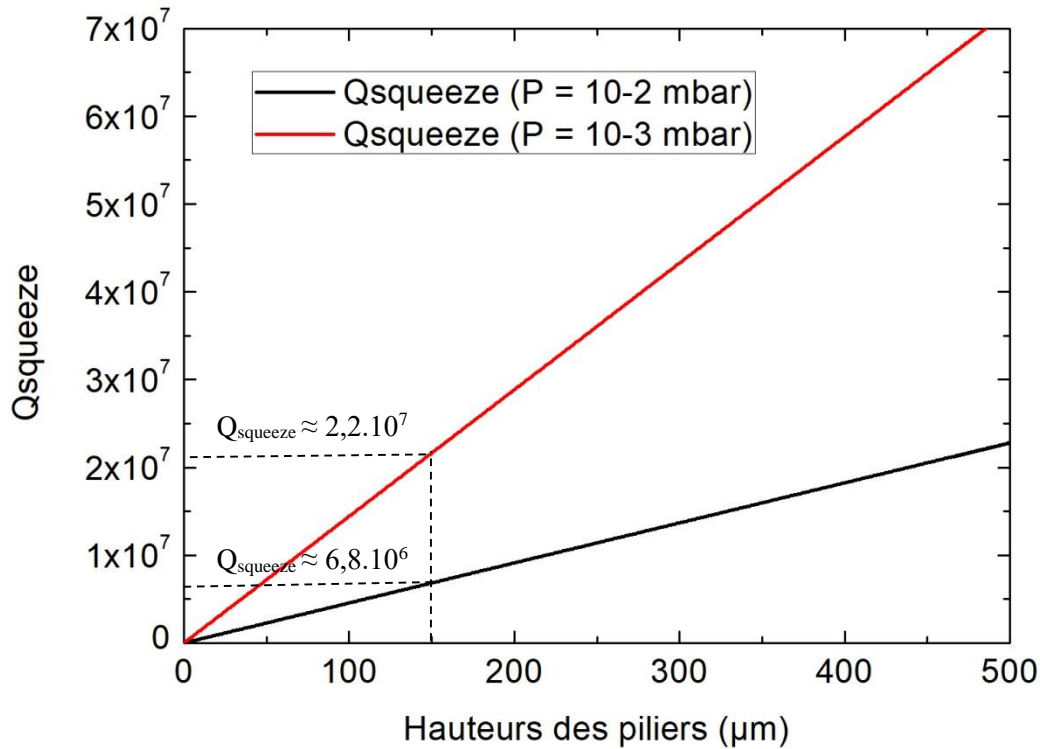


Figure VI.9. Q_{squeeze} vs Hauteur des piliers selon le modèle de Transfert d'Énergie [7].

On remarque qu'à 10^{-2} mbar en régime moléculaire avec une hauteur des piliers de $150 \text{ }\mu\text{m}$ le figure VI.9 nous donne un facteur de qualité de $6,8 \cdot 10^6$, à 10^{-3} mbar il atteint $2,2 \cdot 10^7$: nous augmentons d'un ordre de grandeur le facteur de qualité. A noter que la valeur du facteur de qualité du « squeeze film damping » est sous-estimée puisque dans la réalité toute la poutre ne se déplace pas uniformément : elle a un mouvement de flexion.

A 10^{-2} mbar et pour une hauteur de pilier de $150 \text{ }\mu\text{m}$ la valeur obtenue semble adéquate puisque l'on recherche pour ce capteur un facteur de qualité total aux environs de 100 000.

Le procédé de fabrication du gyromètre comprend des étapes innovantes comme la gravure profonde du GaAs sur $450 \text{ }\mu\text{m}$ ou le dépôt oblique en utilisant un film sec comme pochoir. Les procédés développés au C2N ont été appliqués à la réalisation d'un capteur ayant une taille relativement importante comparée à d'autres microsystèmes. Pour les applications qui sont moins exigeantes en performances, il est tout à fait envisageable de transposer ces procédés sur un gyromètre 3 axes ou d'autres capteurs piézoélectriques de plus petites dimensions. De plus, la mise au point du dépôt d'électrodes obliques a permis de réaliser un système de transduction électromécanique en 3 dimensions. L'assemblage du capteur dispose aussi d'une grande modularité, notamment au niveau du support en

silicium qui permet d'ajuster la distance h entre la structure et le support afin de réduire l'amortissement dû au « squeeze film damping ».

VI.2. Fréquences de résonance et modes de vibrations : structure nue

Il est possible de caractériser par vibrométrie optique les 4 modes utiles de vibration de la structure en GaAs avant de déposer le système de transduction. Pour caractériser les fréquences et les modes de résonance hors plan, nous avons utilisé la technique de microscopie interférométrique moyennée dans le temps et pour les modes dans le plan nous avons utilisé la microscopie stroboscopique associée à un traitement d'images sub-pixel. Ces méthodes ont été mises en œuvre avec le même système optique qui a été construit au C2N pendant ma thèse.

Le système optique est schématisé dans la figure VI.10 et une photographie du système est présentée dans la figure VI.11. Il est constitué d'un interféromètre de Michelson avec un miroir de référence translatable avec un actionneur piézoélectrique, d'une source monochrome rouge continue, d'une source pulsée à LED verte ou ambrée, d'une caméra CCD et d'une enceinte sous vide avec un système

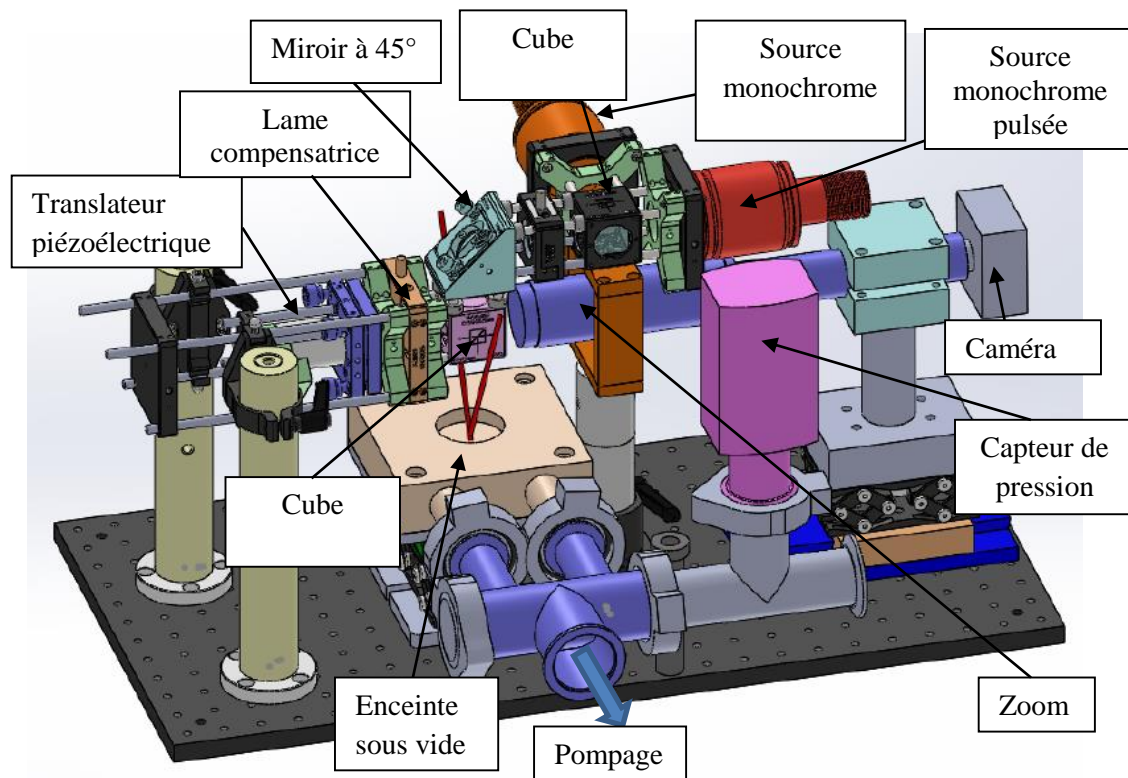


Figure VI.10. Dessin 3D du système optique pour la mesure sous vide des vibrations dans le plan et hors plan des gyromètres.

de chauffage. Une lame identique au hublot peut être insérée dans le bras de référence de l'interféromètre pour compenser l'augmentation du chemin optique du bras de l'échantillon liée au hublot de l'enceinte. L'ensemble est fixé sur un marbre et piloté par un PC.

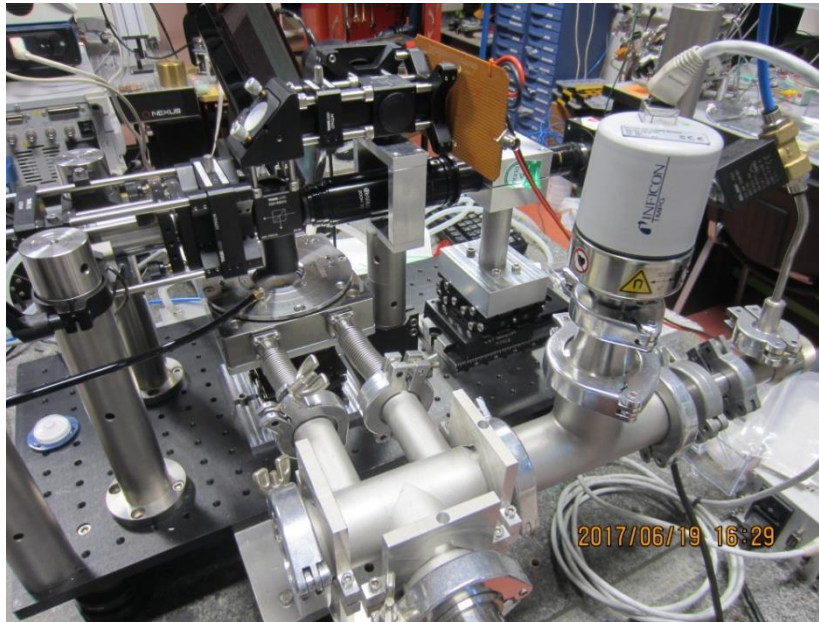


Figure VI.11. Photographie du système optique utilisé pour la caractérisation des modes de vibrations hors plan et dans le plan du gyromètre.

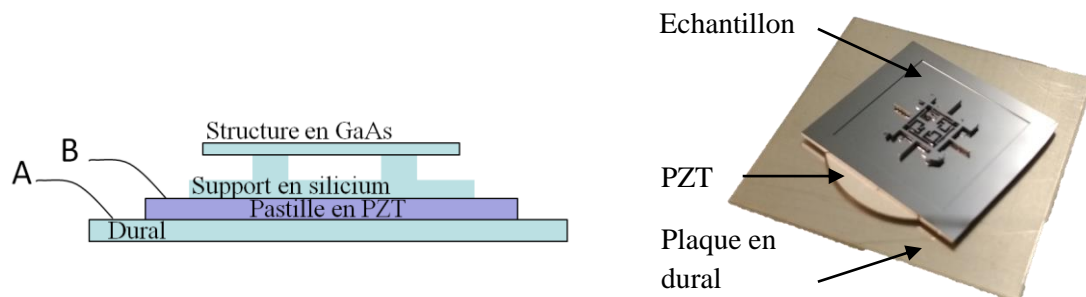


Figure VI.12. Schéma et image de la méthode d'excitation des vibrations de la structure nue d'un gyromètre.

Pour exciter les modes de vibration, la puce support en silicium avec le gyromètre a été collée sur une pastille céramique piezoélectrique en PZT métallisée sur les 2 faces (Figure VI.12) et polarisée par un signal sinusoïdal. Pour les modes de vibrations hors plan (modes X et Y du gyromètre), la céramique employée est en mode de déformation longitudinale et pour les modes dans le plan (Mode pilote et mode Z), nous avons utilisé une céramique fonctionnant en mode de cisaillement. Dans ce dernier cas le gyromètre est monté approximativement à 45° de l'axe de cisaillement de la pastille pour pouvoir exciter à la fois les modes de vibrations en flexion dans le plan dans la direction X et ceux dans la direction Y. La céramique est collée sur une plaque en Duralumin assez fine pour permettre d'insérer l'échantillon dans l'enceinte sous vide qui dispose d'un volume limité. De plus, la taille de la plaque en Duralumin est telle que ses modes de vibrations du premier ordre sont assez éloignés en fréquence des modes de résonances de la structure en GaAs afin de ne pas perturber les mesures. La pastille en PZT est recouverte sur sa partie supérieure et inférieure d'électrodes en argent pour permettre son excitation électrique. A noter que l'oxyde d'argent est conducteur, il n'y a donc pas besoin de désoxyder les électrodes avant de réaliser les connexions électriques. Les connexions électriques ont été réalisées à l'aide d'une colle époxy conductrice « *CircuitWorks® Conductive Epoxy CW2400* » qui se présente en 2 parties à mélanger en quantités égales : la partie A est la colle époxy et la partie B correspond au durcisseur. La colle

« EPO-TEK[®] 353ND » de chez EPOXY Technology est utilisée afin de coller la structure en GaAs sur son support en silicium et pour coller le support en silicium sur la pastille en PZT : cette colle se présente aussi en 2 parties à mélanger en quantités égales. La colle non conductrice « EPO-TEK[®] 353ND » est utilisée le plus souvent possible, car elle est potentiellement moins ductile que la colle « CW2400 » : ce qui permet de limiter les pertes mécaniques au niveau des fixations et donc d'avoir pour la structure un facteur de qualité potentiellement plus important. L'assemblage composé de la plaque en Duralumin, de la pastille en PZT, des fils électriques et de l'échantillon a été recuit dans une étuve à 120°C pendant 2 heures pour durcir la colle. Les connexions électriques sont reliées à la partie supérieure de la plaque en Duralumin et à la partie supérieure de la pastille en PZT. Une tension sinusoïdale est envoyée aux bornes de la pastille piézoélectrique à l'aide d'un générateur de fonctions « Yokogawa FG300 ». Les déplacements nominaux engendrés par les pastilles PZT sont de 0.4 nm/V pour les vibrations hors plan et de 0,15 nm/V pour les vibrations dans le plan mais les amplitudes réelles d'excitation ne sont pas connues.

L'enceinte de mesure est connectée à un groupe de pompage constitué d'une pompe primaire à membrane et d'une pompe turbomoléculaire (150 l/s) et la pression résiduelle pendant les mesures se situe dans la gamme 5×10^{-5} mbar - 4×10^{-4} mbar. Dans ces conditions le facteur de qualité mesuré ne dépend que des pertes thermoélastiques (et autres pertes éventuelles de volume), des pertes d'ancrage et des pertes de surface. Eventuellement une pression d'air ou d'azote peut être injectée à l'aide d'une fuite réglable pour caractériser les pertes visqueuses à 10^{-2} mbar (pression maximum visée dans l'encapsulation sous vide).

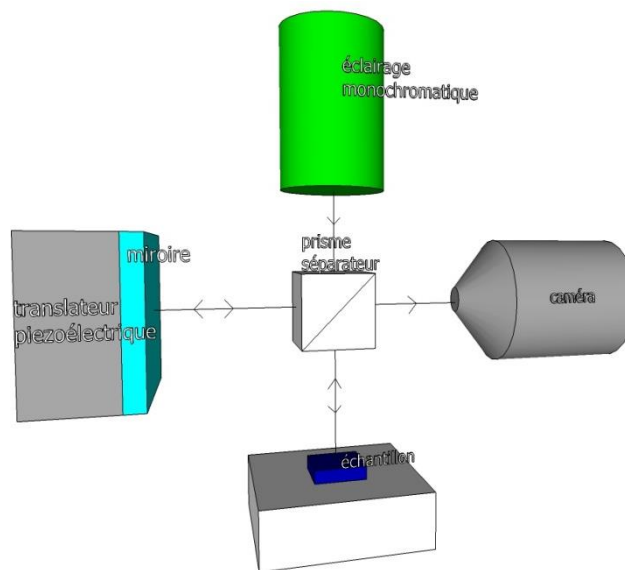


Figure VI.13. Configuration de l'interféromètre de Michelson.

Comme indiqué précédemment, les vibrations dans le plan sont détectées par interférométrie à l'aide d'un interféromètre de Michelson. Les 2 miroirs de l'interféromètre de Michelson sont respectivement un miroir de référence en aluminium de planéité $\lambda/20$ et la surface de l'échantillon (Figure VI.13). La détection des modes de vibration hors plan par interférométrie dans le temps repose sur la mesure du contraste des franges en lumière monochrome qui, en présence de vibration hors plan, est diminué d'un facteur $|J_0(4\pi a/\lambda)|$ où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, a l'amplitude de vibration et λ la longueur d'onde de la source lumineuse [8]. Si l'amplitude de vibration est telle que le 1^{er} zero de J_0 n'est pas atteint ($a \leq \sim 110$ nm), la fonction J_0 peut être inversée et l'amplitude de vibration mesurée en fonction de la fréquence. Avec un balayage en fréquence, le miroir est incliné et le contraste des franges est démodulé par FFT [8]. La limite de détection en amplitude de vibration est alors voisine de 3 à 5 nm. A

une fréquence donnée la cartographie de vibration peut être évaluée avec une meilleure résolution par interférométrie à décalage de phase [8]. Toutes ces fonctions sont intégrées dans le logiciel de mesure développé précédemment au C2N-Orsay en collaboration avec la société Fogale nanotech.

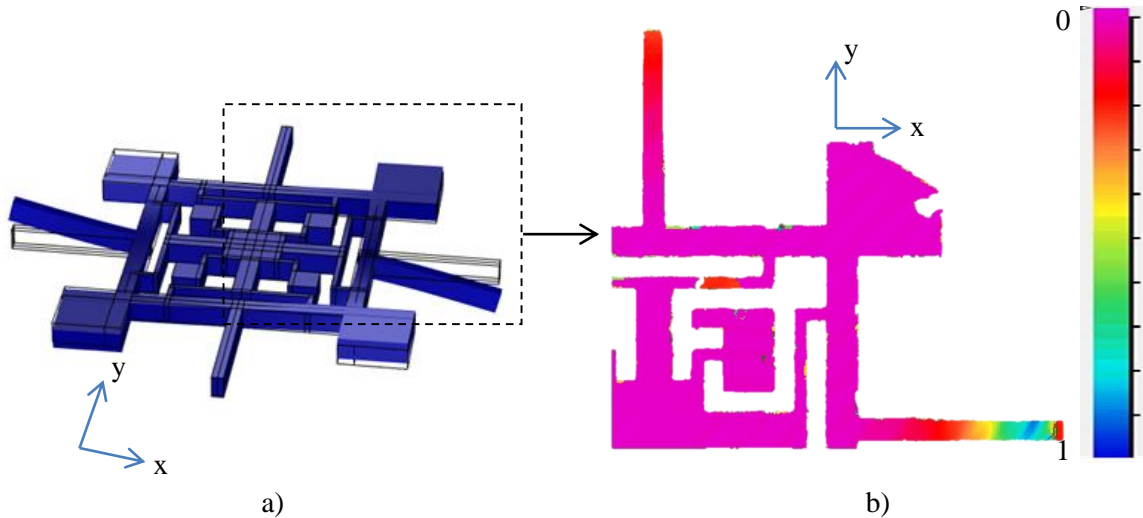


Figure VI.14. a) Représentation en CAO des déformations du mode de détection y. b) Cartographie qualitative des amplitudes de vibration du mode y mesurées par microscopie interférométrique moyennée dans le temps.

Un exemple de mesure du mode Y est présenté dans la figure VI.14 et comparé à un dessin 3D du mode de vibration attendu. Nous pouvons remarquer que nous excitions aussi le mode X qui a sa fréquence de résonance proche du mode y. En effet, d'après les balayages de fréquence que nous avons réalisés, la fréquence de résonance du mode y se trouve à 26210 Hz la fréquence de résonance du mode x se trouve à 26220 Hz (voir Fig. VI.15 et Fig. VI.16). Nous avons un écart relatif d'environ 12,9 % par rapport à la fréquence prévue dans la conception (23223 Hz pour le mode y et 23224 Hz pour le mode x). La différence est sans doute due à la différence entre la géométrie réelle des poutres des gyromètres par rapport à celle du masque de gravure.

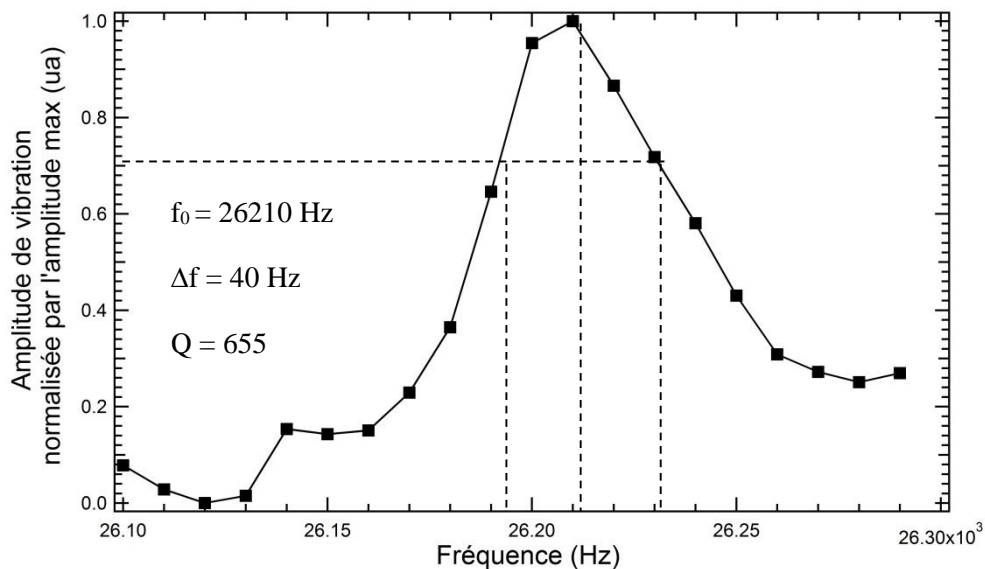


Figure VI.15. Pic de résonance normalisé à sa valeur maximum du mode Y du gyromètre dans la plage de fréquence 26,1 kHz -26,3 kHz.

Ces premiers tests à 10^{-2} mbar démontrent un facteur de qualité Q de 655 pour le *mode Y* et un facteur de qualité de 583 pour le *mode X* .

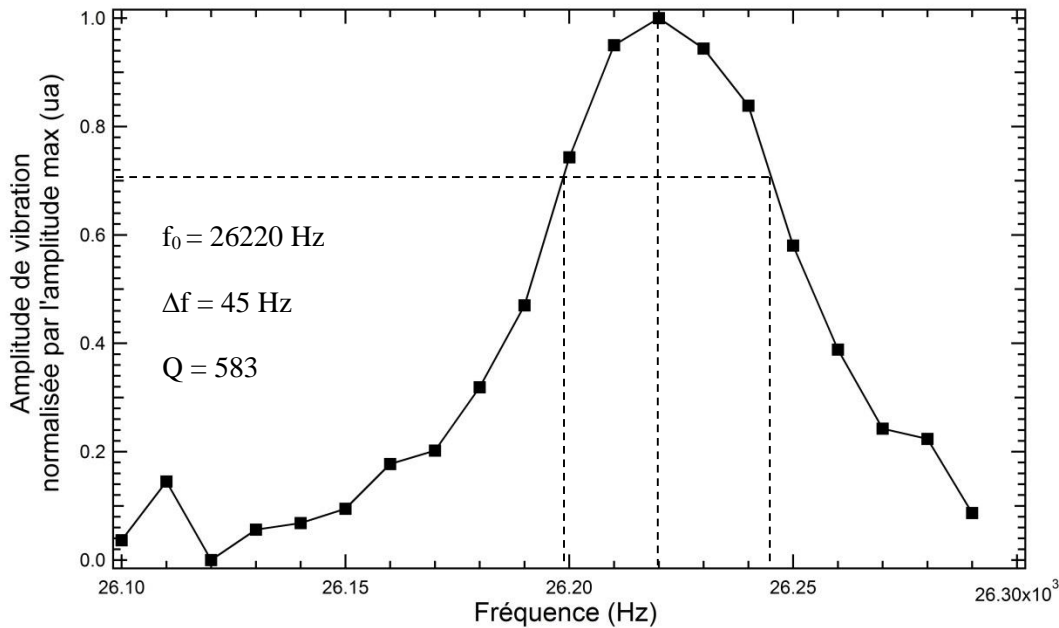


Figure VI.16. Pic de résonance normalisé à sa valeur maximum du mode X du gyromètre dans la plage de fréquence 26,1 kHz - 26,3 kHz.

Ces valeurs sont beaucoup plus faibles que celles attendues même si l'on considère que des effets de surface comme la rugosité ou l'amorphisation dû au bombardement ionique peuvent diminuer le facteur de qualité en augmentant les dissipations d'énergie [9], [10]. D'autres mesures devront être réalisées pour vérifier ces valeurs car ces premiers échantillons testés présentaient des imperfections au niveau de la structure comme des éclats et des fêlures. On ne peut pas non plus exclure aussi la possibilité d'un désalignement des ancrages par rapport aux piliers du support en silicium. Les zones observées pour l'analyse des amplitudes de vibration étaient situées aux extrémités des poutres.

Comme indiqué précédemment nous avons par la suite divisé par 4 les bras de fixation entre la structure et le substrat afin de faciliter le détachement des gyromètres du substrat nécessaire pour les placer sur leurs supports en silicium : nous avons ainsi diminué le risque d'endommager la structure.

Les fréquences de résonance et modes de vibrations dans plan associés (cadre et mode Z) ont été caractérisés par microscopie stroboscopique. La stroboscopie permet de ralentir le mouvement apparent des vibrations. Un décalage de 1 Hz par exemple entre la fréquence de la source lumineuse pulsée et l'excitation du mode caractérisé permet de ralentir le mouvement apparent de la vibration à 1Hz pour permettre un traitement vidéo des séquences enregistrées. Le déplacement de la structure est alors déterminé par traitement à la cadence vidéo des images à partir de la variation d'intensité moyenne de blocs de pixels sur la structure par rapport au fond immobile. Pour le grossissement utilisé (6,5X), le bruit de mesure pic à pic est voisin de ± 5 nm. L'amplitude de vibrations mesurée est le résultat d'un moyennage spatial et temporel seuillé par le bas. Elle est sous-estimée d'un facteur difficile à évaluer mais qui doit être constant. Il reste donc possible d'évaluer le facteur de qualité par cette méthode de mesure en démodulant l'enveloppe des oscillations de l'amplitude autour de la résonance et en ajustant le résultat par l'équation suivante :

$$X = \frac{\delta_{st}}{\left\{ \left[1 - \left(\frac{f}{f_n} \right)^2 \right]^2 + \left[\left(\frac{1}{Q} \right) \left(\frac{f}{f_n} \right) \right]^2 \right\}^{1/2}} \quad \text{Equation 7}$$

Où f est la fréquence, f_n la fréquence de résonance, δ_{st} l'amplitude du déplacement statique pour l'excitation appliquée et Q le facteur de qualité.

Le déphasage peut aussi être déterminé en démodulant en phase les oscillations de l'amplitude autour de la résonance et en ajustant le résultat par l'équation suivante :

$$\varphi = \tan^{-1} \left\{ \frac{\left(\frac{1}{Q} \right) \left(\frac{f}{f_n} \right)}{1 - \left(\frac{f}{f_n} \right)^2} \right\} \quad \text{Equation 8}$$

Des premières mesures sur mode de détection z à 10^{-5} mbar présentent un facteur de qualité de 1150 à une fréquence de résonance de 24305 Hz (voir Fig. VI.17).

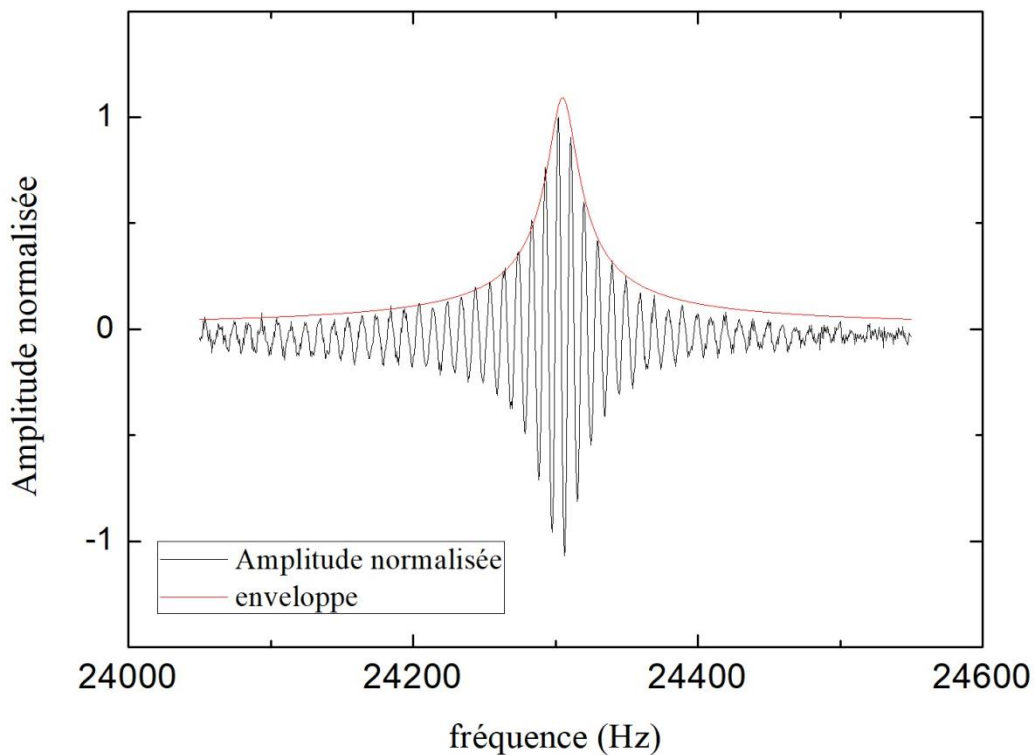


Figure VI.17. Mesure par microscopie stroboscopique de l'amplitude normalisée du mode de détection z .

Nous avons une erreur relative de 5% par rapport à la valeur théorique de 23151 Hz.

Pour le mode pilote, nous mesurons un facteur de qualité de 850 à une fréquence de résonance de 26315 Hz.

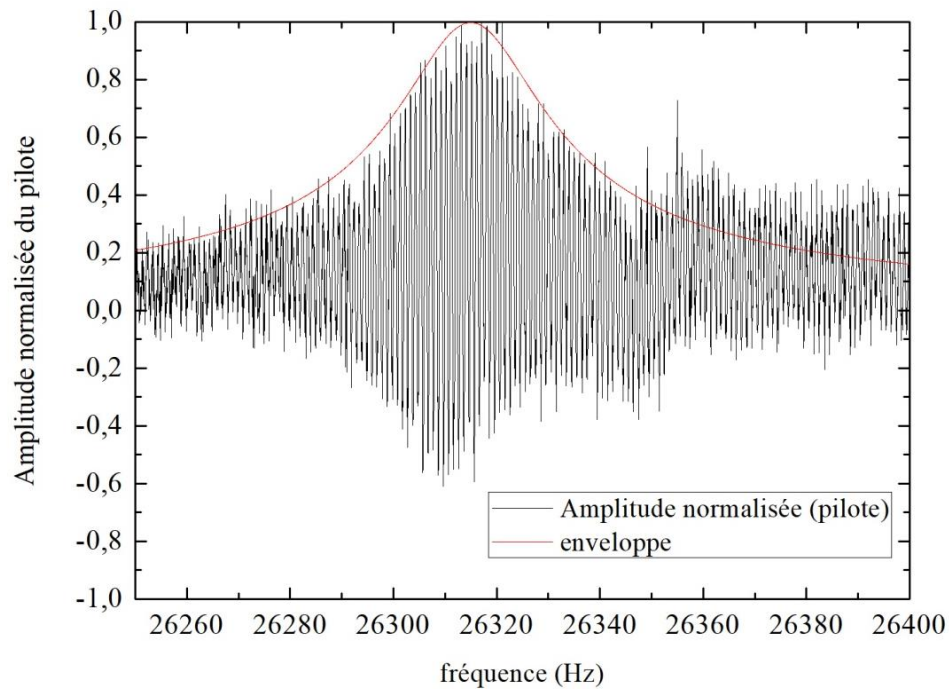


Figure VI.18. Mesure par microscopie stroboscopique de l'amplitude normalisée du mode pilote.

Nous avons une erreur relative de 13,5 % par rapport à la valeur théorique de 23188 Hz.

Une nouvelle fois, la différence est sans doute due à la différence entre la géométrie réelle des poutres des gyromètres par rapport à celle du masque de gravure.

En résumé, un procédé de réalisation du microgyromètre complet a été mis au point et des échantillons avec tout le système de transduction ont été réalisés.

Des premières caractérisations par vibrométrie optique hors du plan et stroboscopie dans le plan démontrent des résultats encourageants.

L'amélioration du procédé de réalisation devra continuer : notamment au niveau de la rugosité des flancs et de la robustesse du procédé.

Afin d'entreprendre des caractérisations électriques et de déterminer les performances du microgyromètre, des connexions électriques vers l'extérieure devront être réalisées.

VI.3. Bibliographie

- [1] Baca, A. G., & Ashby, C. I. (2005). *Fabrication of GaAs devices*(No. 6). IET.
- [2] Rei Vilar, M., El Beghdadi, J., Debontridder, F., Artzi, R., Naaman, R., Ferraria, A. M., & Botelho do Rego, A. M. (2005). Characterization of wet-etched GaAs (100) surfaces. *Surface and Interface Analysis*, 37(8), 673-682.
- [3] Griffin, W. S., Richardson, H. H., & Yamanami, S. (1966). A study of fluid squeeze-film damping. *Journal of Basic Engineering*, 88(2), 451-456.
- [4] Bird, G. A. (1994). *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*. New York, NY: Oxford University Press.
- [5] Bao, M., & Yang, H. (2007). Squeeze film air damping in MEMS. *Sensors and Actuators A: Physical*, 136(1), 3-27.
- [6] Veijola, T., Kuisma, H., Lahdenperä, J., & Ryhänen, T. (1995). Equivalent-circuit model of the squeezed gas film in a silicon accelerometer. *Sensors and Actuators A: Physical*, 48(3), 239-248.
- [7] The Christian, R. G. (1966). The theory of oscillating-vane vacuum gauges. *Vacuum*, 16(4), 175-178.
- [8] Petitgrand, S., Yahiaoui, R., Bosseboeuf, A., & Danaie, K. (2001, October). Quantitative time-averaged microscopic interferometry for micromechanical device vibration mode characterization. In *Microsystems Engineering: Metrology and Inspection* (Vol. 4400, pp. 51-61). International Society for Optics and Photonics.
- [9] Shiari, B., & Najafi, K. (2013, June). Surface effect influence on the quality factor of microresonators. In *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (TRANSDUCERS & EUROSENSORS XXVII), 2013 Transducers & Eurosensors XXVII: The 17th International Conference on* (pp. 1715-1718). IEEE.
- [10] Van Toan, N., Kubota, T., Sekhar, H., Samukawa, S., & Ono, T. (2014). Mechanical quality factor enhancement in a silicon micromechanical resonator by low-damage process using neutral beam etching technology. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 24(8), 085005.

VII. Conclusion

Les résultats obtenus durant cette thèse montrent que les gyromètres MEMS 3 axes ont un fort potentiel d'amélioration. En l'occurrence, les microgyromètres 3 axes piézoélectriques, encore peu étudiés jusqu'alors, pourront dans un avenir proche envahir les gammes moyennes et hautes performances. Nous aurons ainsi des capteurs plus performants avec un encombrement faible et un coût de fabrication contenu.

Un des inconvénients majeurs des capteurs piézoélectriques est l'extraction du signal. Pour des capteurs qui intègrent différentes fonctions comme notre microgyromètre 3 axes, le système de transduction peut rapidement devenir complexe. Lors d'une thèse précédente une géométrie astucieuse, avec 4 modes utiles de vibration, un mode pilote et 3 modes de détection, a été mise au point et permet d'optimiser les performances potentielles du capteur tout en simplifiant au maximum le système de transduction.

Nous avons intégré à la conception de la géométrie de ce capteur un système de transduction composé des électrodes et du routage.

La géométrie du système de transduction induit des couplages en phase ou en quadrature.

Pour ce qui concerne le couplage capacitif en phase, présent majoritairement au niveau du routage, nous avons : un couplage capacitif équivalent à 770 °/s sur le mode z, 0 °/s sur le mode x et 13,9 °/s sur le mode y. Il serait possible de diminuer ces couplages par exemple en optimisant la compensation des charges parasites, en jouant sur la distance routage de la détection en fonction du routage de l'excitation, ou en disposant des écrans de masse.

Au niveau du couplage piézoélectrique en quadrature, une première analyse qualitative montre que le couplage sera probablement faible pour les modes x et y, mais plus élevé pour le mode z.

À noter que sans tenir compte du routage, des charges du pilote sont détectées par les électrodes de détection. À l'aide de simulation nous obtenons une vitesse de rotation équivalente de 942 °/h pour les modes x et y et de 5311 °/h pour le mode z (avant démodulation synchrone).

Des substrats de GaAs semi-isolants ont été gravés par ICP dans un plasma réactif contenant un mélange gazeux de BCl_3/Cl_2 , jusqu'à une profondeur inégale de 450 μm . Une analyse fine du procédé de gravure a été menée, ce qui a permis un contrôle fin et une bonne compréhension du procédé. Nous avons choisi de réaliser nos gravures avec un masque de résine photosensible AZ 9260 de 70 μm d'épaisseur.

Nous avons, de plus, réalisé des gravures traversantes sur 450 μm : l'épaisseur d'un wafer de 100 mm. Pour la gravure traversante, nous avons laminé un film sec en face arrière de l'échantillon qui a un double emploi, cette couche est une couche d'arrêt et une couche de protection contre l'huile pour pompe à vide. L'huile entre l'échantillon et le porte-substrat refroidi permet d'améliorer le contact thermique et donc de limiter la montée en température de l'échantillon.

Nous obtenons une vitesse de gravure assez élevée et une bonne anisotropie. La rugosité des flancs (1nm rms) reste faible jusqu'à ce que l'on traverse l'échantillon.

Du « microloading » et de l'ARDE sont présents lors des gravures avec le masque en résine : ces effets sont prédits par un modèle que nous avons utilisé et qui prend en compte la présence d'inhibiteurs de gravure.

Il est possible de limiter le « microloading » et l'ARDE en gardant par exemple des ouvertures constantes sur toute la surface de l'échantillon gravé.

Un procédé original a été mis au point pour déposer et délimiter des électrodes sur les flancs verticaux de microstructures. Ce procédé est réalisé à l'aide d'un film sec photosensible et d'un évaporateur à canon à électrons sous incidence oblique.

Un modèle analytique a été développé pour prédire l'épaisseur déposée en fonction de l'angle d'incidence. Ce modèle met en évidence que la vitesse de dépôt et la densité du matériau déposé décroissent avec l'incidence.

Ainsi, à partir d'une simple mesure de l'épaisseur du film déposé et de la masse déposée sur la balance à quartz de l'évaporateur il est possible d'estimer la densité du dépôt.

D'après des analyses par microscopie électronique et des analyses X menées à l'Institut Matériaux Microélectronique Nanosciences de Provence (IM2NP, Marseille) par Stéphanie Escoubas et Olivier Thomas nous montrons que les échantillons déposés sous incidence oblique sont texturés 111 et sont poreux avec une structure colonnaire verticale. Leur taille de grain faible ne varie pas après un recuit d'une heure à 300 °C, alors que les films déposés sous incidence standard ont une augmentation de la taille des grains de plus d'un facteur 5.

La délimitation des électrodes sur les flancs déposées par ombrage (shadow masking) a été étudiée théoriquement et expérimentalement. En l'absence de rotation de l'échantillon il est possible de réaliser des électrodes rectangulaires. En revanche, lorsque l'on souhaite réaliser des dépôts sur tous les flancs de notre structure la rotation de l'échantillon est activée durant le dépôt. La rotation induit un étalement des électrodes sur les côtés. Il est possible de prédire cet étalement en utilisant la théorie des cadrans solaires : la forme des électrodes déposées le long du flanc est hyperbolique. Une seule électrode par flanc doit alors être prévue sinon elles seraient court-circuitées.

Les contraintes mécaniques et la résistivité des films Au/Cr utilisés comme électrodes ont été étudiées à température ambiante et lors d'un recuit thermique en utilisant deux bancs expérimentaux qui ont été développés au C2N-Orsay durant la thèse : un banc de mesure de résistivité 4 pointes et un profilomètre interférométrique à décalage de phase. Ces deux bancs permettent des mesures in situ pendant un recuit sous vide jusqu'à 300°C. Ces mesures ont été complétées par des caractérisations par diffraction X en fonction de la température à l'IM2NP à Marseille pour un échantillon déposé sous une incidence de 60°. Les films ont une contrainte initiale faible qui devient extensive après recuit à 250°C. La mesure des contraintes thermomécaniques des films et de leur structure par diffraction X ont montré que le coefficient de dilatation thermique et le module biaxial des films d'or poreux étaient fortement réduits par rapport aux films déposés sous incidence normale et à l'or massif et qu'un recuit à 250°C ou 300°C produisait une densification des films en accord avec les observations par microscopie électronique. Les mesures de résistance de couche et de résistivité électrique ont montré qu'une diffusion du chrome se produit à partir de 200°C dans les films déposés sous incidence normale avec une énergie d'activation de 1,1 eV. Ces films sont stables pendant 10 recuits successifs de 1 heure à 100°C. Pour les films poreux, qui ont une densité de joints de grains plus importante, une légère augmentation de la résistance est déjà visible après 10 recuits d'1 heure à 100°C et une forte diffusion du chrome confirmée par EDX se produit à 250°C.

Les électrodes déposées sur les flancs sont donc poreuses et ont une stabilité thermique limitée, mais elles sont compatibles avec la réalisation d'un capteur inertiel piézoélectrique tel que notre microgyromètre 3 axes. En fait leur porosité et leur densité réduite pourraient même être favorables à l'obtention d'un facteur de qualité élevé.

Un procédé de réalisation du microgyromètre complet a été mis au point et des échantillons avec tout le système de transduction 3D ont été réalisés.

Des premières caractérisations par vibrométrie optique hors du plan et en stroboscopie dans le plan démontrent des résultats encourageants.

Un nouveau doctorant, Lucas Bonnin, va poursuivre ces travaux dans le but d'arriver à un capteur fonctionnel.

À l'avenir des modifications devront être apportées au routage actuel afin de diminuer les couplages et d'optimiser les performances du microgyromètre.

Sur la structure du gyromètre, des plans de masse et une utilisation plus astucieuse de la détection pilote peuvent être mis en place afin de diminuer les couplages en phase avec le signal Coriolis.

Nous pouvons enfin éliminer les résidus de charges parasites en les compensant à l'aide de peignes capacitifs placés sur la structure du gyromètre. En effet, nous pouvons envoyer un signal de signe opposé sur les électrodes parasitées afin d'éliminer les charges parasites.

Enfin, un dimensionnement plus intéressant des électrodes de détection pourrait aussi permettre de trouver un juste milieu entre la récupération des charges de la détection et la récupération des charges parasites du pilote.

En ce qui concerne la gravure profonde du GaAs, il reste deux inconvénients majeurs : la formation d'une marche dans la partie haute des flancs de gravure et la taille maximale de l'échantillon que l'on peut graver qui est limitée par le « macroloading ».

Des études sont en cours afin de trouver une couche de masquage composite avec une sélectivité plus importante pour réduire l'érosion latérale tout en gardant un micromasquage suffisamment faible. Les moyens prévus pour réduire le « micro- et macro-loading » sont une diminution de la largeur des ouvertures ou une augmentation des débits de Cl_2 et de BCl_3 afin de modifier le régime de gravure.

D'autre part, la dégradation des flancs pourrait être réduite en trouvant une couche d'arrêt avec une sélectivité plus élevée : nous sommes actuellement en train de tester une couche d'arrêt en résine AZ 15nXT. Il serait aussi possible de graver partiellement l'échantillon par la face supérieure, de remplir avec de la résine les zones gravées et de déboucher en utilisant une gravure chimique ou physique pour l'aminçissement par la face inférieure.

Dans ce cas, le dépôt des électrodes inférieures devra se faire après l'étape de gravure. Il faudra probablement déposer de la résine par spraycoating pour délimiter les motifs des électrodes.

Au sujet des électrodes latérales, l'étalement peut être réduit en modifiant la forme des ouvertures rectangulaires dans le film sec. Il est par exemple possible d'utiliser des ouvertures triangulaires pour réduire l'étalement. Différentes formes d'ouvertures pourront être testées pour déterminer celle qui sera la plus avantageuse dans notre procédé de dépôt oblique.

Des caractérisations complémentaires mécaniques, électriques, par diffraction X et par RBS des films sont prévues dans l'avenir afin de mieux caractériser la diffusion du chrome dans les films poreux et pour séparer les contributions de la dilatation thermique et de la variation du module d'Young biaxial dans les mesures de la contrainte thermomécanique.

Pour finir, l'amélioration du procédé de réalisation devra continuer, notamment au niveau de la robustesse du procédé. D'autres caractérisations optiques devront être menées. Afin d'entreprendre des caractérisations électriques et de déterminer les performances du microgyromètre, des connexions électriques vers l'extérieur devront être réalisées.

Une autre géométrie avec les poutres vers l'intérieur et les fixations à l'extérieur pourra être développée afin de simplifier le procédé de fabrication et l'intégration des capteurs, si cela ne dégrade pas ses performances. Des tests sur la robustesse du capteur pourront être menés : test de fatigue mécanique, résistance aux chocs,...

D'autre part le procédé de fabrication développé sur GaAs pourra être expérimenté sur d'autres géométries, d'autres capteurs inertiels plus connus.

Annexes

VIII.	Annexes.....	182
VIII.1.	Annexe 1 : Motivations du choix d'une transduction piézoélectrique	182
VIII.1.1.	Étude de la résonance harmonique d'une poutre piézoélectrique encastrée-libre et charges récupérées.....	182
VIII.1.2.	Efficacité d'un système de transduction : transduction électrostatique et piézoélectrique.....	186
VIII.2.	Annexe 2: Flexion dans le plan et hors du plan d'une poutre encastrée-libre	195
VIII.2.1.	Flexion dans le plan d'une poutre encastrée-libre	195
VIII.2.2.	Flexion hors du plan d'une poutre encastrée-libre	197
VIII.3.	Annexe 3 : Simplification du modèle poutre et transduction capacitive	201
VIII.4.	Annexe 4 : Rotation d'un tenseur d'ordre 3 autour de (Oz).....	202
VIII.5.	Annexe 5 : Modélisation du comportement électrique des couches évaporées pendant un recuit	206
VIII.6.	Annexe 6: Etapes détaillées du procédé de fabrication	210

VIII. Annexes

VIII.1. Annexe 1 : Motivations du choix d'une transduction piézoélectrique

Les microcapteurs électromécaniques et plus spécifiquement, les microcapteurs inertiels requièrent un système de transduction adapté afin d'obtenir une sensibilité élevée. Nous avons vu dans le chapitre II que la plupart des microgyromètres MEMS actuellement sur le marché sont à transduction électrostatique. Nous trouvons en moins grande quantité des microgyromètres à transduction piézoélectrique. Nous avons donc considéré intéressant de comparer l'efficacité d'une transduction piézoélectrique à celle d'une transduction électrostatique qui est le système de transduction le plus répandu.

Ajoutons qu'il existe une distance constitutive entre les électrodes pour la transduction électrostatique et les électrodes de la transduction piézoélectrique. Généralement, les électrodes pour la transduction piézoélectrique sont placées aux endroits où les contraintes sont élevées (et le déplacement le plus faible) et les électrodes pour la transduction électrostatique sont placées aux endroits où les déplacements ont des amplitudes élevées.

Avec un système transduction hybride (à la fois piézoélectrique et électrostatique), il serait possible de rendre le système de transduction moins dense, de diminuer les couplages et d'augmenter la sensibilité du capteur. Nous avons envisagé ce type de transduction hybride pour la détection du signal Coriolis. Dans un premier temps, nous allons étudier la résonance harmonique dans le plan et hors du plan d'une poutre piézoélectrique encastrée libre afin de déterminer les charges générées sur les électrodes par la vibration. Dans un second temps, nous allons déterminer qui de la transduction piézoélectrique ou électrostatique arrivera le plus efficacement à générer un courant motionnel qui est le signal utile.

VIII.1.1. Étude de la résonance harmonique d'une poutre piézoélectrique encastrée-libre et charges récupérées

Pour simplifier l'étude de la dynamique du capteur nous avons modélisé chaque poutre de détection de la structure comme une poutre encastrée-libre.

VIII.1.1.1. Flexion dans le plan d'une poutre encastrée-libre

Comme vu précédemment, pour exciter ou détecter les vibrations dans le plan des poutres de détection nous devons positionner sur la partie supérieure et inférieure deux électrodes. Dans le modèle étudié nous avons négligé les espaces entre les électrodes sur les surfaces supérieure et inférieure.

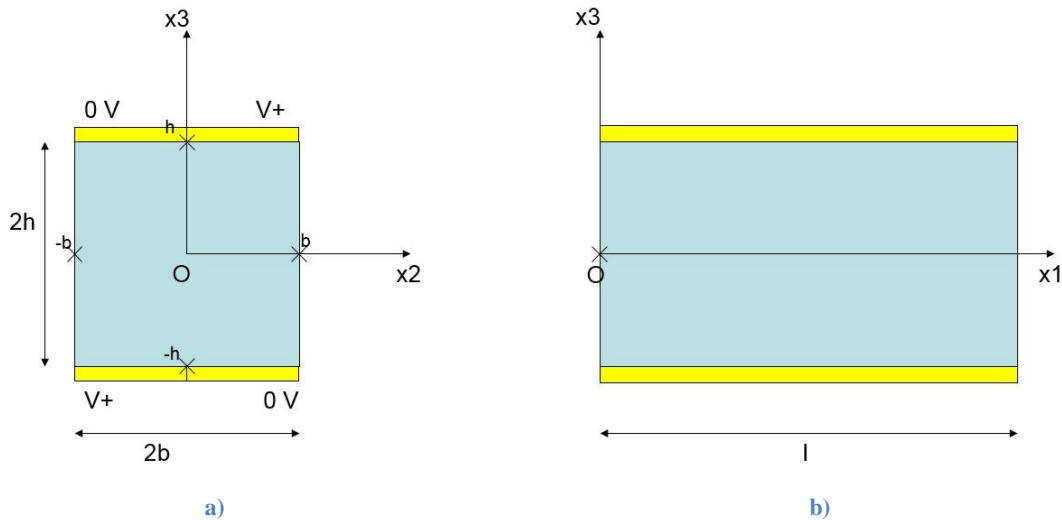


Figure A1.1. Poutre encastree-libre avec son système de transduction associé a) section de la poutre dans sa largeur b) section de la poutre dans sa longueur.

Supposons que la poutre a une longueur $l \gg 2b$ et $l \gg 2h$. Nous excitation en flexion la poutre selon (Ox_2) , les électrodes sont placées sur la longueur de la poutre. Pour le calcul de la déformée, on néglige l'impact des électrodes.

On considère l'hypothèse de Bernoulli, la déformation axiale $S_1(x_1, t)$ s'exprime en fonction du déplacement $u_2(x_1, t)$ ainsi :

$$S_1(x_1, t) = -x_2 \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} \quad \text{Equation 1}$$

Le champ électrique généré par la disposition des électrodes a pour composantes :

$$E_1 = 0, E_2 = 0, E_3(x_2) = -\frac{V}{2h} \text{ sur }]0; b[, E_3(x_2) = \frac{V}{2h} \text{ sur }]-b; 0[\quad \text{Equation 2}$$

A noter que la valeur du champ électrique dans l'équation 2 est le champ que l'on obtiendrait en absence de phénomènes piézoélectriques. En toute rigueur, nous devrions ajouter un terme correspondant à la déformation mécanique du matériau piézoélectrique [1].

En prenant l'approximation usuelle de la contrainte unidimensionnelle d'une poutre, nous avons les composantes de contraintes suivantes :

$$T_1 = T_1(x_1, t), T_2 = T_3 = T_4 = T_5 = T_6 = 0 \quad \text{Equation 3}$$

Les relations de la piézoélectricité appliquées à la poutre en GaAs encastree-libre donnent :

$$\begin{aligned} S_1 &= s_{11}T_1 + d_{31}E_3 \\ D_3 &= d_{31}T_1 + \varepsilon_{33}E_3 \end{aligned} \quad \text{Equation 4}$$

Où S est la déformation (sans unité), s_{11} le coefficient 11 du tenseur des souplesse en $m^2.N^{-1}$, T la contrainte en $N.m^{-2}$, d_{31} le coefficient 31 du tenseur des constantes de charge exprimée en $C.N^{-1}$ ou $m.V$, E la champ électrique en $V.m^{-1}$, D le déplacement électrique en $C.m^{-2}$ et ε_{33} le coefficient 33 du tenseur des permittivités électriques en $F.m^{-1}$.

Ainsi,

$$T_1(x_1, t) = \frac{1}{s_{11}} \left(-x_2 \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) - \frac{d_{31}}{s_{11}} E_3 \quad \text{Equation 5}$$

$$D_3 = \frac{d_{31}}{s_{11}} \left(-x_2 \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) + \overline{\varepsilon_{33}} E_3$$

$$\overline{\varepsilon_{33}} = \varepsilon_{33} (1 - k_{31}^2)$$

$$k_{31}^2 = \frac{d_{31}^2}{\varepsilon_{33} s_{11}}$$

La quantité de charges électriques sur l'électrode supérieure en $x_3 = h$ est donnée par l'intégrale suivante :

$$Q_e = - \int_{x_2=0}^{x_2=b} \int_{x_1=0}^{x_1=l} D_3(x_3 = h) dx_1 dx_2 \quad \text{Equation 6}$$

Ainsi,

$$Q_e = \frac{d_{31} b^2}{s_{11} 2} \left(\frac{\partial u_2(l, t)}{\partial x_1} - \frac{\partial u_2(0, t)}{\partial x_1} \right) + \overline{\varepsilon_{33}} b l \frac{V}{2h} \quad \text{Equation 7}$$

Lorsque nous sommes en détection, c'est-à-dire $V = 0V$, nous récupérons une quantité de charges q pour chaque électrode égale à :

$$|q| = \frac{d_{31} b^2}{s_{11} 2} \left(\frac{\partial u_2(l, t)}{\partial x_1} - \frac{\partial u_2(0, t)}{\partial x_1} \right) \quad \text{Equation 8}$$

Au total nous récupérons une quantité de charge de $4x|q|$ grâce aux 4 électrodes présentes sur la poutre.

En résumé, nous avons débuté l'étude des vibrations dans le plan des poutres de détection du mode z . Notre étude a permis de déterminer l'expression des charges générées sur les électrodes connaissant le déplacement de la poutre de détection du mode z . Pour voir la résolution complète jusqu'à l'équation du mouvement harmonique : se rendre à l'Annexe 2.

Etudions maintenant les modes de détection x et y qui sont des modes hors du plan.

VIII.1.1.2. Flexion hors du plan d'une poutre encastree-libre

Comme vu précédemment, pour exciter ou détecter les vibrations hors du plan des poutres de détection nous devrions, dans le cas idéal, positionner une électrode au centre de la poutre, une électrode sur la surface supérieure et une électrode sur la surface inférieure. Pour faire une estimation de la transduction piézoélectrique plus simple à calculer, nous allons étudier ce cas idéal et non le cas où nous avons des électrodes sur le flanc des poutres.

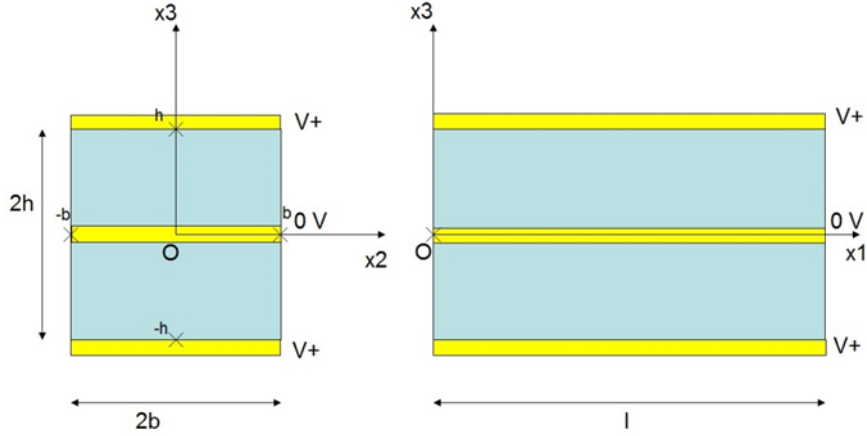


Figure A1.2. Poutre encastree-libre avec son systeme de transduction ideal.

Comme precedentement, nous supposons que $l \gg 2b$ et $l \gg 2h$. Nous excitons en flexion la poutre selon (Ox_3) , les electrodes sont placees sur la longueur de la poutre. Pour le calcul de la deformee, nous negligons l'effet des electrodes sur la rigidite en flexion de la poutre et supposons les electrodes sans contraintes residuelles.

Pour un mouvement de flexion tel que celui-ci, la deformation axiale $S_1(x_1, t)$ s'exprime en fonction du deplacement $u_3(x_1, t)$ ainsi :

$$S_1(x_1, t) = -x_3 \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} \quad \text{Equation 9}$$

Le champ electrique genere par la disposition des electrodes a pour composantes :

$$E_1 = 0, E_2 = 0, E_3(x_3) = -\frac{V}{h} \text{ sur }]0; h[, E_3(x_3) = \frac{V}{h} \text{ sur }]-h; 0[\quad \text{Equation 10}$$

En prenant l'approximation usuelle de la contrainte unidimensionnelle d'une poutre nous avons les composantes de contraintes suivantes :

$$T_1 = T_1(x_1, t), T_2 = T_3 = T_4 = T_5 = T_6 = 0 \quad \text{Equation 11}$$

Ainsi,

$$T_1(x_1, t) = \frac{1}{s_{11}} \left(-x_3 \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) - \frac{d_{31}}{s_{11}} E_3 \quad \text{Equation 12}$$

$$D_3 = \frac{d_{31}}{s_{11}} \left(-x_3 \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) + \overline{\epsilon}_{33} E_3$$

$$\overline{\epsilon}_{33} = \epsilon_{33} (1 - k_{31}^2)$$

$$k_{31}^2 = \frac{d_{31}^2}{\epsilon_{33} s_{11}}$$

La quantite de charges electriques sur l'electrode superieure en $x_3 = h$ est donnee par l'integrale suivante :

$$Q_e = - \int_{x_2=-b}^{x_2=b} \int_{x_1=0}^{x_1=l} D_3(x_3 = h) dx_1 dx_2 \quad \text{Equation 13}$$

Ainsi,

$$Q_e = 2bh \frac{d_{31}}{s_{11}} \left(\frac{\partial u_3(l,t)}{\partial x_1} - \frac{\partial u_3(0,t)}{\partial x_1} \right) + 2 \frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_0} bl \frac{V}{h} \quad \text{Equation 14}$$

De la même façon, lorsque nous sommes en détection, c'est-à-dire $V = 0V$, nous récupérons une quantité de charges q pour chaque électrode égale à :

$$|q| = 2bh \frac{d_{31}}{s_{11}} \left(\frac{\partial u_3(l,t)}{\partial x_1} - \frac{\partial u_3(0,t)}{\partial x_1} \right) \quad \text{Equation 15}$$

Au total nous récupérons une quantité de charge de $2x|q|$ grâce aux 2 électrodes disposées sur la poutre en face supérieure et inférieure.

La complexité de l'expression de la déformée harmonique d'une poutre encastree-libre rend son exploitation difficile (cf. Annexe 2). Pour simplifier, on fera l'approximation classique de considérer la déformée dynamique du premier mode de flexion de la poutre équivalente à la déformée statique d'une poutre soumise à une charge uniformément répartie [1] :

$$u_2(x_1) = u_3(x_1) = 4 \frac{A}{L^4} \left(\frac{x_1^4}{12} - \frac{Lx_1^3}{3} + \frac{L^2x_1^2}{2} \right) \quad \text{Equation 16}$$

Où A est l'amplitude maximale en bout de poutre.

Dorénavant, nous connaissons l'expression de la quantité de charges générées par chaque mode de détection et la déformée des poutres en vibrations hors du plan et dans le plan. Comparons la transduction piézoélectrique à la transduction électrostatique afin de déterminer la faisabilité d'un système de transduction hybride.

VIII.1.2. Efficacité d'un système de transduction : transduction électrostatique et piézoélectrique

VIII.1.2.1. Un facteur de transduction

Sur un même microsystème mécanique, nous allons comparer deux systèmes de transduction : la transduction piézoélectrique et la transduction électrostatique. Le système mécanique est une poutre encastree libre de longueur $L=2620\mu m$, de largeur $l = 240 \mu m$ et d'épaisseur $e = 450 \mu m$ (figure A1.3). Nous n'étudierons que le premier mode de flexion de la poutre.

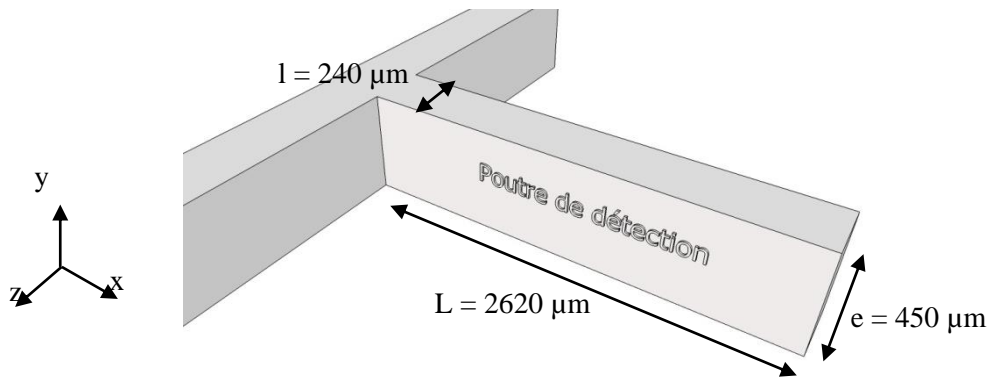


Figure A1.3. Schéma d'une poutre encastrée-libre semblable aux poutres de détections du microgyromètre 3 axes.

Pour analyser différents systèmes de transduction spécifique, nous pouvons utiliser un modèle adaptable à toute transduction ce qui permet par la suite de comparer l'efficacité des différents systèmes.

Dans les résonateurs, ce qui nous intéresse est la relation entre le courant motionnel i_{mot} et la vitesse de vibration \dot{y} ainsi que la force d'actionnement F et v la tension AC pilote.

Pour l'actionnement capacitif et piézoélectrique, nous pouvons définir un même facteur de transduction η tel que défini par V. Kaajakari dans le livre Practical MEMS [2] :

$$i_{mot} = \eta \dot{y} \quad \text{Equation 17}$$

$$F = \eta v$$

Nous allons développer l'expression du facteur de transduction pour la transduction électrostatique et piézoélectrique d'une poutre encastrée-libre en flexion hors du plan : la poutre est en flexion dans (xOy). Les calculs pour déterminer le facteur de transduction dans le plan sont similaires.

Pour simplifier nos calculs, nous prendrons la déformée statique de la poutre (voir Equation 19)

VIII.1.2.2. Efficacité d'une transduction électrostatique

Pour la détection des déplacements hors plan de notre poutre, il peut être judicieux d'utiliser une transduction électrostatique en mode différentiel comme illustré dans la figure A1.4.

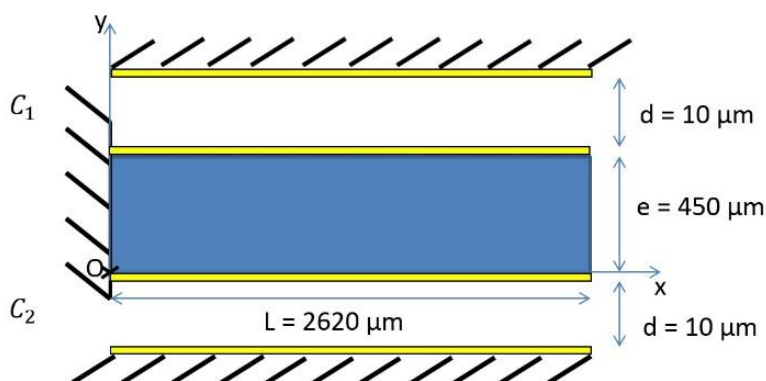


Figure A1.4. Schéma d'une poutre encastrée-libre avec son système de transduction.

Le courant à travers les capacités C_1 et C_2 s'écrit :

$$i = i_{ac} + i_{mot} \quad \text{Equation 18}$$

Où $i_{ac} = C\dot{v}$ est le courant alternatif à travers C_1 et C_2 dû à la tension alternative v . Le courant motionnel i_{mot} s'écrit :

$$i_{mot} = V_{dc} \frac{\partial C}{\partial t} = V_{dc} \frac{\partial C}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} = \eta \dot{y} \quad \text{Equation 19}$$

Où, V_{dc} est la tension continue aux bornes de C_1 et C_2 , C la capacité, y le déplacement de la poutre et η est le facteur de transduction électromécanique tel que :

$$\eta = V_{dc} \frac{\partial C}{\partial y} \quad \text{Equation 20}$$

En outre, la force générée par le condensateur s'écrit d'après l'équation 17 :

$$F_{ac} = V_{dc} \frac{\partial C}{\partial y} v = \eta v \quad \text{Equation 21}$$

Ainsi, le courant à travers le condensateur et la force générée par le condensateur peuvent s'écrire :

$$i = C\dot{v} + \eta \dot{y} \quad \text{Equation 22}$$

et

$$F_{ac} = \eta v$$

Nous pouvons simplifier le modèle de la figure A1.4 (cf. annexe 3) en considérant que les condensateurs C_1 et C_2 sont des condensateurs plans et que la poutre se déplace en restant parallèle aux armatures fixes. Ainsi pour le condensateur C_1 à armatures parallèles, lors d'un déplacement de la poutre vers les positifs, le facteur de transduction partiel s'écrit :

$$\eta_{C_1} = V_{dc} \frac{\partial C}{\partial y} = V_{dc} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\epsilon_0 LL}{d-y} \right) = V_{dc} \frac{\epsilon_0 LL}{(d-y)^2} \quad \text{Equation 23}$$

Dans les mêmes conditions :

$$\eta_{C_2} = V_{dc} \frac{\partial C}{\partial y} = V_{dc} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\epsilon_0 LL}{d+y} \right) = -V_{dc} \frac{\epsilon_0 LL}{(d+y)^2} \quad \text{Equation 24}$$

Dans le cas étudié, le système de transduction est monté en mode différentiel.

Ainsi,

$$i_{mot} = i_{motC_1} - i_{motC_2} = V_{dc} \epsilon_0 LL \left[\frac{1}{(d+y)^2} + \frac{1}{(d-y)^2} \right] \dot{y} \quad \text{Equation 25}$$

C'est pourquoi,

$$i_{mot} \approx 2V_{dc} \frac{\epsilon_0 LL}{d^2} \dot{y} \quad \text{Equation 26}$$

Le facteur de transduction total η est donc égal à :

$$\eta = 2V_{dc} \frac{\varepsilon_0 l L}{d^2} \quad \text{Equation 27}$$

Dans le cas d'une détection des mouvements hors du plan par les côtés avec variation des surfaces en regard, nous avons :

$$\eta_{c_1} = \eta_{c_2} = V_{dc} \frac{\partial C}{\partial y} = V_{dc} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\varepsilon_0 L (e-y)}{d} \right) = -V_{dc} \frac{\varepsilon_0 L}{d} \quad \text{Equation 28}$$

Pour ce montage ne fonctionnant pas en mode différentiel, nous avons :

$$i_{mot} = i_{motc_1} + i_{motc_2} = -2V_{dc} \frac{\varepsilon_0 L}{d} \dot{y} \quad \text{Equation 29}$$

Le facteur de transduction total η est donc égal à :

$$|\eta| = 2V_{dc} \frac{\varepsilon_0 L}{d} \quad \text{Equation 30}$$

Application numérique :

Pour $V_{dc} = 10 \text{ V}$, $L = 2620 \text{ }\mu\text{m}$, $l = 240 \text{ }\mu\text{m}$, $d = 10 \text{ }\mu\text{m}$ et $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ SI}$, nous avons : $\eta_{electro} = 1,1 \text{ }\mu\text{C/m}$ dans le cas d'une détection différentielle verticale, $\eta_{electro} = 4,6 \cdot 10^{-2} \text{ }\mu\text{C/m}$ dans le cas d'une détection par les côtés.

L'efficacité $\eta_{electro}$ est probablement surestimée par rapport à l'efficacité réelle, car nous avons considéré que la poutre se déplace comme un plateau vibrant.

Nous constatons que la sensibilité de la détection par les côtés est de deux ordres de grandeur plus petite que la détection par le dessus en utilisant la variation de l'espace inter-électrode. Nous retrouvons un résultat connu : une détection par la variation de l'espace inter-électrode est plus sensible qu'une détection par variation des surfaces en regard.

VIII.1.2.3. Efficacité d'une transduction piézoélectrique

Nous sommes dans le cas d'électrodes idéalement placées pour la détection de déplacements hors du plan d'une poutre encastrée-libre. Pour l'étude de la transduction piézoélectrique, nous utiliserons une poutre avec les mêmes dimensions que dans la partie précédente : ceci permettra, de plus, une comparaison avec la transduction électrostatique.

Dans le cas d'une poutre encastrée-libre en GaAs orientée dans la direction cristalline $\langle 011 \rangle$, la disposition idéale, mais non réalisable, des électrodes pour l'actionnement en flexion hors plan est la suivante :

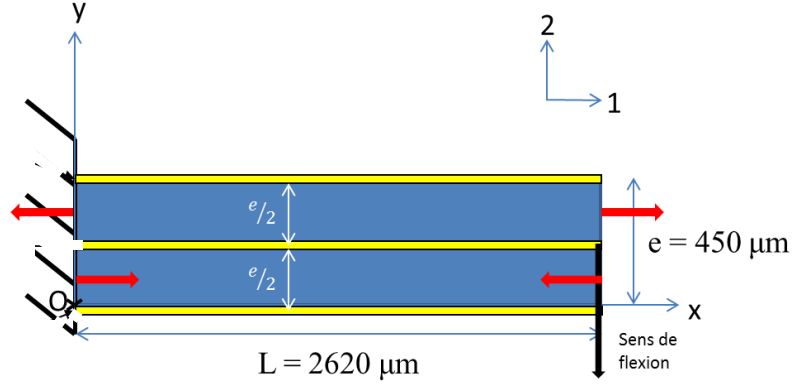


Figure A1.5. Schéma d'une poutre encastree-libre avec son système de transduction piézoélectrique. Représentation en rouge des forces équivalentes à l'extrémité des électrodes dues à la piézoélectricité du GaAs.

Le courant total récupéré par les électrodes s'exprime à l'aide de l'équation 15 qui donne la quantité de charges récupérées pour une électrode et une poutre en flexion hors du plan.

Ainsi, en tenant compte de l'électrode inférieure et de l'électrode supérieure, nous pouvons écrire le courant total tel que :

$$i = C_0 \dot{v} + le \frac{d_{31}}{s_{11}} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial y(L,t)}{\partial x_1} - \frac{\partial y(0,t)}{\partial x_1} \right) \quad \text{Equation 31}$$

avec C_0 la capacité inter-électrode et $y(x)$ la déformée statique d'une poutre soumise à une charge uniformément répartie (voir équation 16).

Supposons que l'amplitude en bout de poutre varie telle que $A(t) = A \cos(\omega t)$

Le courant total transmis par les électrodes est :

$$i = i_{ac} + i_{mot} \quad \text{Equation 32}$$

Où, $i_{ac} = C_0 \dot{v}$ est le courant alternatif à travers C_1 et C_2 dû à la tension alternative v . Le courant motionnel i_{mot} s'écrit :

$$i_{mot} = \frac{4le d_{31}}{3L s_{11}} \dot{A}(t) = \eta \dot{A}(t) \quad \text{Equation 33}$$

C'est pourquoi,

$$i = C_0 \dot{v} + \frac{4le d_{31}}{3L s_{11}} \dot{A}(t) \quad \text{Equation 34}$$

Ainsi,

$$\eta = \eta_{piezo} = \frac{4le d_{31}}{3L s_{11}} \quad \text{Equation 35}$$

Application numérique :

Pour $e = 450 \mu\text{m}$, $L = 2620 \mu\text{m}$, $l = 240 \mu\text{m}$, $s_{11} = 24,1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$ et $d_{31} = 3,10 \cdot 10^{-12} \text{ C} \cdot \text{N}^{-1}$, nous avons : $\eta_{piezo} \approx 7,1 \mu\text{C/m}$.

De la même manière pour les modes dans le plan il vient :

$$\eta_{electro} = 2V_{dc} \frac{\epsilon_0 e L}{d^2} \quad \text{Equation 36}$$

dans le cas d'une détection par la variation de l'espace inter-électrode, et

$$\eta_{electro} = 2V_{dc} \frac{\epsilon_0 L}{d} \quad \text{Equation 37}$$

dans le cas d'une détection par le dessus avec variation des surfaces en regard. Dans le cas d'une détection piézoélectrique, on obtient :

$$\eta_{piezo} = \frac{2l^2 d_{31}}{3L s_{11}} \quad \text{Equation 38}$$

Ainsi, avec les mêmes valeurs de paramètres que pour le calcul des facteurs de transduction hors du plan ; on obtient dans le plan $\eta_{electro} = 2,1 \mu C/m$ dans le cas d'une transduction avec variation de l'espace inter-électrode, $\eta_{electro} = 4,6.10^{-2} \mu C/m$ et dans le cas d'une détection avec variation des surfaces en regard $\eta_{piezo} = 1,9 \mu C/m$.

Pour la détection des vibrations dans le plan, l'efficacité de la transduction électrostatique (avec un espace inter-électrode variable) semble environ égale à l'efficacité de la transduction piézoélectrique. Nous n'étudierons pas plus en détails la transduction électrostatique avec surface en regard variable, car elle semble trop peu sensible.

En comparant le facteur de transduction électrostatique au facteur de transduction piézoélectrique on remarque plusieurs points :

- plus la poutre sera élancée (c'est-à-dire plus L sera grand), plus il sera intéressant d'utiliser une transduction électrostatique.
- le facteur de transduction électrostatique augmente lorsque l'on augmente la tension continue aux bornes des armatures et lorsque la distance entre les armatures diminue.
- un matériau avec une souplesse faible et un coefficient piézoélectrique élevé est intéressant pour une transduction piézoélectrique.

A noter que lorsque l'on travaille à amplitude constante et à des fréquences de résonance plus élevées, le courant motionnel augmente dans le cas des deux transductions étudiées. Ainsi, une fréquence de fonctionnement plus élevée permet d'avoir un signal en sortie plus important.

Nous résumons les résultats de cette partie dans le tableau A1.1 et le tableau A1.2.

Tableau A1.1. Expression du facteur de transduction électrostatique et application numérique dans le cas d'une poutre encastree-libre, pour des déplacements dans le plan et hors du plan.

	Transduction électrostatique <i>Espace inter-électrode variable / surface en regard variable</i>	Application numérique (en $\mu\text{C/m}$) <i>Espace inter-électrode variable / surface en regard variable</i>	Application numérique (en $\mu\text{C/m}$) <i>Espace inter-électrode variable / surface en regard variable</i>
Hors du plan	$2V_{dc} \frac{\epsilon_0 l L}{d^2} / 2V_{dc} \frac{\epsilon_0 L}{d}$	1,1 / $4,6 \cdot 10^{-2*}$	$1,2 \cdot 10^{-1} / 1,5 \cdot 10^{-2\$}$
Dans le plan	$2V_{dc} \frac{\epsilon_0 e L}{d^2} / 2V_{dc} \frac{\epsilon_0 L}{d}$	2,1 / $4,6 \cdot 10^{-2*}$	$2,3 \cdot 10^{-1} / 1,5 \cdot 10^{-2\$}$

* $V_{dc} = 10\text{V}$, $L = 2620\mu\text{m}$, $l = 240\mu\text{m}$, $e = 450\mu\text{m}$, $d = 10\mu\text{m}$ et $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}\text{SI}$

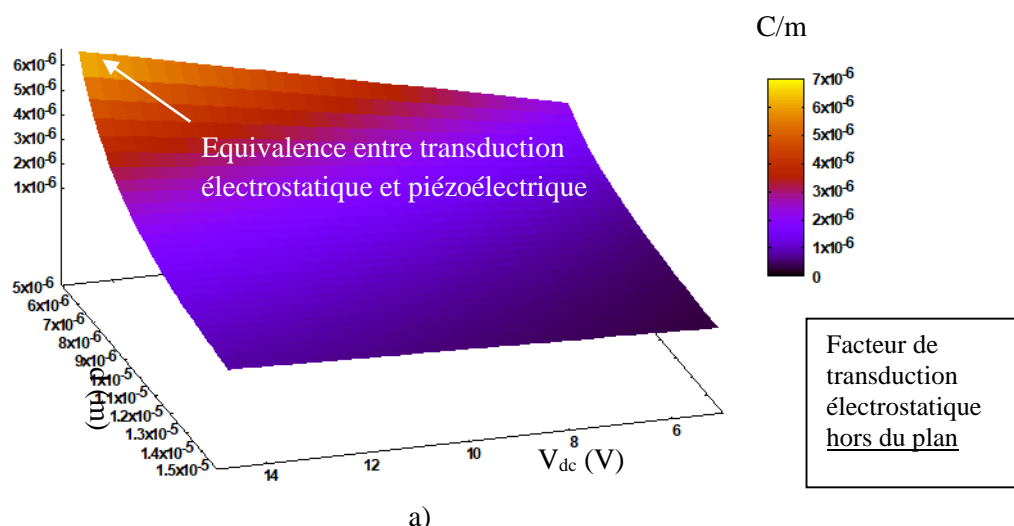
$\$V_{dc} = 10\text{V}$, $L = 2620\mu\text{m}$, $l = 240\mu\text{m}$, $e = 450\mu\text{m}$, $d = 30\mu\text{m}$ et $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}\text{SI}$

Tableau A1.2. Expression du facteur de transduction piézoélectrique et application numérique dans le cas d'une poutre encastree-libre, pour des déplacements dans le plan et hors du plan.

	Transduction piézoélectrique	Application numérique (en $\mu\text{C/m}$)
Hors du plan	$\frac{4le d_{31}}{3L s_{11}}$	7,1 ∇
Dans le plan	$\frac{2l^2 d_{31}}{3L s_{11}}$	1,9 ∇

$\nabla e = 450\mu\text{m}$, $L = 2620\mu\text{m}$, $l = 240\mu\text{m}$, $s_{11} = 24,1 \cdot 10^{-12}\text{m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$ et $d_{31} = 3,10 \cdot 10^{-12}\text{C} \cdot \text{N}^{-1}$

Dans le cas de notre structure en GaAs et pour la détection hors du plan, le facteur de transduction électrostatique (avec espace inter-électrode variable) ne devient équivalent au facteur de transduction piézoélectrique que pour des valeurs de V_{dc} élevées et une distance interélectrode faible (voir figure A1.6a).



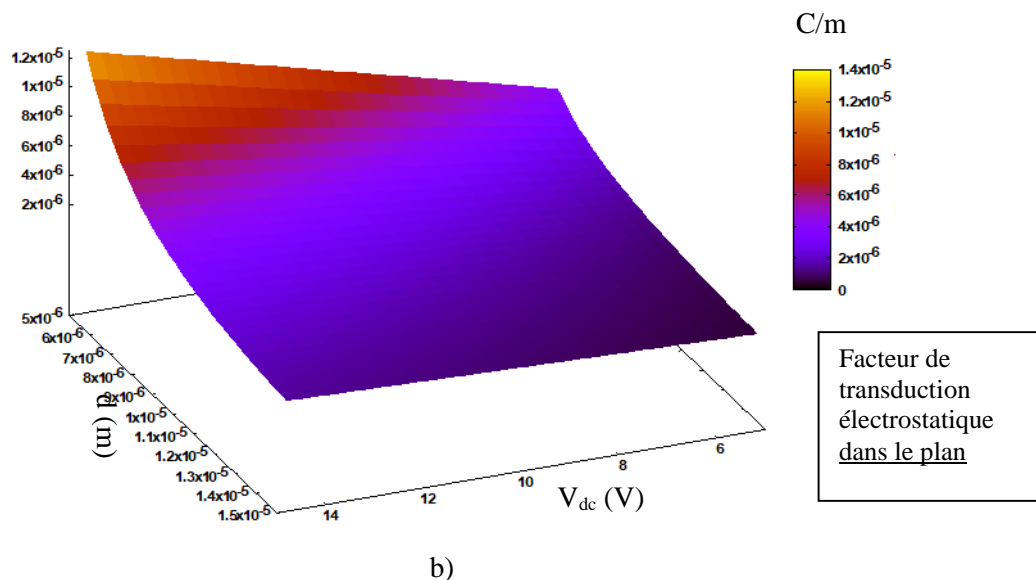


Figure A1.6. Cartographie en couleur de l'amplitude du facteur de transduction électrostatique en fonction de V_{dc} et de la distance entre les armatures a) hors du plan, b) dans le plan.

Ainsi, nous n'augmentons l'efficacité de la transduction électrostatique qu'au prix d'une tension d'alimentation élevée et d'une réalisation plus compliquée du capteur.

Dans le cas des vibrations dans le plan, l'avantage d'une transduction piézoélectrique est moins évident en raison de l'épaisseur importante des poutres de détection. La transduction capacitive a des armatures en regard qui ont une surface plus importante.

Cependant pour arriver à une efficacité similaire à une transduction piézoélectrique on remarque que nous devons avoir une distance interélectrode faible ($\approx 10\mu\text{m}$) et une tension élevée ($\approx 10\text{ V}$) pour la détection des modes dans le plan. Dans le cas de la détection des modes hors du plan il faudrait avoir une tension V_{dc} supérieure à 15 V et une distance interélectrode inférieure à $5\mu\text{m}$.

La modélisation qui a été menée semble intéressante pour donner une idée du système de transduction à privilégier. Cependant, il faut être conscient que le facteur de transduction défini doit être mis en perspective avec d'autres éléments importants comme le circuit électronique auquel le système de transduction est raccordé. Il existe aussi de nombreux autres types de transductions électrostatiques par exemple les transductions électrostatiques à peignes interdigités fonctionnant en « gap-closing » ou « à surface variable ». Il est aussi possible de monter le système électrostatique de façon simple ou en mode différentiel.

Dans le cas de notre microgyromètre, nous aurions un système de transduction électrostatique monté en « gap-closing ». La transduction serait non-linéaire et nous serions sensible aux déplacements du mode pilote (couplage en quadrature). Le GaAs piézoélectrique étant semi-isolant nous aurions non seulement à déposer des électrodes sur la structure, mais aussi des contres électrodes sur un substrat en regard pour la détection capacitive.

Contrairement à la transduction électrostatique en « gap-closing », la transduction piézoélectrique est linéaire. La détection piézoélectrique permet de s'affranchir de la faible distance interélectrode nécessaire dans le cas d'une détection capacitive. Une distance interélectrode de $10\mu\text{m}$ demanderait une gravure très profonde du GaAs pouvant aller jusqu'à des rapports d'aspect de 45 ce qui semble impossible d'après nos expériences (cf chapitre IV). Un rapport d'aspect de 15 serait peut-être envisageable dans l'avenir (cf. chapitre IV sur la gravure du GaAs). Ainsi, les applications numériques pour une distance inter-électrode de $30\mu\text{m}$ présentent un facteur de transduction électrostatique d'un ordre de grandeur plus petit que ce que l'on obtient avec une transduction piézoélectrique.

Notons que dans le cas du silicium des gravures allant jusqu'à des rapports d'aspect de 50 sont possibles et qu'une transduction électrostatique serait donc envisageable.

En outre, de faibles distances interélectrodes induiraient probablement un amortissement non négligeable par « squeeze film damping » ce qui serait délétère à la sensibilité du microgyromètre.

Nous avons donc choisi de réaliser un système de transduction entièrement piézoélectrique en déposant les électrodes sur toutes les faces de la structure.

Bibliographie

- [1] Parent, A. (2008). *Apport des nouveaux matériaux piézoélectriques dans le domaine des microgyromètres vibrants*(Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).
- [2] Kaajakari, V. (2009). *Practical MEMS: Design of microsystems, accelerometers, gyroscopes, RF MEMS, optical MEMS, and microfluidic systems*. Las Vegas, NV: *Small Gear Publishing*.

VIII.2. Annexe 2: Flexion dans le plan et hors du plan d'une poutre encastrée-libre

VIII.2.1. Flexion dans le plan d'une poutre encastrée-libre

Comme vu précédemment, pour exciter ou détecter les vibrations dans le plan des poutres de détection nous devons positionner sur la partie supérieure et inférieure deux électrodes. Dans le modèle étudié nous supposons qu'il n'y pas d'espace interélectrode, que les électrodes sur la surface supérieure et inférieure sont accolées.

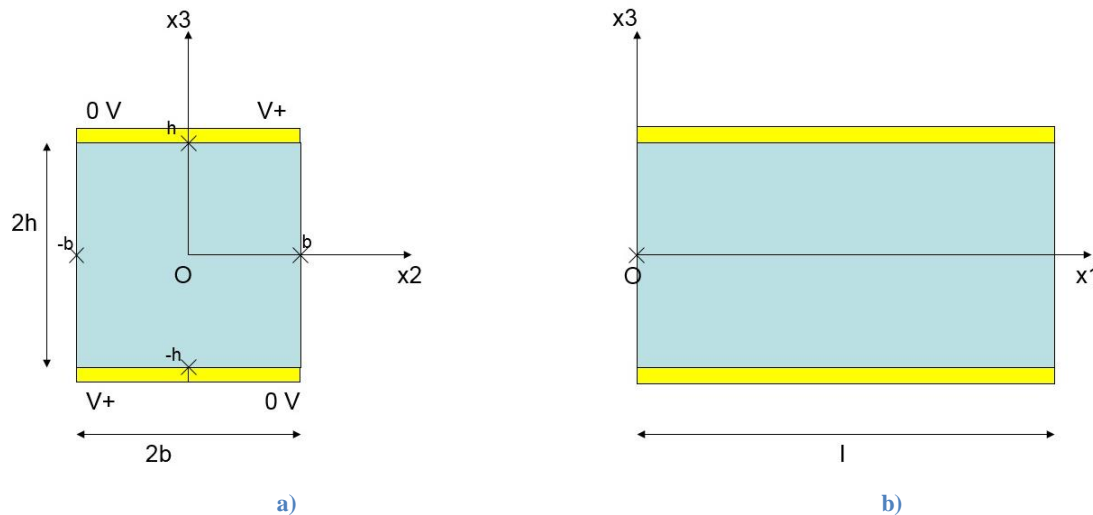


Figure A2.1. Poutre encastrée-libre avec son système de transduction associé a) section de la poutre dans sa largeur b) section de la poutre dans sa longueur.

Supposons que $l \gg 2b$ et $l \gg 2h$. Nous excitation en flexion la poutre selon (Ox_2) , les électrodes sont placées sur la longueur de la poutre. Pour le calcul de la déformée, on néglige l'impact des électrodes. On considère l'hypothèse de Bernoulli, la déformation axiale $S_1(x_1, t)$ s'exprime en fonction du déplacement $u_2(x_1, t)$ ainsi :

$$S_1(x_1, t) = -x_2 \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} \quad \text{Equation 1}$$

Le champ électrique généré par la disposition des électrodes a pour composantes :

$$E_1 = 0, E_2 = 0, E_3(x_2) = -\frac{V}{2h} \text{ sur }]0; b[, E_3(x_2) = \frac{V}{2h} \text{ sur }]-b; 0[\quad \text{Equation 2}$$

A noter que la valeur du champ électrique en équation 2 est le champ que l'on obtiendrait en absence de phénomènes piézoélectriques. En toute rigueur, nous devrions ajouter un terme correspondant à la déformation mécanique du matériau piézoélectrique [1].

En prenant l'approximation usuelle de la contrainte unidimensionnelle d'une poutre, nous avons les composantes de contraintes suivantes :

$$T_1 = T_1(x_1, t), T_2 = T_3 = T_4 = T_5 = T_6 = 0 \quad \text{Equation 3}$$

Les relations de la piézoélectricité appliquées à la poutre en GaAs encastrée-libre donnent :

$$\begin{aligned} S_1 &= s_{11}T_1 + d_{31}E_3 \\ D_3 &= d_{31}T_1 + \varepsilon_{33}E_3 \end{aligned} \quad \text{Equation 4}$$

Où S est la déformation (sans unité), s_{11} le coefficient 11 du tenseur des souplesse en $m^2.N^{-1}$, T la contrainte en $N.m^{-2}$, d_{31} le coefficient 31 du tenseur des constantes de charge exprimée en $C.N^{-1}$ ou $m.V$, E la champ électrique en $V.m^{-1}$, D le déplacement électrique en $C.m^{-2}$ et ε_{33} le coefficient 33 du tenseur des permittivités électriques en $F.m^{-1}$.

Ainsi,

$$\begin{aligned} T_1(x_1, t) &= \frac{1}{s_{11}} \left(-x_2 \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) - \frac{d_{31}}{s_{11}} E_3 \\ D_3 &= \frac{d_{31}}{s_{11}} \left(-x_2 \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) + \overline{\varepsilon_{33}} E_3 \\ \overline{\varepsilon_{33}} &= \varepsilon_{33}(1 - k_{31}^2) \\ k_{31}^2 &= \frac{d_{31}^2}{\varepsilon_{33}s_{11}} \end{aligned} \quad \text{Equation 5}$$

Le moment M en O induit par la flexion est défini par l'intégration sur la section transversale :

$$M = \iint x_2 T_1 dx_2 dx_3 \quad \text{Equation 6}$$

Ainsi,

$$M = - \frac{4}{3s_{11}} b^3 h \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} + \frac{d_{31}}{s_{11}} V b^2 \quad \text{Equation 7}$$

Le mouvement de flexion d'une fine poutre est gouverné par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 M(x_1, t)}{\partial x_1^2} - m \frac{d^2 u_2}{dt^2} = 0 \quad \text{Equation 8}$$

Où $m = 4\rho b h$, ρ est la densité massique.

La quantité de charges électriques sur l'électrode supérieure en $x_3 = h$ est donnée par l'intégrale suivante :

$$Q_e = - \int_{x_2=0}^{x_2=b} \int_{x_1=0}^{x_1=l} D_3(x_3 = h) dx_1 dx_2 \quad \text{Equation 9}$$

Ainsi,

$$Q_e = \frac{d_{31}}{s_{11}} \frac{b^2}{2} \left(\frac{\partial u_2(l, t)}{\partial x_1} - \frac{\partial u_2(0, t)}{\partial x_1} \right) + \overline{\varepsilon_{33}} b l \frac{V}{2h} \quad \text{Equation 10}$$

Résolution de l'équation différentielle équation 8 d'une poutre en flexion :

Posons $D = \frac{4}{3} s_{11}^{-1} b^3 h$. Ainsi l'équation 7 devient :

$$M = - D \frac{\partial^2 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^2} + \frac{d_{31}}{s_{11}} V b^2 \quad \text{Equation 11}$$

L'équation 8 se réécrit :

$$\frac{\partial^4 u_2(x_1, t)}{\partial x_1^4} + \frac{m}{D} \frac{d^2 u_2(x_1, t)}{dt^2} = 0 \quad \text{Equation 12}$$

Les conditions aux limites de cette équation différentielle sont :

$$u_2(0, t) = 0 \quad \text{Equation 13}$$

Déplacement à l'encastrement interdit.

$$\frac{\partial u_2(0,t)}{\partial x_1} = 0 \quad \text{Equation 14}$$

Rotation interdite à l'encastrement.

$$\frac{\partial^2 u_2(1,t)}{\partial x_1^2} = 0 \quad \text{Equation 15}$$

Absence de moment de flexion à l'extrémité libre.

$$\frac{\partial^3 u_2(1,t)}{\partial x_1^3} = 0 \quad \text{Equation 16}$$

Absence d'effort tranchant à l'extrémité libre.

Pour les mouvements harmoniques, nous utilisons la notation complexe :

$$\{u_{2n}(x_1, t), V, Q_e, I\} = R_e \left\{ \{U_{2n}(x_1), \bar{V}, \bar{Q}_e, \bar{I}\} e^{i\omega_n t} \right\} \quad \text{Equation 17}$$

Il existe une multitude de solutions indicées n

Ainsi, l'équation 12 se réécrit :

$$\frac{\partial^4 U_{2n}(x_1)}{\partial x_1^4} - \omega_n^2 \frac{m}{D} U_{2n}(x_1) = 0 \quad \text{Equation 18}$$

Les solutions de cette équation s'écrivent sous la forme :

$$U_{2n}(x_1) = B_1 \sin(\alpha_n x) + B_2 \cos(\alpha_n x) + B_3 \sinh(\alpha_n x) + B_4 \cosh(\alpha_n x) \quad \text{Equation 19}$$

$$\text{Où, } \alpha_n = \left(\frac{m}{D} \omega_n^2 \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Nous avons étudié les vibrations dans le plan des poutres de détection du mode z. L'étude a permis de déterminer notamment les mouvements harmoniques dans le plan d'une poutre piézoélectrique encastree-libre et l'expression des charges générées sur les électrodes par le premier mode de flexion. Ne reste que les modes de détection x et y à étudier : les modes hors du plan.

VIII.2.2. Flexion hors du plan d'une poutre encastree-libre

Comme vu précédemment, pour exciter ou détecter les vibrations hors du plan des poutres de détection nous devons positionner dans le cas idéal une électrode au centre de la poutre, une électrode sur la surface supérieure et une électrode sur la surface inférieure. Pour simplifier les calculs nous allons étudier le cas idéal et non le cas où nous avons des électrodes sur le flanc des poutres (voir figure A2.2).

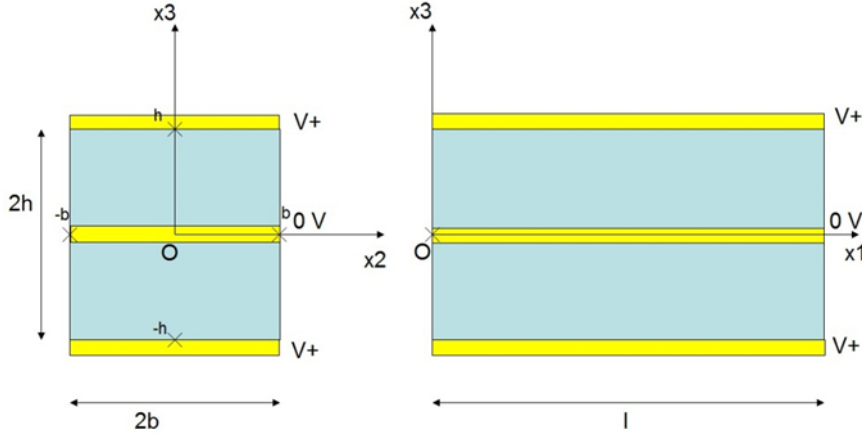


Figure A2.2. Poutre encastree-libre avec son systeme de transduction ideal.

Supposons que $l \gg 2b$ et $l \gg 2h$. Nous excitons en flexion la poutre selon (Ox_3) , les electrodes sont placees sur la longueur de la poutre. Pour le calcul de la deformation, on neglige l'impact des electrodes. Pour un mouvement de flexion tel que celui-ci, la deformation axiale $S_1(x_1, t)$ s'exprime en fonction du deplacement $u_3(x_1, t)$ ainsi :

$$S_1(x_1, t) = -x_3 \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} \quad \text{Equation 20}$$

Le champ electricique genere par la disposition des electrodes a pour composantes :

$$E_1 = 0, E_2 = 0, E_3(x_3) = -\frac{V}{h} \text{ sur }]0; h[, E_3(x_3) = \frac{V}{h} \text{ sur }]-h; 0[\quad \text{Equation 21}$$

En prenant l'approximation usuelle de la contrainte unidimensionnelle d'une poutre [1] nous avons les composantes de contraintes suivantes :

$$T_1 = T_1(x_1, t), T_2 = T_3 = T_4 = T_5 = T_6 = 0 \quad \text{Equation 22}$$

Les relations de la piezoelectricite appliquees a la poutre en GaAs encastree-libre donnent :

$$\begin{aligned} S_1 &= s_{11} T_1 + d_{31} E_3 \\ D_3 &= d_{31} T_1 + \epsilon_{33} E_3 \end{aligned} \quad \text{Equation 23}$$

Où S est la deformation (sans unite), s_{11} le coefficient 11 du tenseur des souplesse en $m^2 \cdot N^{-1}$, T la contrainte en $N \cdot m^{-2}$, d_{31} le coefficient 31 du tenseur des constantes de charge exprimee en $C \cdot N^{-1}$ ou $m \cdot V$, E la champ electricique en $V \cdot m^{-1}$, D le deplacement electricique en $C \cdot m^{-2}$ et ϵ_{33} le coefficient 33 du tenseur des permittivites electriciques en $F \cdot m^{-1}$.

Ainsi,

$$\begin{aligned} T_1(x_1, t) &= \frac{1}{s_{11}} \left(-x_3 \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) - \frac{d_{31}}{s_{11}} E_3 \\ D_3 &= \frac{d_{31}}{s_{11}} \left(-x_3 \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right) + \overline{\epsilon}_{33} E_3 \\ \overline{\epsilon}_{33} &= \epsilon_{33} (1 - k_{31}^2) \\ k_{31}^2 &= \frac{d_{31}^2}{\epsilon_{33} s_{11}} \end{aligned} \quad \text{Equation 24}$$

Le moment M en O induit par la flexion est défini par l'intégration sur la section transversale :

$$M = \iint x_3 T_1 dx_2 dx_3 \quad \text{Equation 25}$$

Ainsi,

$$M = -\frac{4}{3} \frac{1}{s_{11}} h^3 b \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} + 2 \frac{d_{31}}{s_{11}} V h b \quad \text{Equation 26}$$

Le mouvement de flexion d'une fine poutre est gouverné par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{\partial^2 M(x_1, t)}{\partial x_1^2} - m \frac{d^2 u_3}{dt^2} = 0 \quad \text{Equation 27}$$

Où $m = 4\rho b h$, ρ est la densité massique.

La quantité de charges électriques sur l'électrode supérieure en $x_3 = h$ est donnée par l'intégrale suivante :

$$Q_e = -\int_{x_2=-b}^{x_2=b} \int_{x_1=0}^{x_1=l} D_3(x_3 = h) dx_1 dx_2 \quad \text{Equation 28}$$

Ainsi,

$$Q_e = 2bh \frac{d_{31}}{s_{11}} \left(\frac{\partial u_3(l, t)}{\partial x_1} - \frac{\partial u_3(0, t)}{\partial x_1} \right) + 2 \frac{\varepsilon_{33} b l}{h} V \quad \text{Equation 29}$$

Résolution de l'équation différentielle 27 d'une poutre en flexion :

Posons, $D = \frac{4}{3} s_{11}^{-1} h^3 b$. Ainsi, l'équation 26 devient :

$$M = -D \frac{\partial^2 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^2} + 2s_{11}^{-1} d_{31} V h b \quad \text{Equation 30}$$

L'équation 27 se réécrit :

$$\frac{\partial^4 u_3(x_1, t)}{\partial x_1^4} + \frac{m}{D} \frac{d^2 u_3(x_1, t)}{dt^2} = 0 \quad \text{Equation 31}$$

Les conditions aux limites de cette équation différentielle sont :

$$u_3(0, t) = 0 \quad \text{Equation 32}$$

Déplacement à l'encastrement interdit.

$$\frac{\partial u_3(0, t)}{\partial x_1} = 0 \quad \text{Equation 33}$$

Rotation interdite à l'encastrement.

$$\frac{\partial^2 u_3(l, t)}{\partial x_1^2} = 0 \quad \text{Equation 34}$$

Absence de moment de flexion à l'extrémité libre.

$$\frac{\partial^3 u_3(l, t)}{\partial x_1^3} = 0 \quad \text{Equation 35}$$

Absence d'effort tranchant à l'extrémité libre.

Pour les mouvements harmoniques, nous utilisons la notation complexe :

$$\{u_{3n}(x_1, t), V, Q_e, I\} = R_e \left\{ \{U_{3n}(x_1), \bar{V}, \bar{Q}_e, \bar{I}\} e^{i\omega_n t} \right\} \quad \text{Equation 36}$$

Il existe une multitude de solutions indicées n

Ainsi, l'équation 31 se réécrit :

$$\frac{\partial^4 U_{3n}(x_1)}{\partial x_1^4} - \omega_n^2 \frac{m}{D} U_{3n}(x_1) = 0 \quad \text{Equation 37}$$

Les solutions de cette équation s'écrivent sous la forme :

$$U_{3n}(x_1) = B_1 \sin(\alpha_n x_1) + B_2 \cos(\alpha_n x_1) + B_3 \sinh(\alpha_n x_1) + B_4 \cosh(\alpha_n x_1) \quad \text{Equation 38}$$

$$\text{Où } \alpha_n = \left(\frac{m}{D} \omega_n^2 \right)^{\frac{1}{4}}.$$

Les conditions aux limites déterminées précédemment permettent de déterminer les constantes B_1, B_2, B_3 et B_4 .

On remarque que la complexité de l'expression l'équation 38 de la déformée rend son exploitation difficile. Pour simplifier, on fera l'approximation classique de considérer la déformée dynamique du premier mode de flexion de la poutre équivalente à la déformée statique d'une poutre soumise à une charge uniformément répartie [1]:

$$U_{3n}(x_1) = 4 \frac{A}{L^4} \left(\frac{x_1^4}{12} - \frac{Lx_1^3}{3} + \frac{L^2 x_1^2}{2} \right) \quad \text{Equation 39}$$

Où A est l'amplitude maximale en bout de poutre.

Nous avons déterminé la déformée du premier mode de flexion des poutres de détection des modes x, y et z . De plus, connaissant l'expression de la quantité de charges générées par chaque mode de détection ; il est possible de comparer la transduction piézoélectrique actuellement développée pour le microgyromètre à une transduction électrostatique.

Bibliographie

- [1] Parent, A. (2008). *Apport des nouveaux matériaux piézoélectriques dans le domaine des microgyromètres vibrants* (Doctoral dissertation, Université Paris Sud-Paris XI).

VIII.3. Annexe 3 : Simplification du modèle poutre et transduction capacitive

Calculons la capacité de C_1 et C_2 à l'amplitude maximale :

La largeur l de la poutre est constante. Ainsi, sur un petit élément de longueur dx on peut considérer que la capacité C_x s'écrit comme la capacité d'un condensateur à armatures planes dont l'armature mobile se déplace en restant parallèle à l'armature fixe (voir figure A3.1).

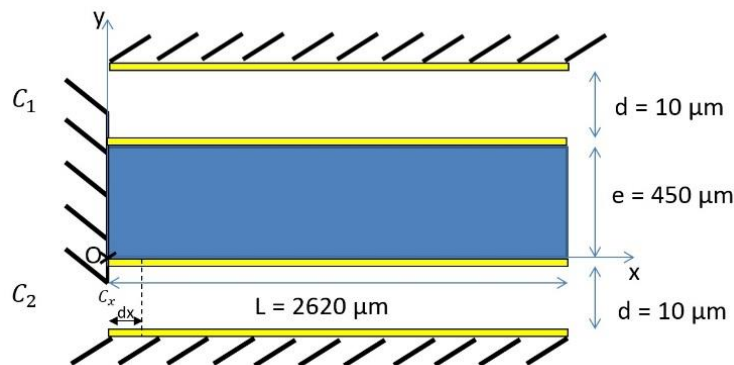


Figure A3.1. Schéma d'une poutre encadrée-libre avec son système de transduction électrostatique et sa capacité C_x considérée.

Ainsi, intégrons cette capacité locale sur la longueur de la poutre :

$$C = \int_0^L \frac{\epsilon_0 l}{d-y(x)} dx \quad \text{Equation 1}$$

ϵ_0 étant la permittivité du vide, l la largeur de la poutre, L la longueur de la poutre, d la distance entre les armatures, $y(x)$ le déplacement selon (Oy) de la poutre à la position x .

Application numérique :

-Pour $L = 2620 \mu\text{m}$, $l = 240 \mu\text{m}$, $d = 10 \mu\text{m}$, et $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ SI}$ à l'amplitude maximale $A = 1,50 \mu\text{m}$ en bout de poutre nous avons : $C_{flexion} \approx 5,94 \cdot 10^{-13} \text{ F}$.

-Si les armatures restaient parallèles entre elles nous aurions au déplacement maximal, c'est-à-dire pour $A = 1,50 \mu\text{m}$: $C_{parallèle} \approx 6,55 \cdot 10^{-13} \text{ F}$.

La différence entre $C_{flexion}$ et $C_{parallèle}$ à leur amplitude maximale est inférieure à 10% et $C_{parallèle} > C_{flexion}$. Pour la suite, nous considérerons que les condensateurs C_1 et C_2 sont des condensateurs plans et que l'armature mobile se déplace en restant parallèle à l'armature fixe.

VIII.4. Annexe 4 : Rotation d'un tenseur d'ordre 3 autour de (Oz)

Pour obtenir un actionnement piézoélectrique optimal des vibrations longitudinales et de flexion ; il est nécessaire de réaliser une rotation du tenseur piézoélectrique du GaAs. Dans la littérature, il existe de nombreuses explications sur la rotation d'un tenseur d'ordre 3.

Nous allons détailler les calculs que nous avons utilisés.

Nous souhaitons réaliser une rotation d'angle θ du tenseur piézoélectrique du GaAs autour de l'axe (Oz), l'axe normal au wafer. La façon de réaliser la rotation du tenseur piézoélectrique n'est en général pas détaillée dans les livres et les articles publiés et les formules toutes faites dans l'ouvrage de référence de Walter Guyton Cady [1] sont souvent utilisées. Au lieu d'utiliser directement les formules de W. G. Cady, nous allons détailler le calcul complet permettant la rotation du tenseur piézoélectrique du GaAs.

Notons a la matrice de passage telle que :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}_{(Oxyz)} = a \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}_{(Ox'y'z')}$$

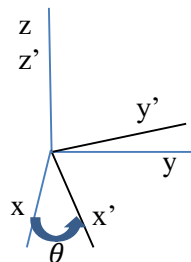


Figure A4.1. Schéma du changement de repère.

Ainsi nous avons :

$$a = \begin{pmatrix} \cos(x) & \sin(x) & 0 \\ -\sin(x) & \cos(x) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{Equation 1}$$

D'après la loi macroscopique de la piézoélectricité :

$$P = e\varepsilon \quad \text{Equation 2}$$

Où P (3x1) est la polarisation macroscopique du matériau, ε (6x1) le champ de déformation et e (3x6) le tenseur piézoélectrique.

Sachant que $P' = aP$, où P' est le vecteur macroscopique de polarisation dans le nouveau repère, il vient :

$$P' = ae\varepsilon \quad \text{Equation 3}$$

D'après l'équation 3 nous avons aussi $P' = e'\varepsilon'$,

e' et ε' étant respectivement le tenseur piézoélectrique et la matrice des déformations dans le nouveau repère.

A noter que $\varepsilon' = a\varepsilon a^{-1}$ et qu'il existe une matrice b telle que $\varepsilon' = a\varepsilon a^{-1}$ [2].

La matrice ε peut s'écrire sous la forme d'un tenseur (3x3) ou en notation de Voigt sous la forme d'un tenseur (6x1) tel que :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \quad \text{Equation 4}$$

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \\ \varepsilon_{12} \end{pmatrix} \quad \text{Equation 5}$$

Avec $\varepsilon_{13} = \varepsilon_{31}$, $\varepsilon_{23} = \varepsilon_{32}$ et $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21}$.

Ainsi, $P' = aeb^{-1} \varepsilon'$.

Nous pouvons donc exprimer le tenseur piézoélectrique dans le nouveau repère tel que :

$$e' = aeb^{-1} \quad \text{Equation 6}$$

Déterminons la matrice b qui s'écrit :

$$b = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} & b_{14} & b_{15} & b_{16} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} & b_{24} & b_{25} & b_{26} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} & b_{34} & b_{35} & b_{36} \\ b_{41} & b_{42} & b_{43} & b_{44} & b_{45} & b_{46} \\ b_{51} & b_{52} & b_{53} & b_{54} & b_{55} & b_{56} \\ b_{61} & b_{62} & b_{63} & b_{64} & b_{65} & b_{66} \end{pmatrix} \quad \text{Equation 7}$$

Il est possible de déterminer tous les coefficients de la matrice b en résolvant l'équation : $a\varepsilon a^{-1} = b\varepsilon$.

Dans le cas d'une rotation d'angle θ autour de (Oz) et sachant que $a\varepsilon a^{-1} = b\varepsilon$, les coefficients de la matrice b sont les suivants :

$$b = \begin{pmatrix} c^2 & s^2 & 0 & 0 & 0 & -2sc \\ s^2 & c^2 & 0 & 0 & 0 & 2sc \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c & s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -s & c & 0 \\ sc & -sc & 0 & 0 & 0 & c^2 - s^2 \end{pmatrix} \quad \text{Equation 8}$$

Où $c = \cos(\theta)$ et $s = \sin(\theta)$.

Ainsi il est possible de déterminer e' sachant que $e' = aeb^{-1}$ et que $b^{-1} = b^T$ [3].

C'est pourquoi, en notation formelle, le tenseur des coefficients piézoélectriques du GaAs s'écrit après une rotation θ tel que :

$$e' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & (c^2 - s^2)e_{14} & -2sce_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2sce_{14} & (c^2 - s^2)e_{14} & 0 \\ -2sce_{14} & 2sce_{14} & 0 & 0 & 0 & (c^2 - s^2)e_{14} \end{pmatrix} \text{ Equation 9}$$

Dans le cas du GaAs semi-isolant $e_{14} = -0,16 \text{ C/m}^2$ et pour $\theta = \pi/4$ nous avons la valeur maximale des coefficients e'_{31} et e'_{32} .

En valeurs numériques, après rotation de $\pi/4$ de l'ancien repère, le tenseur piézoélectrique du GaAs s'écrit dans le nouveau repère:

$$e' = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0,16 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,16 & 0 & 0 \\ 0,16 & -0,16 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ Equation 10}$$

Ainsi, dans le nouveau repère nous pouvons utiliser les coefficients e'_{31} et e'_{32} de la colonne 1 et 2 pour détecter et exciter les modes en flexion de notre structure. Les coefficients de la colonne 3 permettent d'exciter/détecter des modes de vibration dans l'épaisseur, les colonnes 4, 5 et 6 permettent d'exciter/détecter des modes de cisaillement. Les modes utiles de la structure du gyromètre ne fonctionnent pas en cisaillement. L'intervention des coefficients piézoélectriques dans les colonnes 4 et 5 est donc négligeable dans la récupération des charges piézoélectriques.

Il est possible de représenter l'amplitude des coefficients piézoélectriques e'_{31} et e'_{32} du GaAs en fonction de θ entre 0 et 2π (figure A4.2).

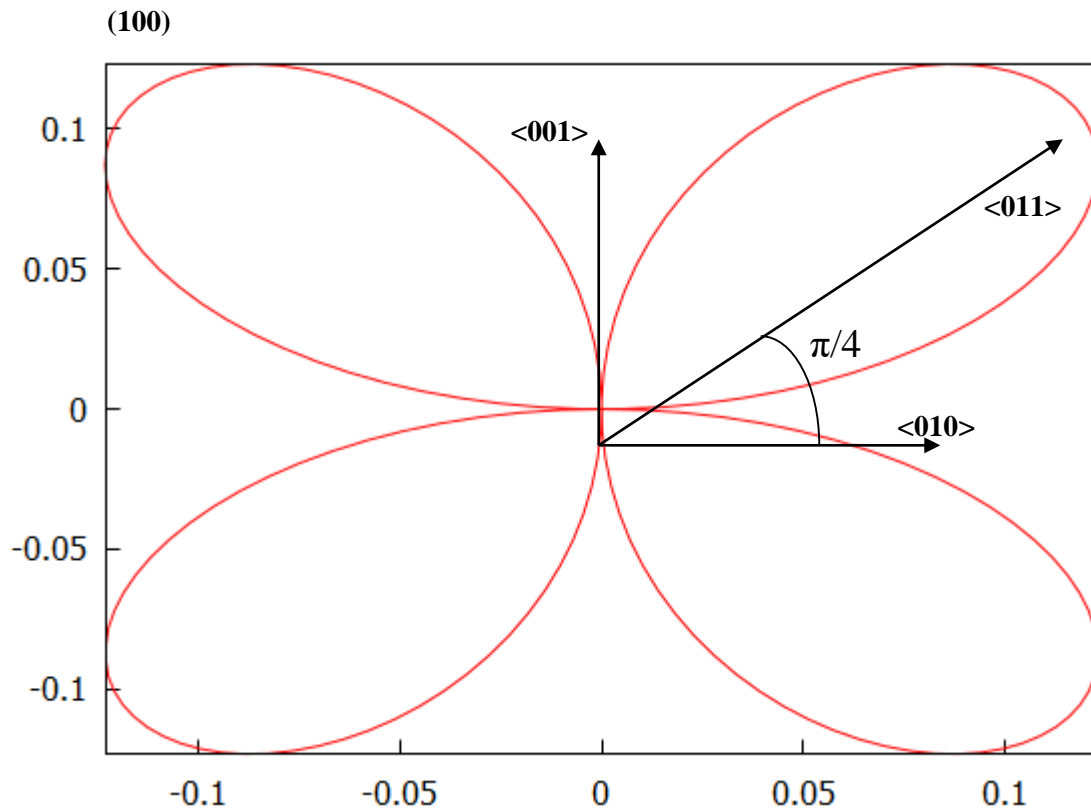


Figure A4.2. Coefficients piézoélectriques e'_{32} pour différentes orientations cristallines sur un substrat (100) de GaAs semi-insolant, balayage de θ entre 0 et 2π . Le plan cristallin (100) et les directions cristallines $\langle 011 \rangle$, $\langle 010 \rangle$ et $\langle 001 \rangle$ sont représentés.

Ainsi, une rotation de 45° autour de (Oz) du tenseur piézoélectrique du GaAs permet d'exploiter les coefficients piézoélectriques longitudinaux du GaAs en alignant les poutres d'actionnement et de détection suivant les directions cristallines $\langle 011 \rangle$, $\langle 01\bar{1} \rangle$, $\langle 0\bar{1}\bar{1} \rangle$ et $\langle 01\bar{1} \rangle$. Les directions cristallines citées précédemment sont d'autant plus intéressantes qu'elles permettent d'exploiter un coefficient piézoélectrique maximal à $-0,16 \text{ C/m}^2$.

Une fois la direction cristalline choisie, nous devons déterminer l'emplacement idéal des électrodes qui permettront la détection et l'excitation en traction / compression de la structure.

Bibliographie

- [1] Cady, W. G. (1946). Piezoelectricity: an introduction to the theory and applications of electromechanical phenomena in crystals, McGraw-Hill Book Company, Vol. 196.
- [2] Bond, W. L. (1943). The mathematics of the physical properties of crystals. *Bell Labs Technical Journal*, 22(1), 1-72.
- [3] Fahmy, A. H., & Adler, E. L. (1975, May). Computer-program description. Transformation of tensor constants of anisotropic materials due to rotations of the co-ordinate axes. In *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers* (Vol. 122, No. 5, pp. 591-592). IET.

VIII.5. Annexe 5 : Modélisation du comportement électrique des couches évaporées pendant un recuit

Pour mieux comprendre les phénomènes en jeu lors d'un recuit et leur influence nous allons nous aider des travaux de A. Munitz et Y. Komem [1]. A. Munitz, et al. ont modélisé la couche d'or avec des grains parallélépipédiques (les colonnes de notre dépôt). Ils modélisent la diffusion du chrome à travers toute la couche et aussi à travers les joints de grains. En reprenant leurs calculs et en les adaptant, on a pu observer les mêmes tendances que sur les courbes expérimentales.

La modélisation initiale prenait en compte deux phénomènes :

- la diffusion du chrome à travers les joints de grain
- la diffusion du chrome à travers toute la couche d'or.

La modélisation ne prend pas en compte la diminution des défauts pendant le recuit, la diffusion des électrons aux joints de grain et en surface de la couche. Dans nos calculs, nous sommes allés plus loin et avons pris en compte par rapport à la modélisation déjà réalisée la cristallisation du dépôt. Dans le cas de dépôts poreux nous avons pris en compte les porosités en ajoutant un comportement capacitif à la couche. Le modèle de A. Munitz et Y. Komem est explicité en figure A5.1.

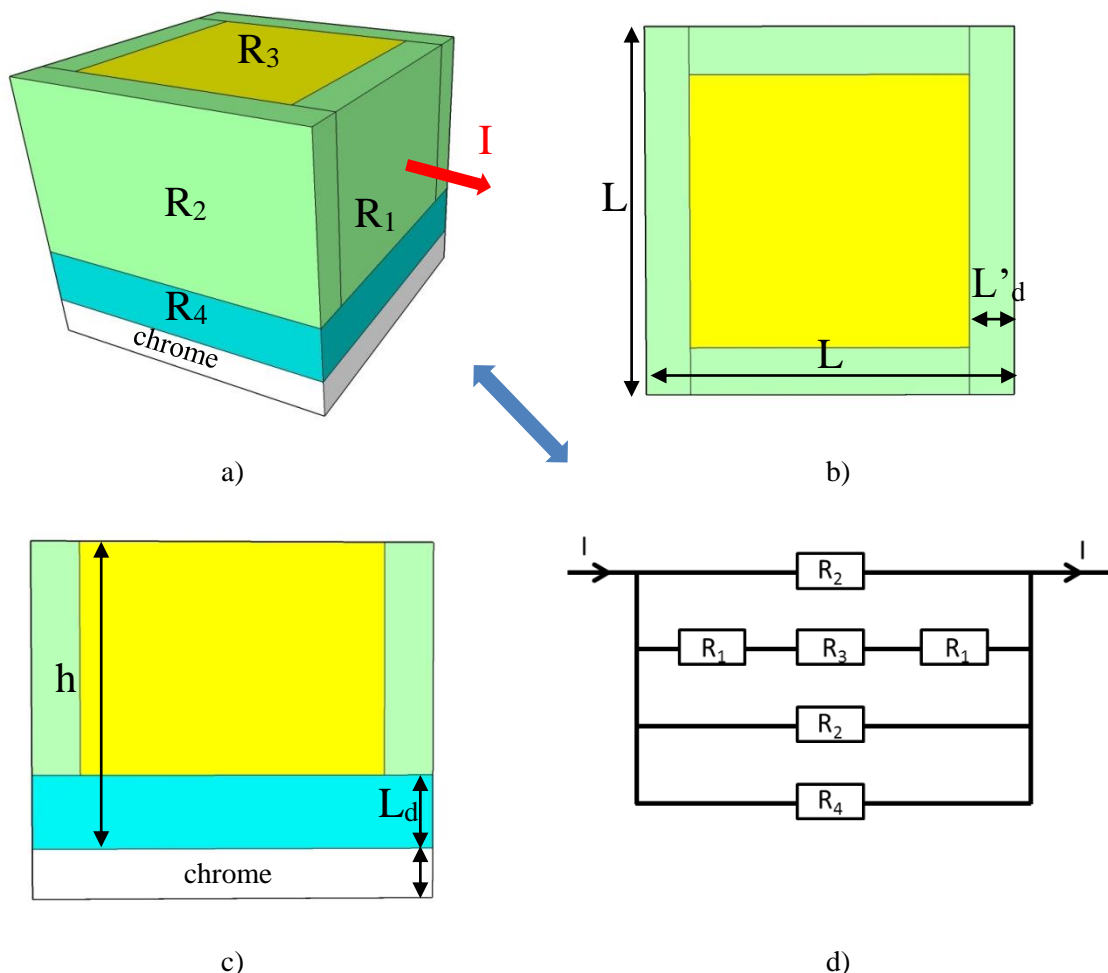


Figure A5.1. Modélisation d'un grain de la couche métallique Cr (20 nm)/Au (200 nm) dans le cas de l'or non poreux : a) Vue générale d'un grain de la couche métallique, b) Vue de dessus d'un grain, c) Vue en coupe d'un grain, d) Circuit équivalent d'un grain de la couche métallique.

L_d et L'_d correspondent respectivement à la longueur de diffusion du chrome à travers toute la couche d'or et à la longueur de diffusion du chrome à travers les joints de grain. Les longueurs de diffusion L_d et L'_d peuvent être déterminées à l'aide du modèle de Fischer :

$$L = 4(D.t)^{1/2} \quad \text{Equation 1}$$

Où t est les temps, D est le coefficient de diffusion : $D = D_0 \exp(-E_a/kT)$ avec D_0 la constante de diffusion, E_a est l'énergie d'activation de la diffusion, k est la constante de Boltzmann et T est la température. Ainsi, on remarque de prime abord que la diffusion du chrome dépend de la température comme on a pu le voir précédemment, mais aussi du temps.

La résistivité $\rho(t)$ d'un film métallique peut être évaluée comme une fonction de la concentration en impureté sur la base de la loi de Matthiessen's :

$$\rho(t) = \rho_0(1 + \alpha\Delta T) + \Delta\rho C(t) \quad \text{Equation 2}$$

Où ρ_0 est la résistivité à la température de référence, α est le CTR, ΔT est la différence de température par rapport à la température de référence, $C(t)$ est la concentration en impuretés en fonction du temps et $\Delta\rho$ est la variation de la résistivité après une incorporation de $1 \text{ at.}\%$ d'impuretés. Pour le chrome dans l'or $\Delta\rho = 25.10^{-8} \Omega.m \text{ at.}\%^{-1}$ [1].

$$R_1 = \frac{L'_d}{(h - L_d)(L - 2L'_d)} \rho(t) \quad \text{Equation 3}$$

$$R_2 = \frac{L}{(h - L_d)L'_d} \rho(t) \quad \text{Equation 4}$$

$$R_3 = \frac{1}{(h - L_d)} \rho_0(1 + \alpha\Delta T) \quad \text{Equation 5}$$

$$R_4 = \frac{1}{L_d} \rho(t) \quad \text{Equation 6}$$

Dans le cas de l'or non poreux $\rho_0 = 3,10 \mu\Omega.cm$, $\alpha = 0,26 \text{ } \%/^{\circ}C$ et supposons qu'à tout instant la concentration en chrome $C(t)$ est égale à la concentration moyenne $C_0/2$ où C_0 est la solubilité limite du chrome dans l'or que nous prendrons égale à $20 \text{ at.}\%$.

Dans les calculs nous ne tenons pas compte de la résistance due à la couche en chrome : on suppose que les électrons libres ne parcourent que la couche d'or qui est jusqu'à 78 fois moins résistive selon l'état de l'art.

Ainsi, la résistance équivalente R_{grain} d'un grain s'écrit :

$$R_{grain} = \frac{R_2 R_4 (2R_1 + R_3)}{(2R_1 + R_3)(R_2 + 2R_4) + R_2 R_4} \quad \text{Equation 7}$$

D'après la figure A5.2, nous pouvons déterminer R_{tot} , la résistance équivalente du film d'or. La résistance équivalente R_{tot} est égale à la somme des résistances R_{grain} se trouvant en série et en parallèle. Nous pouvons écrire R_{tot} telle que :

$$\frac{1}{R_{tot}} = \sum_{i=1}^{i=A/L} \frac{1}{(B/L)R_{grain}} = \frac{A}{B.R_{grain}} \quad \text{Equation 8}$$

L'épaisseur e de la couche d'or est de 200 nm , nous pouvons en déduire sa résistivité notée ρ_{Au} :

$$\rho_{Au} = \frac{eAR_{tot}}{B} = e \cdot R_{grain}(t, T, e) \quad \text{Equation 9}$$

En utilisant l'équation 9, il est dorénavant possible de comparer la théorie aux mesures que l'on a réalisées.

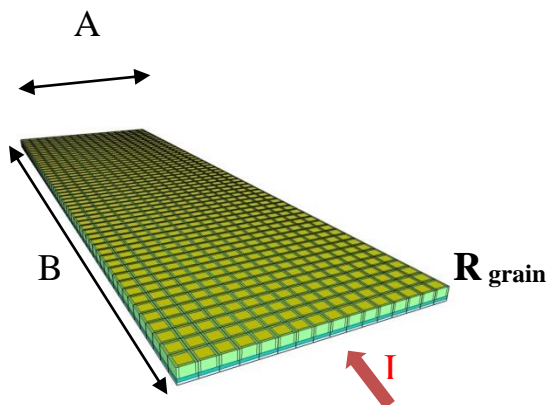


Figure A5.2. Modélisation de la zone du dépôt traversée par le courant

Dans le modèle tiré de [1] nous avons ajouté une loi de croissance des grains composant le film métallique polycristallin [2], cette loi s'écrit telle que :

$$\left(\frac{L(t)}{2}\right)^2 - \left(\frac{L_0}{2}\right)^2 = \alpha t \quad \text{Equation 10}$$

$L(t)$ étant la largeur d'un grain en fonction du temps, L_0 est la largeur initiale d'un grain, α suit une loi d'Arrhenius tel que $\alpha = \alpha_0 \exp(-E_{regris}/kT)$ où E_{regris} est l'énergie d'activation de déplacement des joints de grain, α_0 une constante faiblement dépendante de la température. Les valeurs de α_0 et E_{regris} sont à ajouter aux mesures. A propos de la longueur de diffusion, L_d , du chrome dans l'or à travers toute la couche, on peut prendre $E_{a_bulk} = 1,8\text{ eV}$ [3] et $D_0 = 2,00 \cdot 10^{-15}\text{ m}^2/\text{s}$. Dans le cas de la longueur de diffusion, L'_d , du chrome à travers la couche de chrome On peut prendre $E_{a_grain} = 0,9\text{ eV}$ [3] et $D_0 = 2,00 \cdot 10^{-15}\text{ m}^2/\text{s}$.

Des publications affirment que le CTR dépend des contraintes thermomécaniques lorsque le CET de la couche déposée est différent de celui du substrat: les contraintes thermomécaniques sont connues pour leurs effets sur la résistivité et la taille du film [4].





Bibliographie







- [1] Munitz, A. (1980). The increase in the electrical resistance of heat-treated Au/Cr films. *Thin Solid Films*, 71(2), 177-188.
- [2] Anderson, M. P., Srolovitz, D. J., Grest, G. S., & Sahni, P. S. (1984). Computer simulation of grain growth—I. Kinetics. *Acta metallurgica*, 32(5), 783-791.
- [3] Gupta, D. (1973). Grain-boundary self-diffusion in Au by Ar sputtering technique. *Journal of Applied Physics*, 44(10), 4455-4458.
- [4] Warkusz, F. (1978). The size effect and the temperature coefficient of resistance in thin films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 11(5), 689.

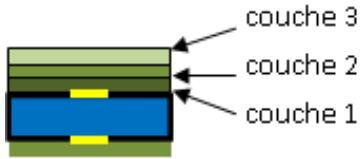

VIII.6. Annexe 6: Etapes détaillées du procédé de fabrication

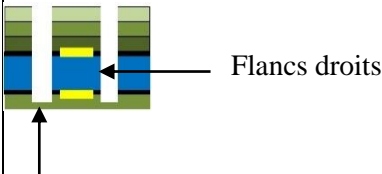


Le procédé de fabrication du gyromètre comprend 21 étapes qui sont détaillées ci-dessous.

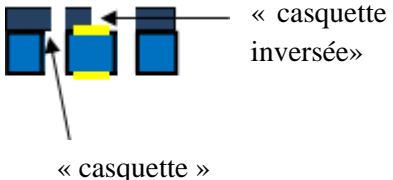
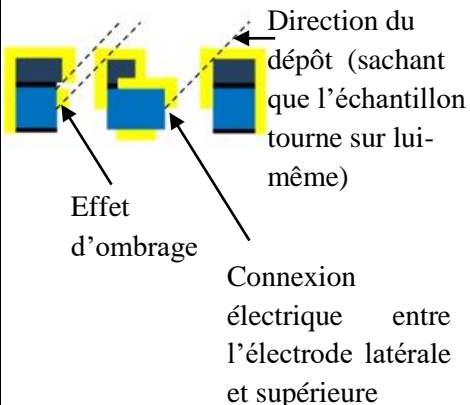


Tableau A6.1 : Etapes détaillées des phases de microfabrication du gyromètre 3 axes

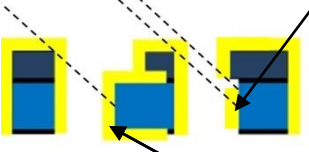

 <p>GaO_x ou AsO_y GaAs</p>	<p>Etape 1 : Nettoyage du substrat</p> <p>1 min dans l'acétone 1 min dans l'EDI (Eau Dé-ionisée) Séchage à l'azote</p>
 <p>AZ5214 Flanc inversé</p>	<p>Etape 2 : Lithographie de la résine de lift-off pour les électrodes supérieures en or</p> <p>Enrésinement AZ5214 Accélération 5000 rpm/s Vitesse 4000 rpm pendant 30 s</p> <p>Recuit 110 °C pendant 55 s Insolation 6 mJ/cm² Recuit 120 °C pendant 2 min Insolation pleine plaque 112 mJ/cm²</p> <p>Développement dans de l'EDI:AZdeveloper 1:1 Pendant 15 s</p> <p>Rinçage 1 min dans de l'EDI</p>
	<p>Etape 3 : Désoxydation de GaAs dans les ouvertures</p> <p>Désoxydation du GaAs HCl:EDI 1:4 pendant 1 min Rinçage 1 min dans de l'EDI</p>
 <p>Electrode en or</p>	<p>Etape 4 : Dépôt des électrodes supérieures par évaporation avec un faisceau d'électrons</p> <p>Cr 5 nm, v = 0,05 nm/s Au 200 nm, v = 0,1 nm/s Dépôt entre 10⁻⁷ et 10⁻⁸ Torr L'échantillon est en rotation sur lui-même pendant le dépôt (5tours/min)</p>

	<p>Etape 5 : Délimitation des électrodes par lift-off</p> <p>Lift-off d'or pendant une nuit dans de l'acétone ou du Remover PG Rinçage pendant 1 min dans de l'EDI</p>
	<p>Etape 6 : Dépôt résine de protection AZ15nXT</p> <p>Dépôt par centrifugation (recette RC2000) Vitesse 2000 rpm pendant 50s Epaisseur 15 µm</p> <p>Recuit avant exposition 110 °C pendant 3 min Insolation 425 mJ/cm² Recuit post-exposition 120 °C pendant 1 min</p> <p>Délaquage plasma O₂ de la surface encore vierge à 270W pendant 4 min. S'il reste des résidus, il est possible de nettoyer mécaniquement la surface à l'aide d'acétone et d'un bâtonnet écouvillon. Refaire un délaquage.</p>
	<p>Etape 7 : Enrésinement et développement de l'AZ5214 (voir étape 2)</p>
	<p>Etape 8 : Désoxydation du GaAs (voir étape 3)</p> <p>HCl:EDI 1:4 pendant 1 min Rinçage 1 min dans de l'EDI Séchage sous azote</p> <p>Puis, juste après la désoxydation, réaliser le dépôt des électrodes inférieures par évaporation avec faisceau d'électrons en utilisant les mêmes valeurs que lors de l'étape 4.</p>
	<p>Etape 9 : Délimitation des électrodes par lift-off (face inférieure) (voir étape 5).</p>
	<p>Etape 10 : Enrésinement AZ15nXT (face inférieure) (voir étape 6)</p>

	<p>Etape 11 : Dépôt résine de masquage pour la gravure</p> <p>Enrésinement en 3 couches successives d'AZ9260 : le masque de gravure.</p> <p>Déshydratation du wafer pendant 5 min à 120°C sur plaque chauffante.</p> <p>Recouvrir la face supérieure du wafer avec du Primer 2000 rpm pendant 30s.</p> <p>Pour l'étalement de l'AZ9260 :</p> <p>Accélération à 1500 rpm/s Vitesse 300 rpm pendant 3s, puis 900 rpm pendant 20s (recette AZ9260 38μm)</p> <p>-Après le 1^{er} enrésinement :</p> <p>Recuit à 40°C pendant 2 min Monter à 60°C puis maintient pendant 2 min Monter à 90°C puis maintient pendant 2 min Monter à 110°C puis maintient pendant 4 min Repos 2 min</p> <p>-Après le 2nd enrésinement :</p> <p>Recuit à 40°C pendant 2 min Monter à 60°C puis maintient pendant 2 min Monter à 90°C puis maintient pendant 2 min Monter à 110°C puis maintient pendant 8 min Repos 5 min</p> <p>-Après le 3^{ème} enrésinement :</p> <p>Recuit à 40°C pendant 5 min Monter à 60°C puis maintient pendant 5 min Monter à 90°C puis maintient pendant 10 min Monter à 100°C puis maintient pendant 4h30 Eteindre la plaque chauffante et laisser l'échantillon refroidir jusqu'à température ambiante sur la plaque chauffante Repos pendant 12h</p>
	<p>Etape 12 : Détourage, insolation développement résine de masquage pour la gravure</p> <p>Réaliser un détourage à l'acétone pour enlever le « bourrelet » de résine en périphérique du wafer.</p> <p>Placer le wafer sur la plaque chauffante. Monter la température à 70°C et maintenir pendant 3 min.</p>

	<p>Eteindre la plaque chauffante et laisser l'échantillon refroidir jusqu'à 40°C sur la plaque.</p> <p>Insolation de la résine en 4 fois : 4 x 1638 mJ/cm² Réaliser une pause de 10 s entre chaque exposition</p> <p>Pour le développement :</p> <p>Utiliser de l'AZ 400K :EDI (2 :3)</p> <ul style="list-style-type: none"> -placer le wafer dans le développeur pendant 5 min, ne pas agiter la solution. -renouveler le développeur -placer le wafer dans le développeur pendant 2 min, ne pas agiter la solution. -renouveler le développeur -placer le wafer dans le développeur pendant 2 min, ne pas agiter la solution.
 <p>Flancs droits</p> <p>AZ15nXT : Protège l'échantillon de l'huile Fomblin™</p>	<p>Etape 13 : Gravure traversante du substrat de GaAs</p> <p>Désoxydation du wafer (voir étape <u>étape 3</u>), puis gravure profonde à l'ICP chlorée.</p> <p>Pression à l'extérieur de l'enceinte de gravure : 20 mTorr Gaz de gravure BCl₃/Cl₂ : 15 sccm/1 sccm Puissance de la bobine : 800 W Puissance du plateau : 125 W Température de consigne : 25 °C</p> <p>Pour une meilleure conduction thermique entre l'échantillon et le porte-substrat, utiliser l'huile Fomblin™.</p> <p>Une gravure de 3h, puis une nouvelle désoxydation du wafer (voir <u>étape 3</u>), puis dernière gravure de 3h</p>
	<p>Etape 14 : Retrait du masque de gravure</p> <ul style="list-style-type: none"> -Remove PG pendant 1 nuit -EDI 1 min -Plasma O₂ 270 W pendant 4 min face inférieure et supérieure -Technistrip P1331 pendant 15 min -Plasma O₂ 270 W pendant 4 min face inférieure et supérieure
 <p>MX5015</p>	<p>Etape 15 : Laminage film sec pour dépôt par ombrage des électrodes latérales</p> <p>Laminage du film sec sur la face supérieure Utilisation de la résine MX5015 Température des rouleaux 100 °C Pression des rouleaux au minimum</p>

	<p>Vitesse des rouleaux « 1 » (environ 1 rpm) Insolation de la résine à 50 mJ/cm² Recuit de 5 min à 100°C Retrait du dernier film de protection (juste avant l'étape suivante de développement).</p>
	<p>Etape 16 : Développement du film sec</p> <p>Développement dans du mrd-4000/75 pur pendant 45s. Plasma O₂ 270 W à 0,4 mbar pendant 3 min sur la surface supérieure.</p>
	<p>Etape 17 : Dépôt des électrodes latérales</p> <p>Désoxydation pendant 1min dans du HCl:EDI 1:4 (voir étape 3). Juste après la désoxydation réaliser une évaporation oblique dans l'évaporateur Plassys 550S</p> <p>Dépôt des électrodes supérieures par évaporation sous faisceau d'électrons</p> <p>Cr 10 nm, $v = 0,1$ nm/s Au 400 nm, $v = 0,2$ nm/s Dépôt entre 10⁻⁷ et 10⁻⁸ Torr</p> <p>L'échantillon est en rotation sur lui-même pendant le dépôt. Les épaisseurs données ne sont pas les épaisseurs réelles, mais les valeurs de consigne.</p> <p>Mettre l'échantillon en position « deposit » à - 39° pour faire un dépôt à $\beta = 39^\circ$</p>
	<p>Etape 18 : Enlèvement film de masquage</p> <p>Mettre l'échantillon dans du Remover PG pendant 1 nuit Rinçage pendant 1 min dans de l'EDI. Délaquage au plasma O₂ 270W à 0,4 mbar pendant 4 min sur la surface inférieure.</p>
	<p>Etape 19 : Laminage film sec MX5015 pour dépôt par ombrage des électrodes latérales (voir étape 15).</p> <p>Plasma O₂ 270W à 0,4 mbar pendant 3 min sur la surface supérieure.</p>

 <p>Electrode centrée par rapport à la surface inférieure et supérieure</p> <p>Connexion électrique entre la surface supérieure et inférieure</p>	<p>Étape 20 : Dépôt des électrodes latérales</p> <p>Désoxydation du GaAs (voir étape 3) Evaporation oblique dans l'évaporateur Plassys 550S (voir étape 17).</p>
	<p>Étape 21 : Enlèvement film sec et nettoyage</p> <p>Mettre l'échantillon dans du Remover PG pendant 1 nuit Rinçage pendant 1 min dans de l'EDI Délaquage au plasma O₂ 270 W à 0,4 mbar pendant 4 min sur la surface inférieure et supérieure.</p>

Titre : Etude de la fabrication et de la transduction d'un microgyromètre piézoélectrique tri-axial en GaAs

Mots clés : gyromètre – GaAs – 3 axes – gravure ionique réactive profonde – dépôt oblique – MEMS

Résumé : Un microgyromètre 3 axes permet avec une structure unique de mesurer la vitesse de rotation d'un objet autour des trois axes de l'espace. Les microgyromètres 3 axes existants sont peu nombreux et typiquement résonants, fabriqués en technologie silicium par micro-usinage de surface, à transductions électrostatiques, et conçus pour des applications de fort volume ou la taille et le coût sont des critères majeurs. Dans cette thèse nous avons étudié la transduction et le procédé de fabrication d'un gyromètre résonant 3 axes à actionnement et détection piézoélectriques, fabriqué par micro-usinage de volume dans du GaAs semi-isolant, et dont les performances sont potentiellement très supérieures à l'état de l'art tout en conservant une taille et un coût limité. Ce microgyromètre nécessite une transduction piézoélectrique 3D et un routage des connexions électriques qui ont été modélisés et optimisés pour réduire les couplages parasites entre les modes de détection et le mode pilote. Un procédé original de fabrication collective du microgyromètre a été développé, modélisé et caractérisé. Ce procédé utilise notamment une

gravure ionique réactive très profonde et traversante du GaAs dans un plasma $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2$. Il est démontré pour la première fois qu'une gravure anisotrope traversante de tranchées de $450\ \mu\text{m}$ de profondeur peut être réalisée grâce à une optimisation des paramètres de gravure et à l'utilisation d'un masque en résine. Un procédé original de dépôt et de délimitation d'électrodes Au/Cr sur les flancs verticaux d'une structure gravée par évaporation sous incidence oblique avec rotation du substrat et à travers un masque pochoir en film sec photosensible a aussi été étudié en détail. Une caractérisation fine de la structure cristalline, de la résistivité et des contraintes mécaniques avant, pendant et après recuit des couches Au/Cr poreuses évaporées sous incidence oblique a été menée. Des microgyromètres complets avec tout le système de transduction 3D ont été réalisés. Des premières caractérisations par vibrométrie optique hors du plan et dans le plan des gyromètres réalisés démontrent des résultats encourageants. Enfin, différentes voies d'amélioration de la conception et du procédé sont proposées.

Title : Transduction and fabrication study of a 3-axis piezoelectric GaAs microgyroscope

Keywords : gyroscope – GaAs – 3 axis – deep reactive ion etching – glancing angle deposition – MEMS

Abstract : A 3 axis gyroscope allows, with a single mechanical structure, the measurement of rotation rates of an object around 3 perpendicular spatial axes. Existing 3 axis microgyroscopes are scarce and typically resonating, made in silicon technology by surface micromachining, use electrostatic transductions and are designed for high volume applications where size and cost are major characteristics. In this thesis we investigated the transduction and fabrication process of a resonating 3 axis microgyroscope having piezoelectric actuation and detection, made in semi-insulating GaAs by bulk micromachining, and with performances potentially much higher than state of the art while limiting the size and cost. This microgyroscope requires a 3D piezoelectric transduction and circuitry which were modelled and optimized to reduce cross-talks effects. An original batch fabrication process was developed, modelled and characterized. This process notably makes use of very deep

through wafer reactive ion etching of GaAs in a $\text{BCl}_3\text{-Cl}_2$ plasma. It is demonstrated for the first time that a through wafer highly anisotropic etching of $450\ \mu\text{m}$ deep trenches can be realized owing to etching parameters optimization and the use of a resist masking layer. An original deposition and patterning process of Au/Cr electrodes on the vertical walls of an etched structure by oblique evaporation on rotated substrate through a dry film shadow mask has also been investigated in details. A fine characterization of the crystallographic structure, resistivity and mechanical stress before, during and after annealing of Au/Cr films evaporated under oblique incidence has been performed. Full microgyroscopes with the whole 3D transduction system were realized. Preliminary characterizations of realized gyroscopes by out-of-plane and in-plane optical vibrometry demonstrated promising results. Finally, different ways to improve the design and fabrication process are proposed.

Université Paris-Saclay

Espace Technologique / Immeuble Discovery

Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

