



HAL
open science

Exploitation des propriétés piézoélectriques du GaAs et application aux capteurs inertiels de type MEMS

Lucas Bonnin

► **To cite this version:**

Lucas Bonnin. Exploitation des propriétés piézoélectriques du GaAs et application aux capteurs inertiels de type MEMS. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paris-Saclay, 2020. Français. NNT : 2020UPAST007 . tel-03104347

HAL Id: tel-03104347

<https://theses.hal.science/tel-03104347>

Submitted on 8 Jan 2021

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

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

Exploitation des propriétés piézoélectriques du GaAs et application aux capteurs inertiels de type MEMS

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 575 EOBÉ | Physique et ingénierie : électrons,
photons, sciences du vivant

Spécialité de doctorat : électronique et optoélectronique, nano- et
microtechnologies

Unité de recherche : Université Paris-Saclay, CNRS, Centre de Nanosciences et de
Nanotechnologies, 91120, Palaiseau, France

Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 14 décembre 2020, par

Lucas BONNIN

Composition du jury

Jérôme JUILLARD Professeur, GEEPS, Université Paris-Saclay	Président
Tarik BOUROUINA Professeur, ESYCOM, ESIEE, Université Gustave Eiffel	Rapporteur et examineur
Marc FAUCHER Chargé de recherche CNRS - HDR, IEMN, Université Lille 1	Rapporteur et examineur
Olivier LE TRAON Directeur adjoint du DPHY, ONERA	Examineur
Patrick PONS Directeur de recherche CNRS, LAAS	Examineur
Alain BOSSEBOEUF Directeur de recherche CNRS, C2N, Université Paris-Saclay	Directeur de thèse
Rose-Marie SAUVAGE Responsable Innovation, Domaine Nanotechnologies, Cap- teurs et Composants, DGA	Invitée

Remerciements

Je remercie Jean-François Roussel et Olivier Le Traon de m'avoir accueilli à l'ONERA au sein du département physique instrumentation environnement et espace (DPHY). Je remercie Rose-Marie Sauvage pour le cofinancement de la bourse de thèse par la DGA ainsi que pour l'intérêt qu'elle a porté à mes travaux.

Je remercie vivement Alain Bosseboeuf pour avoir dirigé cette thèse. Sa grande expertise des MEMS, pour les fabriquer comme pour les caractériser, ainsi que sa disponibilité ont permis à ces travaux d'avancer dans la bonne direction.

Je remercie Tarik Bourouina et Marc Faucher d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse. Je remercie également Jérôme Juillard, Patrick Pons et Olivier Le Traon pour avoir accepté d'examiner mes travaux.

Je remercie grandement Nathalie Isac pour son aide précieuse en salle blanche, particulièrement pour les procédés de gravure réactive ionique mais en règle générale pour tous les procédés de micro-fabrication. Je remercie Raphaël Levy pour son accueil dans l'équipe Capteurs et Micro Technologies à l'ONERA et pour ses conseils avisés.

Je remercie toutes les personnes qui ont participé à la réussite de cette thèse. Je remercie beaucoup Adrien Piot pour la formation théorique et pratique au sujet des gyromètres triaxiaux en GaAs. Je remercie Claude Chartier, Claude Gageant, Marc Pernice et Vincent Gaudineau pour toutes les étapes de fabrication à l'ONERA dont eux seuls maîtrisent les arcanes. Je remercie tous les membres de la centrale de technologie du C2N et notamment Fabien Bayle, David Bouville, Jean-René Coudeville, Christophe Dupuis et Cédric Villebasse. Je remercie Marie-Line Pacou, Martine Ducornet et Sylvie Nicolle à l'ONERA, ainsi que Laurence Stephen au C2N, pour leur temps et leur patience à m'aider dans les démarches administratives. Je remercie Christophe Boyaval, Bertrand Grimbert, Isabelle Roch-Jeune, François Vaurette et Dmitri Yarekha pour leur accueil et leur aide à l'IEMN.

Je remercie chaleureusement tous mes collègues pendant ces trois années pour leurs bonnes humeurs et leurs conseils. Je remercie ainsi pour l'ONERA Amandine Andrieux, Paul Chappellier, Léopold Delahaye, Patrick Kayser, Jean Guérard, Pierre Lavenus, Vincent Malesys, Thomas Perrier et Amina Saadani, et pour le C2N Mehdi Ammar, Gwénaél Bécan, Clément Bessouet, Sylvie Bilent, Lucas Blanc, Philippe Coste, Lucas Depreux, Maïté Do Vale Goncalves, Pierre-Yves Joubert, Étienne Laborie, Olivier Lefebvre, Élie Lefeuvre, Sylvain Lemettre, Jérémy Machado, Johan Moulin, Fabien Parrain, Hadrien Philippe, Giulia Rizzo, Bogdan Vysotskyi et Marion Woytasik.

Je remercie affectueusement mes parents pour leur soutien sans faille. Je remercie tous les amis, camarades et membres de ma famille qui m'ont encouragé. Je remercie particulièrement Astrid, notamment pour sa relecture attentive.

Table des matières

Table des matières	5
Introduction	9
1 Capteurs inertiels miniaturisés : principes, applications et choix des matériaux	13
1.1 Principes généraux des capteurs inertiels miniaturisés et application à la navigation	13
1.1.1 Principe d'inertie	13
1.1.2 Accéléromètres électromécaniques	14
1.1.3 Gyroscopes et gyromètres électromécaniques	15
1.1.4 Navigation inertielle	17
1.1.5 Miniaturisation	19
1.2 Gyromètre vibrant miniaturisé	20
1.2.1 Résonateur simple	20
1.2.2 Modèle masse-ressort du gyromètre	22
1.2.3 Exemples de réalisations concrètes	25
1.3 Intérêt du GaAs pour les MEMS	28
1.3.1 Résonateur piézoélectrique	29
1.3.2 Comparaison entre le GaAs, le silicium et le quartz	35
1.3.3 État de l'art des capteurs MEMS en GaAs	40
1.4 Conclusion	41
2 Gyromètre MEMS en GaAs : spécifications et modélisations	43
2.1 Spécifications pour un capteur inertielle	43
2.2 État de l'art des gyromètres MEMS triaxiaux	46
2.3 Architecture avec déformation d'un cadre	52
2.3.1 Architecture initiale	52
2.3.2 Architecture avec des ancrages externes	54
2.4 Conclusion	59
3 Gravure profonde du GaAs	61
3.1 Caractéristiques des gravures profondes	62
3.2 Gravure chimique humide	63
3.2.1 Principe de fonctionnement	63
3.2.2 État de l'art	66
3.2.3 Tests de gravure	67
3.3 Gravure sèche	71

3.3.1	Principe de fonctionnement	72
3.3.2	État de l'art	75
3.4	Profils de gravure avec le procédé existant	79
3.4.1	Contexte	79
3.4.2	Sous-gravure et inclinaison des flancs	82
3.4.3	Rugosité des flancs	83
3.4.4	Pied de tranchée	85
3.4.5	Micro-piliers	86
3.5	Amélioration du masque de gravure	87
3.6	Conclusion	90
4	Modélisation du dépôt et de la délimitation des électrodes latérales	93
4.1	Techniques de dépôt latéral	93
4.2	Épaisseur d'un film évaporé sous incidence oblique	96
4.2.1	Configurations de dépôt métallique par évaporation	96
4.2.2	Modélisation du dépôt sous incidence oblique avec décalage de l'axe d'inclinaison	99
4.3	Forme et homogénéité en épaisseur des électrodes latérales	107
4.3.1	Shadow-masking d'un dépôt incliné à l'aide d'un film sec	107
4.3.2	Modélisation	109
4.3.3	Résultats expérimentaux	119
4.4	Conclusion	120
5	Caractérisations des résonateurs	123
5.1	Dispositifs de caractérisation	124
5.1.1	Mesure de l'impédance motionnelle	124
5.1.2	Vibrométrie interférométrique	125
5.1.3	Microscopie stroboscopique	127
5.2	Résonateurs fabriqués	128
5.2.1	Poutres encastrées-libres	129
5.2.2	Gyromètre diapason VIG	131
5.2.3	Gyromètre triaxial	133
5.2.4	Défauts de fabrication	134
5.3	Fréquences de résonance	136
5.3.1	Mesures à température ambiante	136
5.3.2	Variation en fonction de la température	139
5.4	Facteurs de qualité	140
5.5	Résistivités	142
5.6	Conclusion	143
5.6.1	Limites dues au procédé	144
5.6.2	Limites dues au matériau	145
5.6.3	Comparaisons	145
5.6.4	Perspectives	146
	Conclusion générale	147
	Bibliographie	151

Annexes

A	Épaisseur normalisée d'un dépôt incliné dans le cas d'un wafer en rotation	165
B	Variation de l'épaisseur déposée en fonction de la coordonnée polaire α dans le cas du wafer statique	167
C	Équation de la conique sur le flanc de tranchée dans le cas général	169
	Résumé	172

Introduction

Contrôler les mouvements, se repérer dans l'environnement où on évolue, connaître sa position et pouvoir naviguer jusqu'à sa destination sont des problèmes très anciens. Depuis les grands navigateurs du 15^e siècle et leurs instruments de navigation (astrolabe, compas, sextant) pour la mesure de la latitude, et la résolution du problème de la longitude par une mesure suffisamment précise du temps, les instruments de navigation ou de restitution d'attitude n'ont cessé d'évoluer. Dans cette famille d'instruments de navigation rentrent les capteurs inertiels, capables de mesurer les six degrés de liberté d'un corps, à savoir les trois translations et les trois rotations. La mesure inertielle des translations d'un corps s'obtient par la mesure de l'accélération qu'il subit, qui est ensuite intégrée deux fois pour connaître le déplacement dans l'intervalle de temps considéré. La mesure des rotations se fait à partir d'un gyromètre (mesure de la vitesse de rotation) ou d'un gyroscope (mesure directe de l'angle de rotation).

De nos jours, on trouve des accéléromètres et des gyromètres à la fois dans les téléphones portables, les manettes de jeux vidéos, les voitures, les avions ou encore les sous-marins. L'intérêt premier de leur emploi réside dans leur capacité à fournir des informations au sujet du mouvement auquel ils sont soumis sans référence extérieure. Dans le cas de la navigation, les mesures inertielles sont généralement hybridées avec des systèmes de recalage fournissant directement la position, comme les systèmes de géolocalisation (GPS, Galileo, Glonass, Beidou...), le recalage stellaire (pour les applications spatiales) ou d'autres corrélations de terrain (champ de gravité ou champ magnétique). Seuls les capteurs les plus performants peuvent se passer de recalage, comme c'est le cas par exemple pour la navigation inertielle des sous-marins.

Il existe différentes classes de précision des capteurs inertiels, dépendant principalement de la technologie employée pour les fabriquer. Les capteurs les plus petits sont issus de la technologie dite MEMS (Micro Electro Mechanical Systems), consistant en un micro-usinage de systèmes électromécaniques. Depuis plusieurs décennies, grâce à leur petite taille (quelques millimètres cubes), leur coût de quelques euros et leur faible consommation électrique, ils sont intégrés dans un nombre croissant de systèmes, notamment pour les applications « grand public ». Néanmoins, leurs performances restent encore aujourd'hui bien inférieures à celles des capteurs inertiels traditionnels, particulièrement pour les gyromètres. Ainsi, les gyromètres optiques, tels que le gyromètre FOG (Fiber Optic Gyroscope) ou laser, sont meilleurs en termes de résolution et de stabilité de mesure. Mais, grâce aux recherches sur le sujet, la progression des capteurs MEMS reste constante ; le plafond de performances n'est pas encore atteint. Nos travaux de thèse s'inscrivent dans cette recherche d'une amélioration des performances des capteurs inertiels MEMS, notamment des gyromètres.

Parmi les différents types de gyromètres MEMS, ce sont les gyromètres vibrants qui donnent les meilleurs résultats car leur principe de fonctionnement se prête le plus à la miniaturisation. Un tel capteur consiste en une structure mécanique dont deux modes propres de vibration ont des fréquences de résonance proches et des facteurs de qualité élevés. Une première stratégie

d'amélioration est d'optimiser la qualité du résonateur et de son électronique. De nombreux travaux de recherche se sont ainsi concentrés sur l'architecture du gyromètre afin, par exemple, d'augmenter les facteurs de qualité.

Une autre stratégie consiste à changer de matériau. L'écrasante majorité des gyromètres vibrants est réalisée en silicium. Ce choix s'explique par la prépondérance historique de ce matériau dans l'industrie du semiconducteur. Le silicium est ainsi disponible à un prix très bas et à un niveau de pureté très élevé tandis que les techniques de micro-fabrication associées sont perfectionnées et offrent une grande qualité de réalisation. En revanche comme il s'agit d'un matériau semiconducteur, il est nécessaire d'ajouter un moyen d'actionnement et de détection des résonances des modes propres. La solution la plus simple est d'employer la force électrostatique à l'aide d'électrodes délimitées sur les parties vibrantes et non vibrantes. Malheureusement, une telle détection est non linéaire et assez bruitée. Pour l'améliorer, une possibilité est donc d'utiliser un autre matériau que le silicium, un matériau piézoélectrique. La quantité de charges piézoélectriques générée par une vibration est en effet proportionnelle à l'amplitude. Nous nous proposons d'explorer cette voie avec un matériau bien connu mais qui est aujourd'hui encore peu employé dans la réalisation de systèmes électromécaniques : l'arséniure de gallium (GaAs) semi-isolant.

Le GaAs fait partie des matériaux III-V, combinant des atomes de la 3^e colonne du tableau périodique avec des atomes de la 5^e colonne. Habituellement parmi les matériaux piézoélectriques monocristallins, qui sont les matériaux permettant de fabriquer des résonateurs à hauts facteurs de qualité, c'est le quartz qui est le plus souvent retenu. La fabrication de capteurs inertiels en quartz est d'ailleurs l'une des spécialités de l'unité CMT (Capteurs et Micro/nano Technologies) à l'ONERA¹ avec laquelle les travaux de thèse ont été réalisés. Néanmoins le GaAs est intéressant pour deux raisons. D'une part, en plus de ses propriétés piézoélectriques relativement équivalentes à celle du quartz, il est semiconducteur. Son usage permettrait donc une amplification des tensions piézoélectriques au plus près du résonateur et limiterait le bruit électromagnétique. D'autre part, concernant le procédé de fabrication, une profondeur de 450 μm a déjà été atteinte à l'aide d'une gravure assistée par plasma. Or une profondeur importante permet d'augmenter la masse inertielle, et donc d'améliorer le rapport signal à bruit, sans augmenter la surface du capteur. Ces gravures ont été réalisées dans la salle blanche du C2N (Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies), laboratoire qui a également encadré nos travaux de thèse. Par ailleurs, comparativement à d'autres matériaux III-V également semiconducteurs et piézoélectriques, le GaAs est disponible à prix modéré sous forme de wafers de 100 mm de diamètre.

Le développement du procédé de gravure a été étudié au cours de deux thèses précédentes [1][2]. En plus de la gravure, ces deux thèses ont également présenté une architecture de gyromètre triaxial optimisée pour l'actionnement et la détection piézoélectriques. La création de gyromètres triaxiaux, c'est-à-dire de gyromètres mesurant les vitesses de rotation dans les trois directions de l'espace, est une conséquence logique de l'optimisation en taille et en consommation d'énergie des gyromètres MEMS. En effet, ces trois mesures de vitesse de rotation sont généralement nécessaires et l'emploi d'une structure unique pour y arriver est alors un atout. Les gyromètres triaxiaux mettent en œuvre des vibrations de masses inertielles dans le plan de la structure mais également hors du plan. Pour le GaAs, une détection piézoélectrique de ces vibrations hors-plan nécessite la présence d'électrodes sur les flancs des structures déformées, et non seulement sur les faces supérieure et inférieure comme c'est le cas pour les vibrations

1. Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales

dans le plan. Un procédé de dépôt de métal sur les flancs par évaporation avec inclinaison du porte-échantillon et masquage par ombrage (shadow-masking) a donc été développé.

S'inscrivant dans la continuité de ces deux thèses, l'objectif qui a guidé nos travaux est la fabrication d'un gyromètre MEMS triaxial hautes performances en GaAs semi-isolant. Considérant le travail qui reste à faire, cet objectif final a été divisé en quatre catégories : (1) architecture du gyromètre, (2) gravure profonde, (3) dépôt latéral d'électrodes et (4) réalisation de résonateurs.

1. L'architecture actuelle du gyromètre triaxial pourrait être plus robuste. Il serait notamment pertinent de sortir les ancrages du centre de la structure vers l'extérieur.
2. Il faut que les flancs des tranchées gravées soient verticaux et lisses. À une telle profondeur de $450\ \mu\text{m}$, c'est un résultat difficile à obtenir mais il s'agit de deux spécifications importantes pour réaliser des résonateurs de qualité.
3. Le dépôt incliné d'électrodes par masquage par ombrage pourrait être mieux modélisé. En effet, la forme et l'épaisseur finale des électrodes dépendent fortement des conditions du dépôt et sont difficile à prédire, particulièrement lorsque l'échantillon est en rotation pendant le dépôt.
4. La gravure de tranchées de $450\ \mu\text{m}$ de profondeur ayant été démontrée, il est pertinent de l'employer pour fabriquer des résonateurs. La caractérisation de ces derniers évaluerait la capacité du procédé de fabrication à obtenir de grands facteurs de qualité et les fréquences souhaitées.

L'organisation du manuscrit suit globalement ces quatre objectifs. Dans le chapitre 1, nous détaillons les enjeux de cette thèse en présentant les capteurs inertiels MEMS et le fonctionnement général d'un gyromètre vibrant ainsi que le GaAs semi-isolant et son emploi dans la réalisation de microsystèmes électromécaniques.

Dans le chapitre 2, nous rappelons les spécifications que doit tenir un gyromètre vibrant MEMS pour être performant. Nous présentons alors un état de l'art des gyromètres triaxiaux puis nous détaillons une modification de l'architecture du gyromètre triaxial en GaAs et les simulations par éléments finis associées. Cette modification, qui consiste en un déplacement des ancrages, faciliterait les étapes de fabrication.

Dans le chapitre 3 nous montrons l'impossibilité d'employer la gravure humide pour parvenir à une gravure verticale du GaAs et donc la nécessité de recourir à la gravure réactive ionique profonde (DRIE). Nous analysons les défauts du procédé existant qui emploie un mélange de gaz BCl_3/Cl_2 (15 : 1) avec un masque épais en résine puis nous détaillons différentes améliorations et les essais de gravure associés.

Dans le chapitre 4 nous nous intéressons au dépôt d'électrodes sur les flancs des tranchées gravées, électrodes nécessaires dans notre cas pour l'actionnement et la détection piézoélectriques. Nous développons un modèle mathématique complet afin de prédire la forme et l'épaisseur des électrodes.

Enfin, dans le chapitre 5 nous présentons les résultats de caractérisations de résonateurs fabriqués par DRIE avec le procédé développé initialement. Nous nous servons de deux architectures adaptées à nos problématiques : le gyromètre diapason VIG développé au sein de l'ONERA [3] et le gyromètre triaxial. Le premier permet de tester la capacité de notre procédé de fabrication à obtenir de grands facteurs de qualité et le second la capacité à fabriquer des structures complexes fonctionnelles.

Chapitre 1

Capteurs inertiels miniaturisés : principes, applications et choix des matériaux

Si l'histoire des capteurs inertiels commence avant celle des microsystèmes électromécaniques (MEMS : Micro Electro Mechanical System), ce sont bien ces derniers qui les ont popularisés au point qu'ils soient désormais embarqués dans bon nombre d'appareils comme les téléphones portables [4][5][6]. Les capteurs inertiels de type MEMS sont loin d'être les plus performants mais leur prix très faible, couplé à un encombrement minimal, les rend très compétitifs pour beaucoup d'applications. Depuis plusieurs années, de nombreuses pistes sont explorées pour améliorer leurs performances. Dans notre cas, l'innovation principale consiste à utiliser un matériau prometteur dans cette voie : le GaAs semi-isolant qui est à la fois monocristallin et piézoélectrique.

Dans la section 1.1 nous présentons les différents types de capteurs inertiels et leur utilisation pour la navigation. Nous nous attardons dans la section 1.2 sur le principe de fonctionnement général du gyromètre MEMS vibrant. Dans la section 1.3, nous nous concentrons sur le GaAs et détaillons ses propriétés qui le rendent attractif pour fabriquer des capteurs inertiels.

1.1 Principes généraux des capteurs inertiels miniaturisés et application à la navigation

Après avoir introduit le principe général de fonctionnement des capteurs inertiels dans la partie 1.1.1, nous décrivons les architectures courantes des accéléromètres dans la partie 1.1.2 et des gyroscopes et gyromètres dans la partie 1.1.3. Nous illustrons l'intérêt porté à ces capteurs avec l'exemple de la navigation inertielle dans la partie 1.1.4, puis nous présentons la tendance actuelle vers leur miniaturisation dans la partie 1.1.5.

1.1.1 Principe d'inertie

Un capteur est appelé inertiel si sa mesure est basée sur le principe d'inertie. Différents milieux peuvent être considérés pour exploiter l'inertie : un milieu gazeux comme dans les accéléromètres et gyromètres thermiques [7][8][9][10], un milieu liquide [11][12] ou le plus souvent

une structure mécanique solide. Nous nous intéressons dans nos travaux uniquement à ce dernier cas.

Pour un solide ponctuel, le principe d'inertie peut s'énoncer ainsi : en l'absence de force exercée sur un solide, celui-ci est alors en déplacement rectiligne uniforme et ne subit aucune accélération. Réciproquement, toute accélération \vec{a} subie par un solide est équivalente à l'application d'une force \vec{F} proportionnelle à la masse m , comme l'exprime le principe fondamental de la dynamique.

$$m \times \vec{a} = \vec{F} \quad (1.1)$$

On expérimente régulièrement les conséquences du principe d'inertie lors d'un trajet en voiture. Si nous roulons sur une autoroute à vitesse constante, tout se passe comme si nous étions assis dans la voiture à l'arrêt. Mais si le conducteur accélère ou freine brutalement, nous sommes dans le premier cas plaqués en arrière sur notre siège ou projetés vers l'avant du véhicule jusqu'à ce que la ceinture de sécurité nous retienne. De même, si la voiture tourne, nous sommes entraînés vers le côté opposé au sens du virage. Toute accélération, c'est-à-dire toute variation du vecteur vitesse, subie par la voiture est transmise à nos corps par l'application d'une force.

Il existe deux capteurs inertiels différents : l'accéléromètre qui mesure l'accélération en m.s^{-2} et le gyroscope qui mesure la position angulaire en radians. Pour ce dernier il existe également une variante, le gyromètre, qui mesure cette fois la vitesse de rotation en rad.s^{-1} . En l'absence de tout défaut des capteurs ou de bruit sur la mesure, un gyroscope peut mesurer une vitesse de rotation à l'aide d'une dérivée temporelle sur sa mesure et, réciproquement, un gyromètre peut mesurer une position angulaire à l'aide d'une intégrale en fonction du temps. Toutefois, en pratique, l'application d'une dérivée ou d'une intégrale ajoute des erreurs à la mesure et on distingue donc les deux catégories.

On appelle référentiel inertiel, un référentiel qui ne subit aucune accélération ou rotation. Dans un tel référentiel, accéléromètres et gyroscopes mesurent des grandeurs égales à zéro. Le référentiel terrestre n'est pas inertiel puisque la Terre tourne sur elle-même et tourne également autour du soleil. D'après la théorie de la relativité générale, la gravitation n'est pas une force mais une déformation de l'espace-temps qui a comme conséquence d'accélérer les corps. Cela est particulièrement notable pour un accéléromètre posé au sol sur Terre car il indique une accélération d'environ $9,8 \text{ m.s}^{-2}$ dirigée vers le haut alors qu'intuitivement on le considérerait plutôt immobile. En revanche, un accéléromètre en chute libre mesurera une accélération nulle alors que, pourtant, il tombe vers le sol de plus en plus vite. Toutefois dans la pratique, on garde le paradigme newtonien et on considère que la gravité est une force parasite qui crée un biais d'accélération. Sur Terre, ce biais est donc dirigé vers le ciel. Dans ces conditions, d'une part on obtient une bonne approximation d'un référentiel inertiel avec le référentiel héliocentrique (centré sur le soleil avec des axes pointant sur des étoiles éloignées) et, d'autre part, tout référentiel en déplacement rectiligne uniforme par rapport à un référentiel inertiel est lui-même inertiel.

1.1.2 Accéléromètres électromécaniques

D'après l'exemple de la voiture de la section 1.1.1, pour quantifier une accélération, il faut mesurer la force appliquée sur un corps par son environnement. Une façon de fabriquer un accéléromètre est donc de suspendre par des ressorts un solide de masse m dans une boîte. La force qui s'applique sur ce solide quand la boîte est soumise à une accélération peut être mesurée en observant la déformation des ressorts ou, de manière équivalente, en mesurant le

déplacement du solide dans le référentiel de la boîte. On peut alors remonter à l'accélération en m.s^{-2} en divisant la valeur de la force par la masse m ou en multipliant le déplacement par k/m , k étant la raideur du ressort.

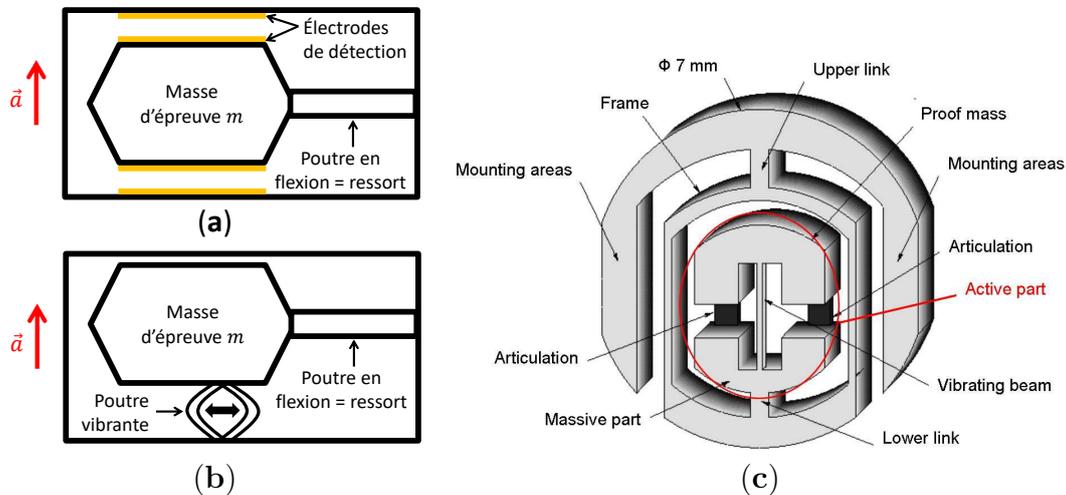


FIGURE 1.1 – (a) Schéma d'un accéléromètre pendulaire où le déplacement de la masse d'épreuve est mesuré par variation de la capacité entre les électrodes de détection. (b) Schéma d'un accéléromètre vibrant où le déplacement de la masse d'épreuve est mesuré par variation de la fréquence de résonance fondamentale de la poutre vibrante. (c) Schéma de la masse d'épreuve et des cadres de découplage de l'accéléromètre vibrant développé à l'ONERA [13]. Le tout est ensuite intégré dans un packaging jouant le rôle d'une boîte. L'axe sensible est orienté vers le lecteur.

Il existe deux types principaux d'accéléromètres basés sur ce fonctionnement : l'accéléromètre pendulaire et l'accéléromètre vibrant [14]. Dans l'accéléromètre pendulaire, le déplacement de la masse proportionnel à l'accélération est mesuré directement. Ceci peut être fait, par exemple, à l'aide d'une détection capacitive. Des électrodes sont placées sur la masse et sur le bâti, le déplacement de la masse faisant varier la capacité du condensateur (voir figure 1.1(a)). Outre sa simplicité, cette structure est souvent peu sensible aux chocs et aux vibrations. Il est même possible, en jouant sur l'amortissement des suspensions, par exemple en injectant des gaz adéquats dans la boîte, de filtrer fortement les vibrations parasites. Dans l'accéléromètre vibrant, le déplacement de la masse est mesuré indirectement par variation de la fréquence de résonance d'une poutre reliant la masse au bâti (voir figure 1.1(b)). Lorsque le capteur est en fonctionnement, cette poutre est excitée à sa fréquence de résonance. Sous l'effet des forces d'inertie, la masse se déplace et comprime ou étire cette poutre ce qui produit respectivement une augmentation ou une diminution de la fréquence de résonance. La détection de cette variation se fera d'autant plus facilement que le facteur de qualité de la résonance est élevé. Ainsi il est possible de concevoir un capteur très sensible. Un exemple d'une telle réalisation est l'accéléromètre VIA (Vibrating Integrated Accelerometer) développé à l'ONERA [13] et visible dans la figure 1.1(c).

1.1.3 Gyroscopes et gyromètres électromécaniques

Si la mesure de la position angulaire ou de la vitesse de rotation est également fondée sur le principe d'inertie, son application concrète connaît plusieurs variantes dont trois sont

principalement utilisées : la rotation d'une masse, l'oscillation d'une masse et la rotation de lumière [5]. Elles sont visibles dans la figure 1.2.

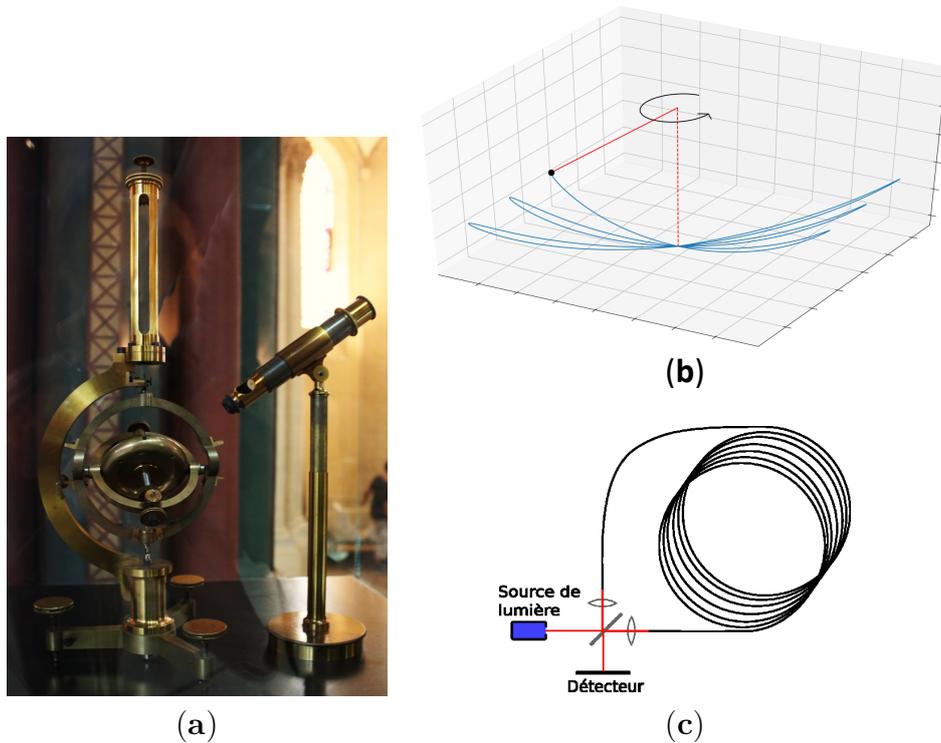


FIGURE 1.2 – (a) Photographie d'une réplique du gyroscope fabriqué par Léon Foucault en 1852 [15]. (b) Illustration d'un pendule oscillant dans un référentiel en rotation. (c) Principe de fonctionnement d'un gyromètre à fibre optique où le rayon laser est envoyé dans les deux sens de rotation et où la différence de chemin optique est mesurée à l'aide des interférences lumineuses en sortie [16].

Rotation d'une masse

Une solution consiste à se servir de la conservation du moment cinétique. De la même manière qu'un solide ponctuel suit en l'absence de perturbations une trajectoire rectiligne uniforme, un solide qui tourne sur lui-même tend à conserver son axe et sa vitesse de rotation. On peut ainsi fabriquer un gyroscope en entretenant en rotation sur lui-même un solide pesant dans une boîte, comme une toupie, tout en laissant l'axe de rotation libre de tourner dans toutes les directions. Cet axe de rotation restera alors fixe dans un référentiel inertiel et sera insensible aux rotations appliquées à la boîte.

Il s'agit historiquement du principe de fonctionnement des premiers gyroscopes, que ce soit celui de Léon Foucault en 1852, qui lui a donné son nom, pour observer la rotation de la Terre [17] (voir figure 1.2(a)) ou que ce soit celui utilisé en 1914 à Paris pour faire la démonstration des premiers autopilotes d'avion [4]. Ces gyroscopes dits mécaniques sont encore aujourd'hui les plus précis et sont notamment utilisés dans les sous-marins. Ils sont toutefois très chers, très encombrants et, comme toute machinerie complexe, nécessitent beaucoup d'entretien.

Au lieu de laisser l'axe de rotation libre de ses mouvements, il est possible de le forcer à garder une direction fixe dans le référentiel non inertiel du véhicule auquel il est attaché. Dans

ce cas la force qu'il faut appliquer est proportionnelle à la vitesse de rotation et la mesure de cette force permet de mesurer la vitesse de rotation. On a alors non plus un gyroscope mais un gyromètre.

Oscillation d'une masse

Une variante du gyroscope plus simple à réaliser consiste à faire osciller la masse dans la boîte au lieu de la faire tourner. L'axe d'oscillation tend de la même manière à garder une direction constante. Cette catégorie regroupe de nombreuses architectures possibles puisqu'il existe de nombreuses manières de faire osciller une masse. Elle nécessite toutefois une fréquence d'oscillation suffisamment élevée pour que la masse puisse être considérée comme en mouvement constant. L'exemple le plus célèbre d'un tel gyroscope est le pendule de Foucault, dont on voit l'axe d'oscillation tourner dans le référentiel terrestre car il est en fait fixe dans un référentiel inertiel (voir figure 1.2(b)).

Comme pour le gyroscope avec rotation de masse, il est possible d'imposer l'axe d'oscillation, de mesurer la force nécessaire pour le faire et donc de mesurer en fait une vitesse de rotation. On obtient un gyromètre. On détaille son principe de fonctionnement dans la section 1.2.

Rotation de la lumière

Une dernière solution consiste à faire tourner non plus une masse mais de la lumière. En effet, si le milieu dans lequel elle évolue se met également en rotation autour du même axe, la distance qu'elle doit parcourir pour faire un tour complet sera soit allongée si les rotations se font dans le même sens, soit raccourcie si les sens sont opposés. Cette différence de chemin optique est proportionnelle à la rotation subie (effet Sagnac).

Deux implémentations sont souvent employées : le gyroscope à fibre optique, appelé FOG (Fiber Optic Gyroscope), et le gyroscope à anneau de laser, appelé RLG (Ring Laser Gyroscope) [18]. Dans la première, le rayon laser se propage dans une fibre optique dont plusieurs kilomètres ont été enroulés en bobine (voir figure 1.2(c)) tandis que dans la seconde, il est réfléchi par trois miroirs placés en triangle.

1.1.4 Navigation inertielle

Pour connaître leur vitesse ou leur position, la plupart des capteurs ont besoin de repères extérieurs. Ainsi, le système de positionnement GNSS (Global Navigation Satellite System), comme GPS ou Galileo, effectue une triangulation à partir de distances connues avec des satellites en orbite autour de la Terre, le LIDAR (Light detection and ranging) émet des impulsions laser et mesure les échos renvoyés par le paysage environnant pour déterminer sa position relative dans ce décor ou encore l'odomètre dans une voiture compte le nombre de tours de roue pour en déduire la distance parcourue par le véhicule. Tous ces capteurs sont utilisés aujourd'hui dans les véhicules autonomes mais, comme ils s'appuient sur des données extérieures, la fiabilité de leurs mesures dépend de l'environnement. Le GNSS ne fonctionne plus sous un pont ou dans un tunnel car la liaison avec les satellites est alors coupée, le LIDAR peut être trompé par une surface qui réfléchit mal la lumière et l'odomètre ne fait pas la différence entre une roue qui tourne car la voiture avance et une roue qui dérape.

À l'inverse, les capteurs inertiels récoltent des informations sur le déplacement auquel ils sont soumis sans interaction avec le monde extérieur. En regroupant dans une même enceinte

trois accéléromètres et trois gyromètres mesurant les accélérations et les vitesses de rotation dans les trois directions de l'espace, on obtient ainsi une unité de mesures inertielles ou IMU (Inertial Measurement Unit) capable, en intégrant les mesures au cours du temps, de calculer sa position et son orientation par rapport à son point de départ. Ces IMU sont très utiles à la navigation et sont aujourd'hui embarquées dans la plupart des véhicules soit autonomes (drones, sondes spatiales, voitures autonomes...), soit au pilotage complexe (avions, sous-marins...).

Les capteurs inertiels conservent tout de même un défaut important. Comme la mesure du déplacement est une intégrale en fonction du temps, les erreurs de mesures s'accumulent et l'écart entre la position réelle et la position estimée croît en permanence. La capacité d'un capteur à avoir le moins d'erreur possible pour limiter la dérive est souvent le critère principal examiné pour discriminer les capteurs. Pour compenser cette dérive, trois stratégies peuvent être mises en place.

1. Avant la mise en service des IMU, un étalonnage des capteurs permet d'estimer précisément leurs erreurs et ainsi de les compenser. Par exemple, l'influence de la température sur un gyromètre est quantifiée en fixant le capteur sur une table tournante dans une enceinte thermique, en faisant varier la température et en observant l'évolution de la mesure pour une vitesse de rotation contrôlée. À l'aide d'un étalonnage bien effectué, on peut facilement améliorer la précision des capteurs bon marché d'un ordre de grandeur.
2. Pendant le fonctionnement des capteurs, les mesures sont analysées mathématiquement à l'aide d'un filtre de Kalman pour estimer en permanence les erreurs résiduelles après l'étalonnage et ainsi les compenser. Les filtres de Kalman ne convergent toutefois pas toujours facilement vers une solution stable et une phase d'initialisation est souvent requise où des déplacements faciles à traiter sont effectués. Ce traitement nécessite également d'embarquer une unité de calcul et on ne parle plus d'IMU mais d'AHRS (Attitude and Heading Reference System). Il s'agit de l'unité de base pour la navigation inertielle.
3. Finalement, il est possible de coupler l'AHRS avec d'autres capteurs de positionnement, tels que listés précédemment, qui se servent de l'environnement extérieur pour la mesure et qui ne sont donc pas sensibles à la dérive de la mesure. Il s'agit très souvent d'une fusion de données entre des mesures inertielles et des mesures GNSS. On obtient alors ce qu'on appelle une centrale inertielle ou INS (Inertial Navigation System). La centrale inertielle tire le meilleur de chaque technique de positionnement puisque la dérive de la mesure est compensée par le positionnement absolu du GNSS et la perte de signal du GNSS est compensé par la mesure insensible à l'environnement de l'IMU.

Les centrales inertielles sont des outils puissants et polyvalents employés dans de nombreuses applications et pas seulement pour la navigation. Dans la figure 1.3, on peut voir deux centrales inertielles présentes sur le marché qui illustrent cette diversité. La figure 1.3(a) présente une centrale inertielle Ellipse-N de la société SBG Systems de taille $46 \times 45 \times 24 \text{ mm}^3$ pour un poids de 49 g et une consommation électrique de 1 W. Sa précision d'orientation est de $0,2^\circ$ à l'aide du GNSS si elle est reliée à une antenne [19]. Cette centrale est employée pour l'orientation de nacelles, dans les drones de faibles poids, dans les véhicules autonomes comme les voitures qui ont des contraintes sur les prix et un environnement facilement observable ou encore pour l'analyse dynamique de mouvements dans des conditions où le GNSS fonctionne bien comme pour les voitures de courses. La figure 1.3(b) présente une centrale inertielle Octans de la société iXblue de taille $275 \times 136 \times 150 \text{ mm}^3$ pour un poids de 4,5 kg et une consommation de 18 W. Sa précision d'orientation est de $0,1^\circ$ lorsqu'elle est seule et de $0,05^\circ$ lorsqu'elle reçoit l'aide du

GNSS [20]. Évidemment la différence de prix entre ces deux INS est importante. Cette centrale est employée dans la navigation en général et pour les mesures sur bateau en particulier, par exemple pour les sondages maritimes ou les forages pétroliers. Les différences entre ces deux centrales sont dues quasi exclusivement à la différence de gyromètres. SBG Systems utilise des micro capteurs MEMS peu chers, peu encombrants et peu consommateurs en énergie mais moins précis que les gyromètres à fibre optique embarqués dans les centrales inertielles d'iXblue. Ces derniers sont d'ailleurs suffisamment précis pour pouvoir déterminer un cap sans GNSS en mesurant la vitesse de rotation de la Terre et en déduisant leur orientation par rapport au nord géographique.



FIGURE 1.3 – (a) Photographie d'une centrale inertielle Ellipse de la société SBG Systems [19]. (b) Photographie d'une centrale inertielle Octans de la société iXblue [20].

À partir de la figure 1.3, on distingue les enjeux autour de la fabrication des capteurs inertiels. Comme les centrales inertielles sont intégrées dans des véhicules, elles doivent être légères, petites et économes en batterie mais en même temps elles doivent être précises. Il y a donc une demande pour des capteurs inertiels miniatures mais performants.

1.1.5 Miniaturisation

Réduire la taille des capteurs a conduit logiquement depuis plusieurs dizaines d'années à utiliser la technologie MEMS. Les capteurs MEMS sont en écrasante majorité fabriqués en silicium car le perfectionnement des procédés de fabrication de ce matériau permet d'atteindre des tailles et des prix très réduits. Pour les capteurs inertiels, qui représentaient en 2016 un quart de la production de capteurs MEMS toutes catégories confondues, c'est historiquement leur intégration dans les automobiles, que ce soit des gyromètres pour l'aide à la navigation ou des accéléromètres pour l'ouverture des airbags, qui a guidé la demande [21]. La croissance annuelle de la production de capteurs MEMS est supérieure à 10 % depuis 2014 et rien n'indique un ralentissement particulier. Pour les gyromètres, cette croissance est aujourd'hui principalement alimentée par les secteurs des smartphones, des caméras et des manettes de jeu vidéo, c'est-à-dire des marchés « grand public » pour lesquels c'est surtout le prix qui importe. Cet élan profite également à la recherche de capteurs plus performants bien que plus chers, plutôt employés dans le secteur militaire ou aérospatial. Cette amélioration continue des performances des capteurs MEMS depuis plusieurs années leur permet d'adresser de nouveaux marchés autrefois réservés aux autres technologies, typiquement celui des centrales inertielles. Ce travail de thèse s'inscrit dans cette logique en se donnant comme objectif de fabriquer des capteurs inertiels plus précis.

Au vu de la section 1.1.2, on conçoit que la miniaturisation des accéléromètres se fasse plutôt aisément car les structures mécaniques de base sont simples. Les difficultés ont tendance à survenir lorsqu'on cherche à découpler proprement ces structures des perturbations extérieures, comme les vibrations, les chocs ou les variations de température. Si on laisse de côté le problème du découplage, les accéléromètres MEMS mécaniques en grande majorité se composent d'une masse suspendue par des poutres jouant le rôle de ressort. Si le matériau utilisé est piézo-électrique comme le quartz, la mesure se fait en récoltant les charges électriques s'accumulant sur les électrodes situées sur les poutres quand celles-ci fléchissent [13]. Autrement elle se fait par mesure capacitive. Des condensateurs sont fabriqués par dépôt d'électrodes en vis-à-vis sur des parties fixes et mobiles du capteur. Lorsque ces dernières se déplacent elles font varier la capacité du condensateur.

Les gyromètres, comme décrit dans la section 1.1.3, sont plus difficiles à miniaturiser. Si plusieurs solutions sont l'objet de recherches [22], l'architecture qui se prête le plus à la miniaturisation est celle de la masse oscillante. En effet faire osciller une masse revient à exciter un mode propre de vibration d'une structure, ce qui se fait à n'importe quelle échelle, tandis que, par exemple, la rotation continue d'une masse nécessite à petite échelle une machinerie complexe pour se substituer au roulement à billes. La section suivante détaille le fonctionnement du gyromètre à masse oscillante.

1.2 Gyromètre vibrant miniaturisé

Un gyromètre vibrant est en fait un résonateur dont au moins deux modes propres de vibration jouent des rôles particuliers. On présente quelques rappels au sujet du résonateur simple dans la sous-section 1.2.1. On s'intéresse ensuite dans la sous-section 1.2.2 au modèle mathématique du gyromètre afin d'en comprendre les caractéristiques importantes puis on analyse dans la sous-section 1.2.3 quelques réalisations concrètes.

1.2.1 Résonateur simple

On considère la propagation dans un solide d'ondes sinusoïdales, c'est-à-dire de vibrations caractérisées par une fréquence, une amplitude et une direction. Si le solide est composé d'un matériau unique, les ondes ne se réfléchissent qu'aux bords du solide. Pour la plupart des fréquences, la superposition de ces différentes réflexions est destructive et les ondes générées s'évanouissent rapidement. En revanche pour certaines fréquences particulières, les réflexions ont une superposition constructive qui crée une onde stationnaire dans le solide. Cette dernière se traduit à l'échelle macroscopique par une déformation périodique du solide que l'on appelle *mode propre de vibration*. Ces modes propres, qui sont chacun intrinsèquement associés à une fréquence et une déformation du solide, dépendent des propriétés mécaniques du matériau (masse volumique, module d'Young, etc.) et de la géométrie du solide.

Pour prédire la réponse d'un solide à une excitation sinusoïdale, on peut modéliser un mode propre de vibration à l'aide d'un résonateur simple, c'est-à-dire une masse m suspendue à un bâti par un ressort de raideur k et un amortisseur de constante c , comme présenté dans la figure 1.4.

Grâce à la relation fondamentale de la dynamique, on établit l'équation différentielle du

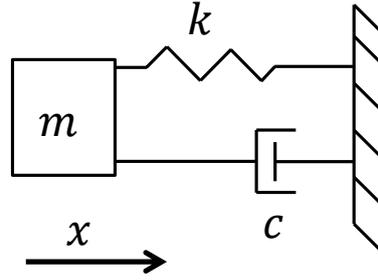


FIGURE 1.4 – Modèle d'un résonateur simple.

mouvement dans le cas d'une force d'excitation sinusoïdale d'amplitude F_0 et de pulsation ω .

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F_0 \cos(\omega t) \quad (1.2)$$

$$\Leftrightarrow \frac{\ddot{x}}{\omega_x^2} + \frac{1}{Q_x} \frac{\dot{x}}{\omega_x} + x = A \cos(\omega t) \quad (1.3)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \omega_x = \sqrt{\frac{k}{m}} & \text{la pulsation propre en radians} & (1.4) \\ Q_x = \omega_x \frac{m}{c} = \frac{\sqrt{km}}{c} & \text{le facteur de qualité (sans unité)} & (1.5) \\ A = \frac{F_0}{k} & \text{l'amplitude en mètres du déplacement d'excitation} & (1.6) \end{cases}$$

La pulsation propre est également appelée pulsation de résonance. La fréquence de résonance en hertz se calcule à partir de la pulsation de résonance telle que $f_x = \omega_x / (2\pi)$.

En régime permanent, on a $x(t) = X(\omega) \cos(\omega t + \phi(\omega))$ où X est l'amplitude du déplacement de la masse et ϕ sa phase. En introduisant $\underline{x}(t) = \underline{X}e^{j\omega t}$ avec $\underline{X} = Xe^{j\phi}$ dans l'équation (1.3) et en simplifiant par $e^{j\omega t}$ on obtient l'expression suivante.

$$\underline{X} = \frac{A}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_x^2} + j\frac{1}{Q_x} \frac{\omega}{\omega_x}} \quad (1.7)$$

On constate que $X = |\underline{X}|$ et que $\phi = \arg(\underline{X})$.

Si Q_x est supérieur à 10, on peut montrer à partir de (1.7) que l'amplitude X est maximale pour $\omega \approx \omega_x$, c'est-à-dire à la pulsation de résonance, et vaut environ $A \times Q_x$ comme présenté dans la figure 1.5(a). La phase, elle, varie de 0° à -180° en passant par -90° à la résonance (voir figure 1.5(b)). Plus Q_x est élevé, plus l'amplitude à la résonance est grande et plus la transition de phase est abrupte.

Le facteur de qualité Q_x traduit en fait la capacité du résonateur à conserver l'énergie mécanique à la résonance, c'est-à-dire à être découplé de l'environnement extérieur. Q_x est inversement proportionnel aux dissipations (frottements de l'air, transmission de vibrations au bâti...) comme visible dans l'équation (1.5) où les pertes énergétiques sont modélisées par la constante c de l'amortisseur. À la résonance, l'amplitude du mouvement augmente ce qui accroît les pertes jusqu'à ce qu'elles compensent à chaque oscillation l'apport d'énergie de l'excitation. Si l'excitation cesse, on observera encore un nombre d'oscillations environ égal à Q_x avant que l'énergie mécanique ne s'évanouisse et que la masse ne s'arrête. Réciproquement, pour atteindre le régime permanent avec une excitation constante il faut compter un nombre d'oscillations environ égal à Q_x .

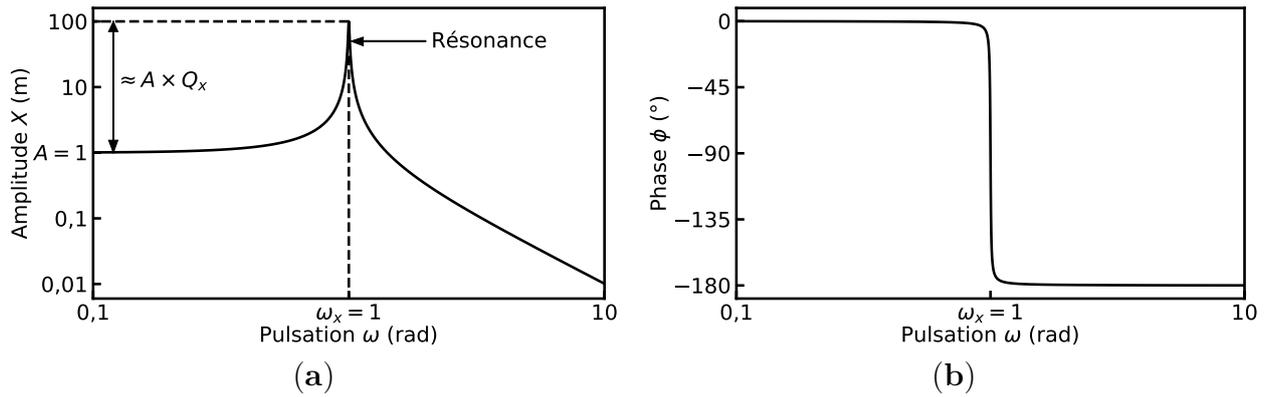


FIGURE 1.5 – Résonance dans le cas $Q_x = 100$, $\omega_x = 1$ rad et $A = 1$ m : (a) amplitude X et (b) phase ϕ .

1.2.2 Modèle masse-ressort du gyromètre

Un gyromètre vibrant qui mesure la vitesse de rotation Ω_z autour d'un axe z peut être modélisé par une masse d'épreuve m suspendue dans une boîte par des ressorts de raideurs k_x et k_y et des amortisseurs de constantes c_x et c_y (voir figure 1.6) [23][24][25]. Idem pour un gyroscope vibrant qui mesure la position angulaire autour de l'axe z . Il est donc composé de deux résonateurs couplés dont il est possible d'actionner ou de détecter le mouvement dans les deux directions x et y .

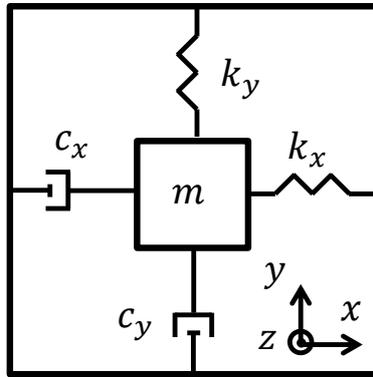


FIGURE 1.6 – Modèle d'un gyromètre vibrant mesurant la vitesse de rotation autour de l'axe z .

Si les ressorts et amortissements sont identiques, c'est-à-dire si $k_x = k_y$ et $c_x = c_y$, alors les fréquences de résonance f_x et f_y sont égales et toutes les directions d'oscillation dans le plan (xOy) sont équivalentes. On parle de modes appariés (*matched*). Ils correspondent souvent à un mode propre qui a dégénéré suite à l'existence d'une symétrie de révolution de la structure. C'est le cas par exemple d'un hémisphère (ou bol vibrant, voir section 1.2.3) dont l'axe qui passe par le pôle est un axe de révolution. Dans ce cas, d'après le principe d'inertie, une oscillation simple de la masse conserve son axe d'oscillation dans un référentiel inertiel. Réciproquement cela signifie que, dans le référentiel du capteur, l'axe d'oscillation tourne en opposition à la rotation du capteur. Il compense en quelque sorte les rotations du capteur pour rester fixe dans le référentiel inertiel. En mesurant cette rotation de l'axe d'oscillation dans le référentiel

du capteur, on peut retrouver la position angulaire du capteur. Un tel résonateur est donc un gyroscope.

D'un point de vue mathématique, l'énergie d'oscillation n'est pas contenue dans un seul mode propre mais dans les deux modes appariés et se projette sans perte sur l'un et sur l'autre pendant la rotation. Le résultat à un instant donné correspond à la superposition des deux modes. Dans les faits, comme l'amortissement des résonances est non nul, l'oscillation finit par s'atténuer puis par s'arrêter. Pour pallier à ce défaut, on limite le plus possible les dissipations d'énergie, ce qui revient à maximiser Q , et on entretient l'oscillation à l'aide d'une excitation constante. Comme l'axe d'oscillation tourne dans le référentiel du capteur, cela nécessite de lier l'excitation à la rotation de l'axe d'oscillation ce qui est un asservissement complexe. Par ailleurs, il est très difficile d'obtenir des modes appariés car le moindre défaut de fabrication de la structure mécanique crée une dissymétrie et sépare les modes car il n'y a plus de dégénérescence. Fabriquer un gyroscope est donc délicat.

En réalité dans le cas le plus courant, les fréquences de résonance des modes x et y sont écartées, i.e. $f_x \neq f_y$. Si elles le sont suffisamment ($|f_x - f_y| > f_x/Q_x$) l'axe d'oscillation ne peut plus vraiment tourner dans le référentiel du capteur car en excitant un mode en-dehors de sa fréquence de résonance l'énergie se dissipe fortement. Ainsi si l'oscillation est initialisée le long de l'axe x à la fréquence f_x , une rotation du capteur entraînera un transfert d'énergie du mode x au mode y mais comme $f_x \neq f_y$, l'amplitude du mode y sera plus faible ce qui traduit une perte d'énergie. Une stratégie possible pour obtenir un gyromètre consiste alors à faire jouer des rôles différents aux modes x et y qu'on appelle respectivement mode *pilote* et mode de *détection*. L'excitation est entretenue seulement sur le mode pilote (à la fréquence f_x) en boucle ouverte. Lorsqu'il y a une rotation, l'oscillation est projetée en partie sur le mode de détection mais sans pertes pour le mode pilote puisque l'excitation y est maintenue. L'amplitude de vibration du mode de détection correspond à la force transmise par le bâti et est donc proportionnelle à la vitesse de rotation. La mesure de cette amplitude permet de mesurer la vitesse de rotation. On obtient alors un gyromètre en boucle ouverte à modulation d'amplitude. Si on adopte les conventions habituelles pour appliquer le principe fondamental de la dynamique dans un référentiel non galiléen, la force que l'on mesure est en fait la force de Coriolis F_C .

$$F_C = -2\Omega_z m \frac{dx}{dt} = -2\Omega_z m \dot{x} \quad (1.8)$$

On suppose que

1. l'amplitude du mode de détection reste petite devant l'amplitude du mode pilote ;
2. la pulsation d'excitation ω_x du mode pilote est bien plus grande que les vitesses de rotation ;
3. les variations de Ω_z restent négligeables devant la fréquence d'oscillation ($\dot{\Omega}_z \ll \omega_x^2$) ;
4. il n'y a pas d'erreurs d'alignement :
 - (a) les axes de vibration de m selon les modes propres x et y sont exactement perpendiculaires,
 - (b) l'excitation du mode pilote est exactement alignée avec l'axe x .

On obtient alors en se servant de (1.8) les équations différentielles suivantes.

$$\begin{cases} m\ddot{x} + c_x\dot{x} + k_x x = F_0 \cos(\omega_x t) \\ m\ddot{y} + c_y\dot{y} + k_y y = -2\Omega_z m \dot{x} \end{cases} \quad (1.9)$$

où $F_0 \cos(\omega_x t)$ est la force d'excitation du mode pilote.

Dans le cas d'un gyromètre utilisé pour la navigation de véhicules, les hypothèses 2 et 3 sont raisonnables car les vitesses de rotation imposées par ces véhicules, au maximum quelques tours par seconde, sont lentes comparées aux dizaines de kilohertz des fréquences de résonance des modes pilote et de détection. L'hypothèse 1 est une conséquence de l'écart entre f_x et f_y . L'hypothèse 4 dépend de la précision du procédé de fabrication. Elle est admise pour faciliter les calculs mais est souvent fautive en réalité.

Afin de simplifier les expressions par la suite, on considère trois nouvelles conditions sur notre résonateur.

$$Q_x \gg 1 \quad (1.10)$$

$$Q_y \gg 1 \quad (1.11)$$

$$\omega_x \gg |\omega_y - \omega_x| \Leftrightarrow \omega_y \gg |\omega_y - \omega_x| \quad (1.12)$$

Les conditions (1.10) et (1.11) sont peu restrictives car elles sont en fait nécessaires pour obtenir un gyromètre hautes performances comme détaillé au paragraphe suivant. La condition (1.12) est souvent vérifiée car, toujours pour des raisons de performances, f_x et f_y ne doivent pas être trop écartées tandis qu'on leur évite des valeurs trop faibles pour rendre le capteur moins sensible aux vibrations mécaniques parasites. Ces dernières sont souvent inférieures à 2 kHz [26, method 514.8] alors que f_x et f_y sont souvent supérieures à 10 voire 20 kHz.

À partir de (1.9) et sous les hypothèses simplificatrices (1.10), (1.11) et (1.12), il est possible de déterminer les limites mécaniques du modèle, à savoir l'amplitude du mode pilote X puis le facteur d'échelle FE [27] et la bande passante à 3 dB BP [28] du gyromètre.

$$X = \frac{F_0}{k_x} Q_x \quad (1.13)$$

$$FE = \frac{Y}{\Omega_z} = \frac{X}{|\omega_y - \omega_x|} \quad (1.14)$$

$$BP = \sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{2}} |f_y - f_x|} \approx 0,54 |f_y - f_x| \quad (1.15)$$

où Y est l'amplitude du mode de détection. Le facteur d'échelle traduit la capacité du gyromètre à ressentir la vitesse de rotation. Plus il est élevé, plus il sera facile de détecter une vitesse de rotation faible car même si cette dernière est petite, elle créera quand même une amplitude d'oscillation du mode de détection. D'après l'équation (1.14) pour augmenter ce facteur d'échelle, il faut augmenter l'amplitude X ou rapprocher les fréquences de résonance f_x et f_y . Favoriser un grand facteur de qualité Q_x permet de répondre à la première exigence en augmentant X (voir équation (1.13)) bien qu'évidemment en pratique, l'amplitude du mode pilote est limitée par la résistance à la rupture de la structure mécanique. Pour la deuxième exigence en revanche, il faut trouver un compromis entre facteur d'échelle et bande passante car cette dernière est limitée par des fréquences de résonance trop proches l'une de l'autre d'après l'équation (1.15). On constate ainsi qu'il est nécessaire d'avoir Q_x élevé, idéalement on vise $Q_x > 100\,000$, et de pouvoir contrôler assez précisément les valeurs de f_x et f_y , avec un écart compris entre 200 Hz et 2 kHz par exemple, lors la fabrication de la structure mécanique. Il faut alors un procédé de fabrication fiable et répétable.

Deux autres paramètres déterminant la performance d'un gyromètre sont le biais et le bruit sur la sortie. Le biais correspond à la sortie du capteur quand ce dernier est immobile. Il est

idéalement nul mais évidemment ce n'est pas le cas en réalité, souvent à cause de couplages non désirés entre l'excitation et la détection. Comme il peut être compensé numériquement, sa valeur, tant qu'elle reste modérée, a peu d'importance. En revanche sa stabilité est cruciale autrement la compensation ne fonctionne plus. Le bruit global du capteur est composé de plusieurs parties dont la plus visible est l'ARW (Angular Random Walk). L'ARW est un bruit blanc et il est donc proportionnel à la bande passante ce qui le rend prépondérant dans la plupart des applications car ces dernières ont souvent besoin d'une bande passante supérieure à 100 Hz. En revanche, il est inversement proportionnel au facteur d'échelle ce qui rend encore plus important l'optimisation de dernier.

De façon un peu contre-intuitive, la valeur de la masse m n'influence pas l'amplitude du mode de détection. En revanche, en conférant plus d'inertie à la masse d'épreuve, augmenter m diminue le bruit mécanique, aussi appelé bruit brownien, dû à l'agitation thermique [29][30] qui participe à l'ARW. On donne ci-dessous l'expression de σ_Ω , l'écart-type du bruit brownien en rad.s^{-1} , en fonction des paramètres mécaniques du gyromètre [27].

$$\sigma_\Omega = \frac{k_x}{F_0 Q_x} \sqrt{\frac{K_B T}{m Q_y \omega_x}} \sqrt{BP} \quad (1.16)$$

où $K_B \approx 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann, T est la température et BP la bande passante électronique du gyromètre. De plus, une masse m élevée est souvent nécessaire pour bien découpler la masse d'épreuve des perturbations extérieures. De même, le facteur de qualité Q_y du mode de détection ne joue aucun rôle dans le cas des modes séparés mais diminue le bruit mécanique, d'après l'équation (1.16). Comme on cherche à mesurer des valeurs d'amplitude très faibles, il est important de diminuer ce bruit mécanique. Notons tout de même que le bruit majoritaire dans la composition de l'ARW est souvent le bruit issu de l'électronique d'amplification [27].

D'autres modes de fonctionnement du gyromètre vibrant existent, notamment le gyromètre en boucle fermée, où on applique une force de rétroaction sur le mode de détection [25, sec. B.5], ou le gyromètre en modulation de fréquence, où les modes x et y sont excités en même temps mais en décalage de phase pour faire tourner la masse dans le plan (xOy) un peu comme un gyromètre à masse tournante [31], mais ils sont plus complexes à mettre en œuvre. Dans un premier temps, pour explorer les possibilités offertes par le GaAs semi-isolant, on se donne comme objectif dans cette thèse le gyromètre en modulation d'amplitude à boucle ouverte.

1.2.3 Exemples de réalisations concrètes

Plusieurs architectures de résonateurs permettent de fabriquer des gyromètres vibrants [22]. Nous en présentons brièvement trois différentes pour illustrer leur diversité. Les concepteurs de gyromètre pour la navigation se concentrent habituellement sur la minimisation du bruit (ARW) et du biais (optimisation de la stabilité de biais) parce qu'il s'agit des deux critères qui aggravent le plus la dérive de la mesure (voir section 1.1.4) et parce qu'ils sont faciles à mesurer en laboratoire. Ce sont ceux que nous retenons également pour comparer les gyromètres entre eux. Néanmoins, il ne s'agit que d'un aspect des performances qui dépendent aussi, par exemple, de l'optimisation de l'encapsulation (*packaging*) pour diminuer la sensibilité aux variations de température ou aux vibrations [32].

Gyroscope par résonance d'un hémisphère

Une architecture classique de gyroscope est ce qu'on appelle le bol vibrant ou HRG (Hemispherical Resonator Gyroscope). Il s'agit d'un hémisphère dont l'ancrage au bâti se trouve au niveau du pôle. Si sa symétrie de révolution est suffisamment bonne, le 1^{er} mode propre de vibration du bord de l'hémisphère, qui lui donne une forme ellipsoïdale (voir figure 1.7(a)), dégénère en deux modes propres identiques dont le second est tourné de 45° par rapport au premier. L'oscillation est alors libre de tourner autour de l'axe de symétrie de l'hémisphère. On notera que, contrairement aux hypothèses prises dans la sous-section 1.2.2, les axes d'oscillation ne sont pas perpendiculaires ce qui se traduit par une rotation des axes d'oscillation plus lente que la rotation de la structure. Cette propriété avait déjà été observée au 19^e siècle concernant la résonance des verres à pied qui sont, peu ou prou, des HRG [33]. Le HRG Crystal développé par la société Safran [34] ou le HRG développé par la société Northrop Grumman [35] (voir figure 1.7(b)) sont des exemples de tels gyroscopes. Le HRG Crystal est fabriqué en silice et possède un bruit très faible, son ARW vaut $0,001^\circ \cdot \text{h}^{-1/2}$, et une très bonne stabilité de biais, inférieure à $0,0001^\circ \cdot \text{h}^{-1}$ (rms). Si le HRG Crystal est très performant, il reste quand même volumineux comparé à des gyromètres MEMS notamment car sa 3^e dimension le long de l'axe de révolution est plus grande que dans les MEMS qui correspondent souvent à une simple extrusion d'un motif 2D.

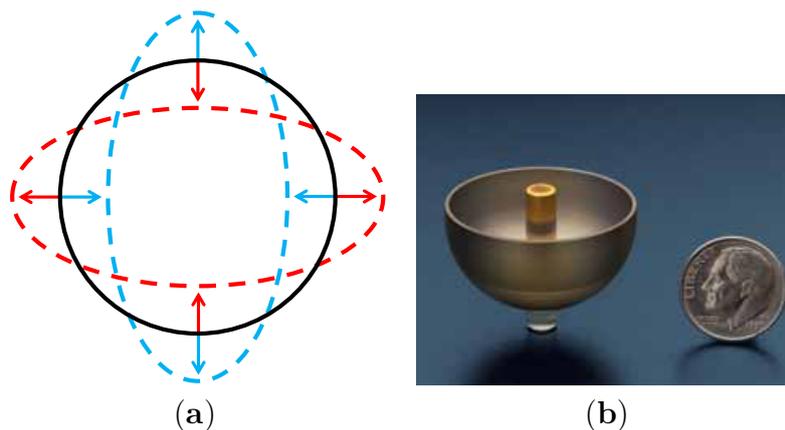


FIGURE 1.7 – (a) Schéma du mode propre de vibration identique pour un anneau ou pour le bord de l'hémisphère. (b) Photographie du HRG développé par la société Northrop Grumman [35].

Gyromètre par résonance d'un anneau

À l'opposé du gyroscope Crystal, on trouve les gyromètres MEMS vibrants en silicium qui regroupent la très grande majorité des gyromètres disponibles sur le marché. Un grand nombre des gyromètres MEMS proposés ces dernières années reposent sur une structure annulaire [36][37][38]. Le PinPoint CRM100 de la société Silicon Sensing illustre bien cette catégorie [39]. Il s'agit d'un gyromètre MEMS en modulation d'amplitude à boucle ouverte, comme décrit dans la section 1.2.2, qui représente un bon compromis entre performances d'un côté et compacité et coût de fabrication de l'autre. La structure résonante est un anneau en silicium relié à son centre, où se situe l'ancrage, par des rayons, un peu comme une roue de vélo (voir figure 1.8).

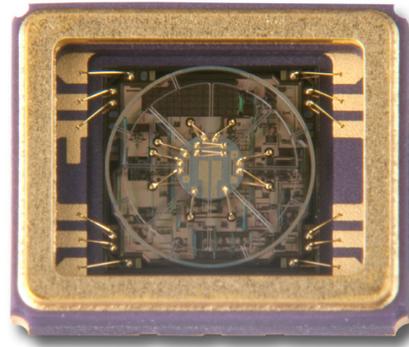


FIGURE 1.8 – Photographie du CRM100 de la société Silicon Sensing sans son couvercle où l'on distingue l'anneau de silicium suspendu au-dessus de l'électronique de traitement [39].

Un anneau vibrant est en fait une version simplifiée du HRG, une tranche de HRG en quelque sorte, puisque les modes pilote et de détection sont également les déformations d'un cercle en ellipse (voir figure 1.7(b)) tournées l'une par rapport à l'autre de 45° . Les capteurs en silicium possèdent un avantage majeur, le procédé d'usinage collectif du silicium par gravure réactive ionique profonde DRIE (Deep Reactive Ion Etching) est mature et permet de fabriquer presque n'importe quelle structure par extrusion de motifs 2D. Le résultat est compact et peu onéreux. En revanche le seul moyen de détection ou d'actionnement des modes propres est l'utilisation de la force électrostatique qui est non-linéaire et bruitée. L'ARW du CRM100 de Silicon Sensing vaut $0,2^\circ \cdot \text{h}^{-1/2}$, soit 200 fois plus que celui du Crystal de Safran. Une stratégie d'amélioration est d'optimiser ces structures pour compenser leurs défauts intrinsèques. Il existe ainsi des architectures de gyromètre en silicium dont l'ARW est inférieur à $0,004^\circ \cdot \text{h}^{-1/2}$ [40][41] mais la stabilité de biais de l'ordre de $1^\circ \cdot \text{h}^{-1}$ (rms) est nettement plus mauvaise que celle du HRG.

Gyromètre diapason VIG

Une autre stratégie pour obtenir un gyromètre MEMS performant consiste à utiliser un matériau différent du silicium. On privilégiera par exemple un matériau piézoélectrique, c'est-à-dire dont la déformation fait apparaître un champ électrique et réciproquement. Cela permet ainsi un actionnement linéaire et simplifié des modes pilote et de détection. C'est la stratégie retenue au sein de l'unité CMT (Capteurs et Micro/nano Technologies) de l'ONERA, notamment avec le quartz [13] mais également avec d'autres matériaux comme le LGS ou le GaPO_4 [3], pour fabriquer un gyromètre diapason appelé VIG (Vibrating Integrated Gyrometer) (voir figure 1.9(a)). Il est conçu pour un actionnement et une détection piézoélectriques. Comme souvent pour les gyromètres diapason les deux modes pilote et de détection sont les flexions des poutres en opposition de phase : dans le plan pour le mode pilote et hors plan pour le mode de détection (voir figure 1.9(b)). La masse d'épreuve m du schéma 1.6 correspond ici aux poutres du diapason. On constate qu'avec cette architecture les modes pilote et de détection font osciller la masse d'épreuve dans des directions perpendiculaires. Le design optimisé des cadres de découplage autour du diapason permet d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à 100 000. L'ARW vaut $0,03^\circ \cdot \text{h}^{-1/2}$ [42]. Il existe également dans le commerce un gyromètre

diapason en quartz commercialisé par Systron Donner [43]. Son ARW vaut $0,6^\circ \cdot \text{h}^{-1/2}$ pour une stabilité de biais d'environ $1^\circ \cdot \text{h}^{-1}$.

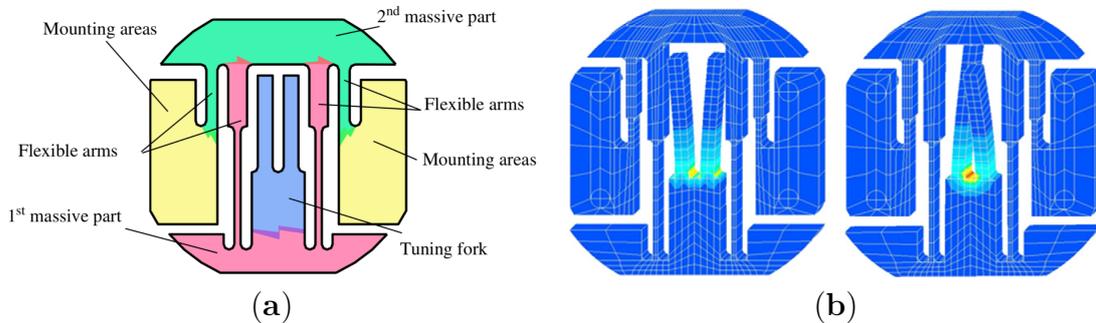


FIGURE 1.9 – (a) Schéma du VIG avec le diapason au centre et les structures de découplage autour [3]. (b) Illustrations des modes pilote et de détection [3].

Comme l'usinage collectif dans ces matériaux est réalisé par gravure d'un motif 2D et comme les directions de vibrations doivent être perpendiculaires, il est important que les flancs de gravure soient verticaux et que les angles soient droits. Autrement le travail préalable de conception de l'architecture et de dimensionnement des structures pour régler les modes propres et les fréquences de résonance devient ardu. Or la contrepartie d'utiliser un autre matériau que le silicium est que les procédés de fabrication par DRIE, ceux qui offrent le plus de liberté, sont souvent moins développés. Ainsi les VIG en quartz sont fabriqués par gravure humide, le quartz étant attaqué à l'acide fluorhydrique (HF) qui produit une gravure très verticale dans certaines orientations. Néanmoins on observe l'apparition de facettes dans les angles qui les empêchent d'être parfaitement droits. Cela peut conduire à un couplage des modes pilote et de détection (il n'est plus possible d'actionner l'un sans actionner l'autre) ainsi qu'une distorsion de leurs formes de vibration dégradant les facteurs de qualité.

1.3 Intérêt du GaAs pour les MEMS

Deux matériaux monocristallins sont principalement utilisés pour la fabrication des structures micro-mécaniques, comprenant les capteurs inertiels MEMS hautes performances : le quartz et le silicium. Le premier est piézoélectrique mais isolant tandis que le second est semiconducteur et non piézoélectrique. L'arséniure de gallium (GaAs) semi-isolant est à la fois piézoélectrique et semiconducteur tout en possédant une résistivité élevée. Il pourrait donc potentiellement combiner le meilleur des deux, en ayant à la fois une détection linéaire et une amplification du signal au plus près de la structure vibrante, afin d'augmenter le rapport signal à bruit. Dans la partie 1.3.1 nous discutons des caractéristiques d'un résonateur piézoélectrique en GaAs. Dans la partie 1.3.2 nous détaillons quelques propriétés du GaAs en les comparant à celles du silicium et du quartz pour en cerner le potentiel et les limites dans l'objectif de l'utiliser pour les capteurs inertiels. Enfin dans la partie 1.3.3 nous présentons l'état de l'art des capteurs MEMS en GaAs.

1.3.1 Résonateur piézoélectrique

Équations piézoélectriques

Dans les cristaux comportant des atomes différents, comme le GaAs ou le quartz, la différence d'électronégativité peut conduire à un décalage des barycentres des charges positives et négatives des atomes bien que le cristal reste neutre électriquement. Dans certains agencements d'atomes, la déformation mécanique du matériau déplace ces charges et crée une différence de potentiel. Réciproquement, un champ électrique force les charges à se déplacer et induit une déformation. Mathématiquement, dans le cadre de l'élasticité linéaire, la piézoélectricité se traduit par un couplage des équations mécaniques et électriques qu'on peut écrire sous forme matricielle par les relations locales constitutives suivantes [27][44] :

$$\begin{cases} S = sT + d^T E \\ D = dT + \varepsilon E \end{cases} \quad (1.17)$$

$$\begin{cases} T = cS - e^T E \\ D = eS + \varepsilon E \end{cases} \quad (1.18)$$

où les constantes et les grandeurs physiques, écrites au format matriciel en notation de Voigt, sont décrites dans les tableaux 1.1 et 1.2.

Les systèmes (1.17) et (1.18) sont équivalents. On rappelle que pour les constantes mécaniques, les indices 1 à 3 représentent des déplacements en extension-compression tandis que les indices 4 à 6 représentent du cisaillement.

Domaine	Notation	Nom	Unité	Matrice	Tenseur
Électrique	E	Champ électrique	V.m^{-1}	(3×1)	ordre 1
	D	Déplacement électrique	C.m^{-2}	(3×1)	ordre 1
Mécanique	S	Déformation	\emptyset	(6×1)	ordre 2
	T	Contrainte	N.m^{-2}	(6×1)	ordre 2

TABLE 1.1 – Grandeurs physiques

Domaine	Notation	Nom	Unité	Matrice	Tenseur
Électrique	ε	Permittivité électrique	F.m^{-1}	(3×3)	ordre 2
Mécanique	s	Compliance ou souplesse	$\text{m}^2.\text{N}^{-1}$	(6×6)	ordre 4
	c	Raideur ou rigidité élastique	N.m^{-2}	(6×6)	ordre 4
Piézoélectrique	d	Constante de charge	C.N^{-1}	(3×6)	ordre 3
	e	Constante piézoélectrique	C.m^{-2}	(3×6)	ordre 3

TABLE 1.2 – Constantes du matériau

Les constantes du matériau sont reliées par les équations suivantes.

$$s = c^{-1} \quad (1.19)$$

$$d = e \times s \quad (1.20)$$

$$e = d \times c \quad (1.21)$$

Pour le GaAs qui est un matériau cubique dont l'orientation (001) est l'orientation standard, le système (1.18) s'écrit sous la forme suivante.

$$\begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \\ D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 & -e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 & -e_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 & -e_{14} \\ \hline 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 & \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{14} & 0 & 0 & \varepsilon_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \\ E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

avec $c_{11} = 119 \text{ GPa}$, $c_{12} = 54 \text{ GPa}$, $c_{44} = 59 \text{ GPa}$, $e_{14} = -0,16 \text{ C.m}^{-2}$ et $\varepsilon_{11} = 13,18 \varepsilon_0 = 117 \text{ pF.m}^{-1}$ [45] où $\varepsilon_0 = 8,854 \text{ pF.m}^{-1}$ est la permittivité du vide.

On constate que pour le GaAs (001) le couplage piézoélectrique ne correspond qu'à du cisaillement. Pour l'actionnement des résonateurs, le couplage en cisaillement est moins efficace qu'un couplage en extension-compression pour lequel il est possible d'atteindre des déformations plus élevées et donc des collectes de charges plus importantes. Il est donc préférable de chercher une orientation du GaAs qui permette un couplage piézoélectrique avec des déformations en extension-compression. Intuitivement on peut penser qu'on souhaite seulement obtenir des coefficients $e_{ij} \neq 0$ pour $(i, j) \in \llbracket 1, 3 \rrbracket^2$ mais on va montrer dans la partie suivante que le problème à résoudre est en fait un peu plus complexe.

Couplage piézoélectrique désiré

Comme on souhaite fabriquer des résonateurs avec des déplacements importants de masse, afin d'augmenter l'inertie d'oscillation et donc la sensibilité du gyromètre (voir section 1.2.2 équation (1.14)), on privilégie des architectures à flexion de poutres [46] comme le gyromètre diapason décrit dans la section 1.2.3.

Pour une poutre encastree-libre alignée le long de y , on peut considérer, en première approximation¹ et dans le cadre de l'élasticité linéaire, que les seules déformations qu'elle subit lors d'une flexion simple sont dirigées selon y . Il s'agit d'une compression dans la moitié de la poutre du côté de la flexion et d'une extension dans l'autre moitié (voir figure 1.10(a) pour une flexion dans le plan et figure 1.10(b) pour une flexion hors-plan). Entre les deux se trouve la fibre neutre. Les déformations sont plus importantes près de l'encastrement.

Pour actionner la flexion il faut, en plus d'un coefficient de couplage piézoélectrique e_{ij} non nul, un jeu d'électrodes sur la poutre qui génère un champ électrique compatible avec ce coefficient e_{ij} . Pour générer un champ électrique, il faut utiliser une paire d'électrodes. Sur la première on applique une tension positive V^+ et sur la seconde une tension négative V^- . De cette manière, il est possible d'appliquer des champs électriques dans les directions x et z perpendiculaires à l'orientation de la poutre. Les coefficients piézoélectriques d'intérêt pour une flexion sont donc e_{12} pour des champs selon x et e_{32} pour des champs selon z . Pour une flexion dans le plan, les figures 1.11(a) et 1.11(b) présentent, sur des vues en coupe d'une poutre, les configurations idéales d'électrodes pour les cas $e_{32} \neq 0$ et $e_{12} \neq 0$. La deuxième est irréalisable puisqu'elle nécessite une électrode au milieu de la poutre et il faut donc se tourner vers des

1. Il s'agit de l'hypothèse de Bernoulli où l'on néglige le cisaillement pour les poutres élancées.

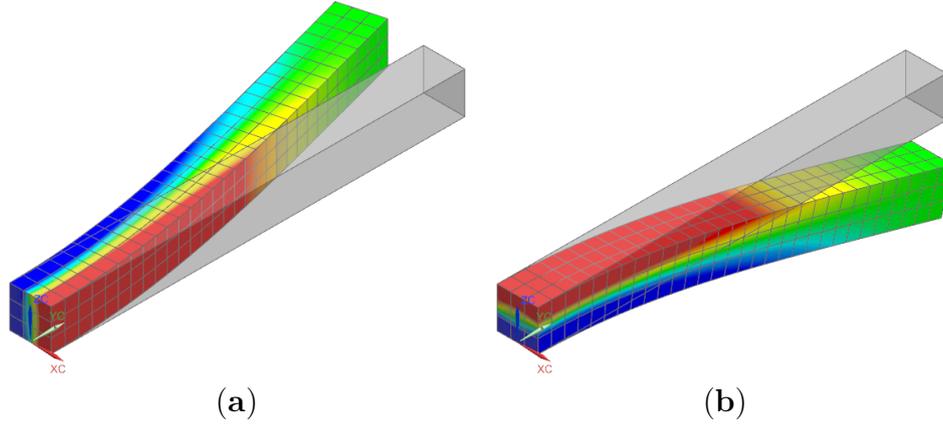


FIGURE 1.10 – Simulation d’une poutre encastée-libre le long de l’axe y : (a) en flexion dans le plan horizontal (xOy) et (b) en flexion perpendiculairement au plan horizontal (xOy). Les compressions sont colorées en bleu et les extensions en rouge.

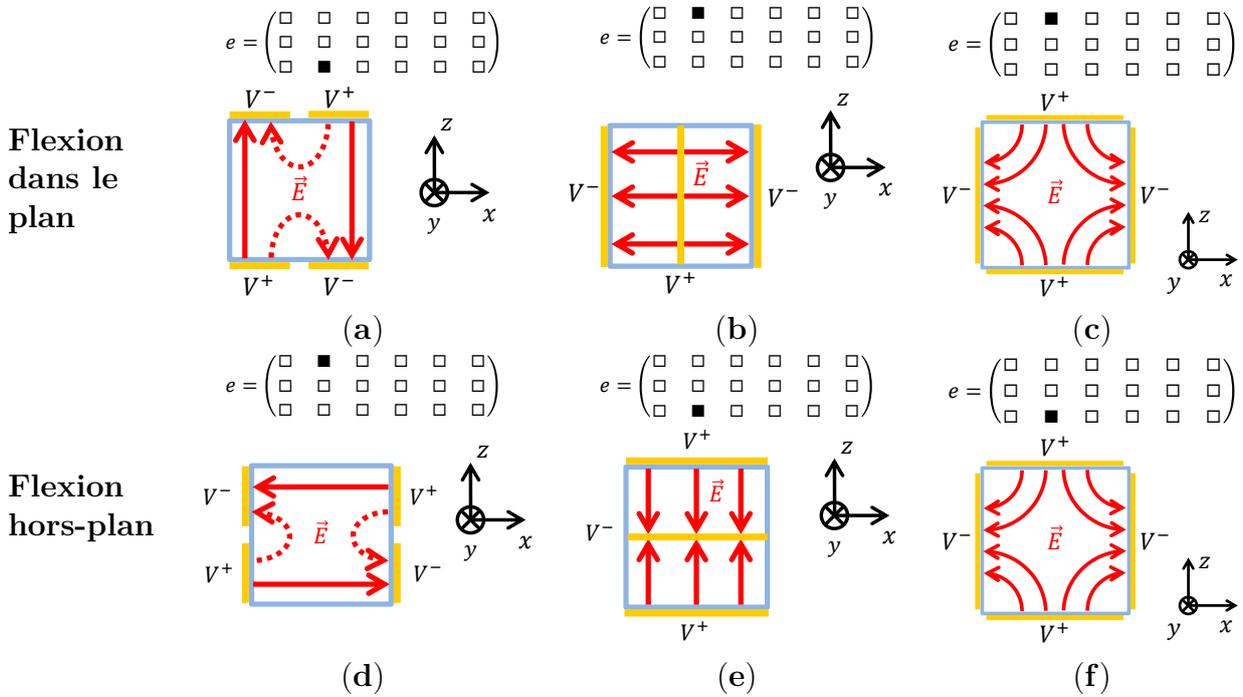


FIGURE 1.11 – Vues en coupe avec les champs électriques E générés par les tensions positive V^+ et négative V^- . Pour actionnement d’une flexion dans le plan : (a) configuration idéale et réalisable d’électrodes si $e_{32} \neq 0$, (b) configuration idéale d’électrodes si $e_{12} \neq 0$, (c) configuration réalisable d’électrodes si $e_{12} \neq 0$. Pour actionnement d’une flexion hors-plan : (d) configuration idéale et réalisable d’électrodes si $e_{12} \neq 0$, (e) configuration idéale d’électrodes si $e_{32} \neq 0$, (f) configuration réalisable d’électrodes si $e_{32} \neq 0$

solutions moins optimales comme celle présentée dans la figure 1.11(c). Pour la flexion hors-plan, les figures 1.11(d) et 1.11(e) présentent les configurations optimales et la figure 1.11(f) une solution réalisable. Cette dernière est en fait identique à celle de la figure 1.11(c) ce qui signifie qu’elle ne peut pas être employée si on a à la fois $e_{32} \neq 0$ et $e_{12} \neq 0$. Autrement on observerait des interférences, la flexion se ferait en biais et serait très sensible aux défauts

de symétrie des électrodes dus aux imprécisions des procédés de fabrication. Ces interférences sont également présentes dans les configurations des figures 1.11(a) et 1.11(d) (voir les champs électriques représentés par les flèches en pointillés). Pour un actionnement efficace, il est donc nécessaire d'avoir exclusivement $e_{32} \neq 0$ ou $e_{12} \neq 0$. On néglige les autres couplages car ils ne conduisent pas à une déformation en extension-compression le long de y qui est la composante principale pour une poutre en flexion.

Pour certaines architectures complexes, les poutres de flexion ne sont pas toutes orientées dans la même direction comme dans le cas du gyromètre triaxial où elles sont dirigées selon x et y en fonction de l'axe sensible (voir section 2.3). On souhaite alors avoir des coefficients de couplage piézoélectriques égaux pour ces deux directions piézoélectriques afin de ne pas favoriser un axe de détection, c'est-à-dire $|e_{32}| = |e_{31}|$ ou $|e_{12}| = |e_{21}|$. Finalement on cherche une orientation du GaAs dont la matrice piézoélectrique e est de la forme suivante.

$$e = \begin{pmatrix} \square & 0 & \square & \square & \square & \square \\ 0 & \square & \square & \square & \square & \square \\ \blacksquare & \blacksquare & \square & \square & \square & \square \end{pmatrix} \text{ pour le cas } e_{31} \neq 0, |e_{31}| = |e_{32}|, e_{12} = e_{21} = 0 \quad (1.23)$$

ou

$$e = \begin{pmatrix} \square & \blacksquare & \square & \square & \square & \square \\ \blacksquare & \square & \square & \square & \square & \square \\ 0 & 0 & \square & \square & \square & \square \end{pmatrix} \text{ pour le cas } e_{12} \neq 0, |e_{12}| = |e_{21}|, e_{31} = e_{32} = 0 \quad (1.24)$$

Orientations possibles du GaAs

Pour obtenir la matrice de piézoélectricité du GaAs pour une orientation particulière, il faut lui appliquer un changement de repère, c'est-à-dire une rotation. Cette rotation est ardue à faire dans le formalisme matriciel, on préfère donc travailler avec des tenseurs et utiliser la formule de Cady.

$$e'_{ijk} = R_{il}R_{jm}R_{kn}e_{lmn} \quad (1.25)$$

où R est un tenseur d'ordre 2 de changement de base équivalent à une matrice de rotation, e est le tenseur piézoélectrique d'ordre 3 et e' le même tenseur exprimé dans la nouvelle base après rotation. On applique la convention d'Einstein sur les sommes d'indices répétés. On peut ensuite exprimer de nouveau e sous forme de matrice en utilisant la notation de Voigt.

Solution de (1.23) On peut montrer numériquement qu'il existe plusieurs directions de z conduisant à $e_{12} = e_{21} = 0$ mais que, due à la symétrie de la matrice piézoélectrique du GaAs, elles sont en fait toutes équivalentes entre elles. On résout le problème pour l'une d'entre elle à savoir $z = (0, 0, 1)$ pour laquelle on a bien $e_{12} = e_{21} = 0$ comme visible dans l'équation (1.22). Une rotation d'angle φ autour de cet axe z correspond à la matrice de rotation $R^{(001)}$ suivante.

$$R^{(001)} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

À l'aide des expressions (1.25) et (1.26) on obtient la matrice piézoélectrique $e^{(001)}$ en fonction de φ .

$$e^{(001)}(\varphi) = e_{14} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & \cos(2\varphi) & \sin(2\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sin(2\varphi) & \cos(2\varphi) & 0 \\ \sin(2\varphi) & -\sin(2\varphi) & 0 & 0 & 0 & \cos(2\varphi) \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

où $e_{14} = -0,16 \text{ C.m}^{-2}$. Par défaut on a $|e_{31}^{(001)}| = |e_{32}^{(001)}|$, on cherche donc simplement à maximiser $e_{31}^{(001)}$ pour avoir le couplage piézoélectrique le plus important ce qui revient à choisir $\varphi = 45^\circ$. On a alors la matrice piézoélectrique suivante.

$$e^{(001)}(45^\circ) = e_{14} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

Solution de (1.24) De la même manière, toutes les directions de z correspondant à $e_{31} = e_{32} = 0$ sont équivalentes entre elles et on s'intéresse donc seulement au cas $z = (0, 1, 1)$. Une rotation d'angle φ autour de cet axe z , correspondant à la matrice de rotation $R^{(011)}$, donne la matrice piézoélectrique $e^{(011)}$ en fonction de φ .

$$R^{(011)} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \frac{\sin \varphi}{\sqrt{2}} & \frac{\cos \varphi}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{\sin \varphi}{\sqrt{2}} & -\frac{\cos \varphi}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

$$e^{(011)}(\varphi) = e_{14} \times \begin{pmatrix} -3 \sin^2 \varphi \cos \varphi & (3 \sin^2 \varphi - 1) \cos \varphi & \cos \varphi & 0 & 0 & (1 - 3 \cos^2 \varphi) \sin \varphi \\ (1 - 3 \cos^2 \varphi) \sin \varphi & 3 \sin \varphi \cos^2 \varphi & -\sin \varphi & 0 & 0 & (3 \sin^2 \varphi - 1) \cos \varphi \\ 0 & 0 & 0 & -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

On souhaite trouver les angles φ qui induisent $|e_{12}^{(011)}| = |e_{21}^{(011)}|$. La figure 1.12 présente les variations des coefficients $e_{12}^{(011)}$ et $e_{21}^{(011)}$ normalisés par e_{14} en fonction de φ . On remarque qu'il n'y a que deux niveaux d'intersections des courbes pour les valeurs absolues représentés par des lignes en marron pointillé. Dans ces deux cas, au moins une des intersections, représentées par les cercles verts, se fait entre les valeurs non absolues, c'est-à-dire entre deux courbes pleines ou deux courbes en tiret. On peut donc trouver les angles φ qui correspondent aux égalités des coefficients piézoélectriques sans s'embarrasser avec les valeurs absolues.

On résout l'équation $e_{12}^{(011)} = e_{21}^{(011)}$.

$$e_{12}^{(011)} = e_{21}^{(011)} \quad (1.31a)$$

$$\Leftrightarrow (3 \sin^2 \varphi - 1) \cos \varphi = (1 - 3 \cos^2 \varphi) \sin \varphi \quad (1.31b)$$

$$\Leftrightarrow \tan^3 \varphi - 2 \tan^2 \varphi - 2 \tan \varphi + 1 = 0 \quad (1.31c)$$

$$\Leftrightarrow (\tan \varphi + 1) \left(\tan \varphi - \frac{3 - \sqrt{5}}{2} \right) \left(\tan \varphi - \frac{3 + \sqrt{5}}{2} \right) = 0 \quad (1.31d)$$

$$\Leftrightarrow \varphi \in \{S; S + 180^\circ\} \text{ où } S = \left\{ \arctan \left(\frac{3 - \sqrt{5}}{2} \right) \approx 20,9^\circ; \arctan \left(\frac{3 + \sqrt{5}}{2} \right) \approx 69,1^\circ; 135^\circ \right\} \quad (1.31e)$$

Par symétrie du problème, les autres intersections correspondent à $S + 90^\circ$ et $S - 90^\circ$. D'après la figure 1.12, la solution $\varphi = 135^\circ$ donne des coefficients piézoélectriques plus faibles

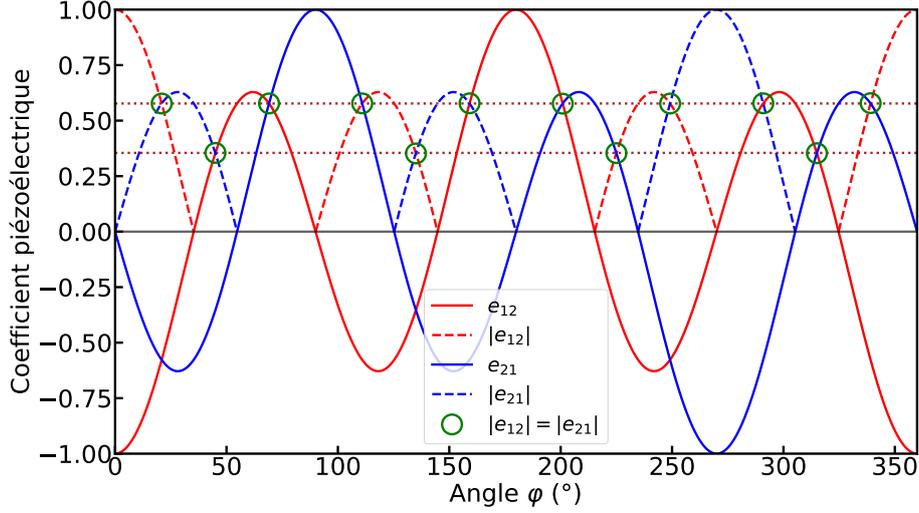


FIGURE 1.12 – Valeurs de $e_{12}^{(011)}/e_{14}$ et $e_{21}^{(011)}/e_{14}$ en fonction de l'angle φ autour de l'axe z . Les valeurs absolues sont représentées par des lignes en tiret. Les intersections des courbes des valeurs absolues, correspondant aux cas $|e_{12}| = |e_{21}|$, sont entourées. Ces intersections sont alignées sur deux lignes horizontales différentes tracées en marron pointillé.

que $\arctan(3 \pm \sqrt{5})/2$, on retient donc ces dernières.

$$e^{(011)}(20,9^\circ) = e_{14} \begin{pmatrix} -\sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{6}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} & \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{6}} & 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{3}} \\ -\frac{1}{\sqrt{3}} & \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{6}} & -\sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{6}} & 0 & 0 & -\frac{1}{\sqrt{3}} \\ 0 & 0 & 0 & -\sqrt{\frac{3-\sqrt{5}}{6}} & \sqrt{\frac{3+\sqrt{5}}{6}} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.32a)$$

$$\approx e_{14} \begin{pmatrix} -0,36 & -0,58 & 0,93 & 0 & 0 & -0,58 \\ -0,58 & 0,93 & -0,36 & 0 & 0 & -0,58 \\ 0 & 0 & 0 & -0,36 & 0,93 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.32b)$$

$$e^{(011)}(69,1^\circ) \approx e_{14} \begin{pmatrix} -0,93 & -0,58 & 0,36 & 0 & 0 & -0,58 \\ -0,58 & 0,36 & -0,93 & 0 & 0 & -0,58 \\ 0 & 0 & 0 & -0,93 & 0,36 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.33)$$

Conclusion

On a vu que l'actionnement et la détection piézoélectriques de flexions de poutres dans le plan et hors-plan nécessitent des configurations particulières d'électrodes associées à des matrices piézoélectriques adéquates (voir figure 1.11). Si l'on observe une vue en coupe de la poutre, les champs électriques utiles peuvent être soit verticaux, soit horizontaux. En ajoutant comme contrainte supplémentaire le fait que les poutres puissent être dirigées à 90° l'une de l'autre, nous avons identifié deux types de matrice piézoélectrique qui sont satisfaisantes (voir les matrices (1.23) et (1.24)). Nous avons donc posé le problème de trouver pour chacune de ces deux configurations une orientation du GaAs générant la matrice piézoélectrique souhaitée.

Pour la configuration exploitant les champs électriques verticaux (selon z), une solution est d'orienter les poutres sur wafer (001) dans la direction $\langle 110 \rangle$ ou perpendiculairement. On obtient alors la matrice (1.28). Pour la solution utilisant les champs électriques horizontaux (selon x

ou y), il faut orienter les poutres sur wafer (011) dans la direction $\langle \cos(20,9^\circ) \sin(20,9^\circ) 0 \rangle$ ou perpendiculairement (matrice (1.32)). Parmi ces deux possibilités, la première, celle des champs électriques verticaux, s'avère meilleure. D'une part, la matrice (1.28) est plus adaptée à l'actionnement et la détection piézoélectriques : le coefficient de couplage est plus élevé, $0,16 \text{ C.m}^{-2}$ contre $0,09 \text{ C.m}^{-2}$ pour les champs horizontaux, et elle possède plus de coefficients à 0, limitant ainsi les risques de couplages parasites. D'autre part, les directions associées de poutres, $\langle 110 \rangle$ et perpendiculairement, correspondent aux directions de clivage du wafer (001) et les structures dans cette orientation sont donc plus faciles à aligner et à manipuler. C'est donc cette orientation que nous avons retenue dans nos travaux pour réaliser nos dispositifs.

1.3.2 Comparaison entre le GaAs, le silicium et le quartz

Différents matériaux monocristallins peuvent être considérés pour réaliser les structures mécaniques utilisées dans les capteurs inertiels : le silicium, le carbure de silicium (SiC), les semiconducteurs III-V (GaAs, InP, GaN, AlN...), le quartz, différents oxydes piezoélectriques, etc. Néanmoins, si on considère une fabrication par usinage de volume d'un wafer afin d'obtenir des masses inertielles élevées, les wafers de nitrures et d'oxydes piézoélectriques souffrent d'un coût et d'une densité de défauts trop élevés et de la très grande difficulté de réaliser des gravures profondes par voie chimique ou ionique. Le phosphure d'indium semi-isolant serait un matériau piézoélectrique possible mais il est moins stable thermiquement que le GaAs semi-isolant et il est plus onéreux. Nous nous limitons donc dans cette partie à une comparaison entre le GaAs semi-isolant, le silicium et le quartz.

Structure cristalline et wafer

Le GaAs est un solide composé d'atomes de gallium Ga de numéro atomique 31 situés sur la 3^e colonne du tableau périodique des éléments et d'atomes d'arsenic As de numéro atomique 33 situés sur la 5^e colonne. Il s'agit d'un cristal, c'est-à-dire qu'il est composé d'une maille 3D associant ces atomes et se répétant à l'infini par translation. Il existe plusieurs cristaux composés d'atomes de la 3^e et de la 5^e colonne comme l'InP ou l'AlN. Ils sont appelés les matériaux III-V. Les liaisons entre les atomes sont en partie covalentes et en partie ioniques ce qui, couplé à leur structure cristalline, confère souvent à ces matériaux des propriétés semiconductrices et piézoélectriques.

Le GaAs est un cristal de type zinc-blende. Il s'agit d'un cristal cubique face centré d'atomes de Ga dont quatre des huit sites tétraédriques sont occupés par un atome de As comme présenté dans la figure 1.13. Cela est équivalent à considérer deux mailles cubiques faces centrées de chaque atome de paramètre a identique décalées l'une de l'autre par une translation de vecteur $(a/4, a/4, a/4)$ [45][47]. Un wafer correspond à une coupe selon un plan, les plus communs étant (001) et (111). Les différents plans du GaAs ne présentent pas tous la même densité d'atomes. Ainsi pour chacune des huit paires de surfaces (111), l'une est dite riche en Ga et appelée (111)Ga ou (111)A et son opposée est dite riche en As et appelée (111)As ou (111)B. Leurs propriétés, notamment leurs vitesses de gravure (voir section 3.2), sont différentes. La différence de densité d'atomes d'un plan à l'autre fait qu'un wafer se clive surtout selon les plans (110), c'est-à-dire que les fissures dans le GaAs ont tendance à se propager dans ces plans.

Le GaAs est connu depuis des dizaines d'années et aujourd'hui utilisé dans l'industrie pour ses propriétés optiques et électroniques. En conséquence il est relativement facile de se procurer des wafers de GaAs, jusqu'à 200 mm de diamètre, pour des prix raisonnables.

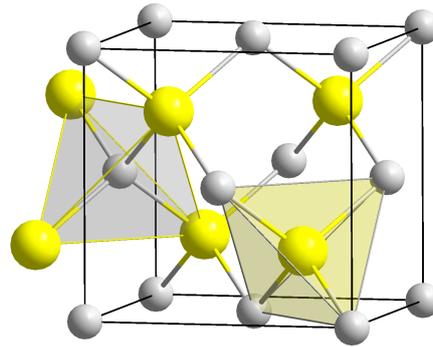


FIGURE 1.13 – Structure cristalline de l'arséniure de gallium de type zinc-blende avec les atomes de gallium en gris et les atomes d'arsenic en jaune [48].

Le silicium et le quartz sont également des cristaux. Le silicium a une structure diamant, c'est-à-dire cubique de la même forme que le GaAs mais avec seulement des atomes Si, et le quartz a une structure trigonale, donc non cubique, avec un agencement particulier d'atomes de silicium Si et d'atomes d'oxygène O [49]. Ils existent également sous forme de wafer orientés.

Ces trois matériaux, GaAs, silicium et quartz, sont monocristallins, c'est-à-dire qu'il y a continuité du cristal dans tout le solide et donc que les vibrations induisent peu de pertes par frottement interne. Pour les résonateurs en volume, tels que les pastilles en cisaillement ou les plaques en vibration en mode de Lamé, cette propriété n'est pas indispensable puisque le facteur de qualité est surtout limité par les pertes aux ancrages [50]. En revanche, pour les résonateurs à flexion de poutres, qui sont souvent employés pour les gyromètre vibrants car ils génèrent des déplacements de masse importants nécessaires au couplage Coriolis, un matériau monocristallin permet d'atteindre de grands facteurs de qualité sous vide. Ces derniers sont alors limités seulement par les pertes thermoélastiques, dues à des transferts de chaleur irréversibles entre les zones en compression et les zones en extension d'une structure en vibration, ou par les pertes viscoélastiques générées par les électrodes déposées sur le résonateur.

Pour les résonateurs à flexion de poutres fabriqués dans des matériaux polycristallins, amorphes ou autres, les frottements internes, qui dissipent eux aussi l'énergie de vibration par viscoélasticité, s'ajoutent aux autres pertes énergétiques et dégradent le facteur de qualité. Il est possible de les compenser en appliquant de fortes contraintes internes en tension dans le matériau qui, sans diminuer les pertes internes, augmentent l'énergie élastique des vibrations. Pour des poutres dont l'épaisseur vibrante est inférieure au micromètre, une telle stratégie permet d'atteindre des facteurs de qualité supérieurs à 100 000 [51], voire 6 900 000 [52], même avec un matériau amorphe tel que le nitrure de silicium. Toutefois, pour des résonateurs avec des dimensions plus importantes, comme pour les gyromètre vibrants dont les masses en mouvement doivent avoir des valeurs élevées, il semble impossible d'obtenir des contraintes internes suffisamment élevées pour utiliser cette compensation de pertes.

Propriétés mécaniques

Les coefficients de raideur et les masses volumiques varient d'un facteur 1 à 3 entre le GaAs, le silicium et le quartz [49] mais cela n'a pas d'incidence sur la performance du résonateur, seulement sur l'architecture. Il faut adapter les dimensions de la structure en fonction du matériau, notamment pour obtenir les fréquences de résonance souhaitées.

Le GaAs est plus fragile que le silicium et le quartz. Il se clive très facilement même sous de faibles contraintes. Cela ne limite pas le fonctionnement du résonateur, puisque des effets indésirables d'élasticité non-linéaire apparaissent avant la fracture du matériau quand on augmente l'excitation. Cette fragilité complique surtout les phases de fabrication car toutes les manipulations du wafer doivent se faire en douceur. Par exemple le nettoyage de résidus de résine aux ultrasons n'est pas possible. Le risque de casse pendant la fabrication est largement augmenté.

Piézoélectricité

La piézoélectricité apporte deux avantages aux résonateurs. Le déplacement de la masse d'épreuve est proportionnel au nombre de charges collectées dû à la linéarité des équations (voir (1.18)) et les électrodes associées s'intègrent naturellement sur la structure vibrante puisqu'il suffit de les déposer aux endroits où les charges s'accumulent. L'actionnement et la détection piézoélectriques sont plus efficaces que l'actionnement et la détection capacitives des matériaux non-piézoélectrique comme le silicium. Pour ces derniers, d'une part la sensibilité est non-linéaire et, d'autre part, il est nécessaire d'ajouter des paires d'électrodes entre les parties vibrantes et non-vibrantes pour former des condensateurs ce qui tend à complexifier les structures. En revanche, l'actionnement piézoélectrique est limité par la forme de la matrice piézoélectrique e puisque toutes les déformations ne génèrent pas de charges électriques.

Le quartz est piézoélectrique avec une constante piézoélectrique $e_{12} = 0,17 \text{ C.m}^{-2}$ à peu près équivalente à celle du GaAs avec $e_{14} = -0,16 \text{ C.m}^{-2}$. Par ailleurs les modules d'Young sont du même ordre de grandeur. Ainsi, une même déformation d'une poutre en quartz ou d'une poutre en GaAs génère la même densité de charges électriques sur les électrode. En revanche la permittivité relative du quartz vaut autour de 4,5 contre 13,2 pour le GaAs, soit un rapport d'environ 3. La différence de potentiel créée par les charges piézoélectriques entre les électrodes sur GaAs est trois fois plus faible que celle créée entre les électrodes sur quartz. Théoriquement, le quartz est donc un peu plus avantageux; sa capacité à transformer l'énergie mécanique en énergie électrique est plus élevée. Pour l'actionnement, du mode pilote par exemple, cela n'a pas d'incidence car la tension électrique est imposée. Pour la détection, cela dépend du montage électronique choisi. Pour un gyromètre on privilégie généralement la détection des charges électriques plutôt que la détection de tension. Dans ce cas on peut considérer les deux matériaux comme équivalents du point de vue piézoélectrique. On note tout de même que ces deux matériaux ont des constantes piézoélectriques faibles comparativement à des matériaux de synthèse dédiés comme le PZT (titano-zirconate de plomb) [27] mais qu'ils ont l'avantage d'être monocristallins et répandus.

Semiconductivité

Pour fabriquer un résonateur, l'utilisation d'un matériau semiconducteur comme le silicium ou le GaAs plutôt qu'un matériau isolant comme le quartz n'apporte aucun avantage d'un point de vue mécanique mais permet par contre d'intégrer des transistors directement sur la structure sans passer par un circuit externe. Il est alors possible d'amplifier électroniquement un signal, typiquement les charges présentes sur les électrodes du mode de détection, au plus près de la structure résonante et d'éviter ainsi au maximum de collecter du bruit électromagnétique entre le résonateur et l'amplificateur.

On constate que, étant à la fois piézoélectrique et semiconducteur comme un certain nombre de matériaux III-V, le GaAs combine les avantages des deux. Il y a néanmoins un cas de figure où cette combinaison peut poser problème, celui où la température est suffisamment élevée pour rendre la conductivité du GaAs semi-isolant non négligeable. L'effet piézoélectrique est alors court-circuité et l'actionnement du résonateur n'est plus possible. La semiconductivité du matériau limite donc la plage de température du capteur.

Pertes thermoélastiques

Parmi les termes de dissipations de l'énergie dans un résonateur en flexion, ce sont souvent les pertes thermoélastiques dues aux transferts de chaleur irréversibles entre les zones en compression et les zones en extension qui limitent le facteur de qualité pour un fonctionnement sous vide. Un modèle simple des pertes thermoélastiques, mais suffisant pour comparer les matériaux entre eux, est le modèle de Zener [53][54, sec. 3.3.4][55]. Pour une poutre en flexion d'épaisseur vibrante h et de fréquence de résonance f_{res} , le facteur de qualité Q_{thermo} associé aux pertes thermoélastiques s'exprime de la façon suivante.

$$Q_{thermo} = \frac{Q_{min}}{2} \frac{1 + (f_{res}/f_t)^2}{f_{res}/f_t} \text{ avec } \begin{cases} Q_{min} = 2 \frac{\rho C_p}{\alpha^2 T_0 E} \\ f_t = \frac{\pi \kappa}{2 \rho C_p h^2} \end{cases} \quad (1.34)$$

Ici, ρ est la masse volumique (en kg.m^{-3}), C_p la chaleur spécifique (en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$), κ la conductivité thermique (en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$), α le coefficient de dilatation thermique (en K^{-1}), T_0 la température de travail (en K) et E le module d'Young dans la direction de la poutre (en Pa). La figure 1.14 montre l'évolution de Q_{thermo} en fonction de l'épaisseur vibrante h pour une poutre avec $f_{res} = 20 \text{ kHz}$ et $T_0 = 298 \text{ K}$.

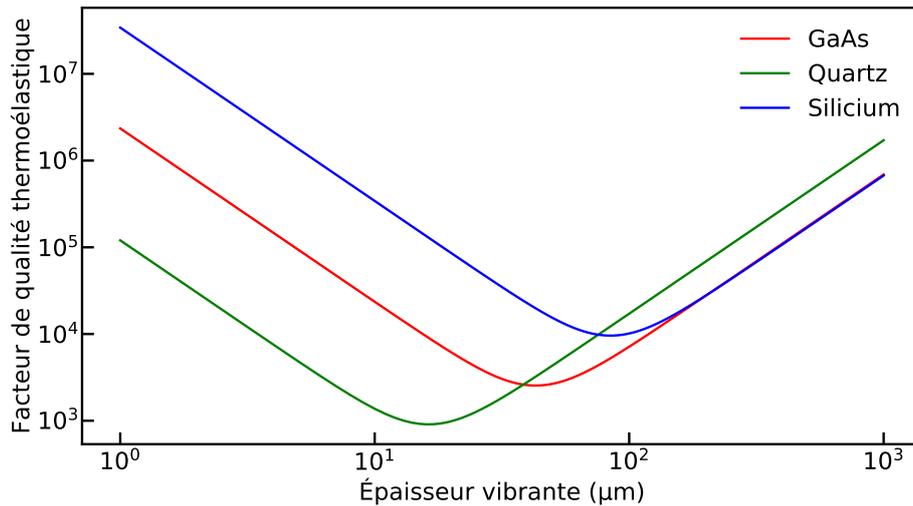


FIGURE 1.14 – Facteur de qualité limité par les pertes thermoélastiques en fonction de l'épaisseur vibrante pour une poutre en flexion calculé à l'aide du modèle de Zener. La fréquence de résonance est fixée à 20 kHz et la température à 25 °C.

Quand la fréquence de transition est égale à la fréquence de résonance ($f_t = f_{res}$), Q_{thermo} atteint sa valeur minimale Q_{min} comprise entre 1000 et 10 000. Les échanges de chaleur sont

maximaux. Cela correspond à des épaisseurs vibrantes comprises entre 10 μm et 20 μm selon les matériaux. Pour les épaisseurs vibrantes plus petites ou plus grandes, le facteur de qualité est plus élevé car la poutre est respectivement en régime isotherme ou adiabatique, limitant ainsi les échanges de chaleur. On constate que le GaAs et le silicium ont un meilleur Q_{thermo} que le quartz pour les épaisseurs faibles mais que la tendance s'inverse pour les épaisseurs fortes. Dans le cas des gyromètres, les épaisseurs des poutres sensibles sont souvent choisies supérieures à 100 μm afin d'augmenter la masse d'épreuve et diminuer ainsi le bruit (voir section 1.2.2). On voit que pour le GaAs il faut alors choisir une section de poutre de l'ordre de quelques centaines de micromètres pour avoir un facteur de qualité supérieur à 100 000 comme escompté.

Sensibilité à la température

Pour un résonateur, une variation de température entraîne notamment une variation de la fréquence de résonance car d'une part le matériau se dilate ou se contracte et d'autre part la raideur change. Pour quantifier cette variation, on considère habituellement le coefficient λ du 1^{er} ordre du développement limité comme suit.

$$f_0(T) = f_0(T_0) (1 + \lambda(T - T_0)) \quad (1.35)$$

où T_0 correspond à la température de référence, souvent 25 °C. Pour une poutre encastree-libre en flexion à section rectangulaire constante, λ vaut entre -48 et -59 ppm.K⁻¹ pour le GaAs selon l'orientation du cristal [56] et environ -30 ppm.K⁻¹ pour le silicium [57][58]. Ces valeurs sont assez élevées et traduisent une forte dépendance de la résonance à la température. Pour un gyromètre il s'agit d'une perturbation du fonctionnement et donc d'une dégradation des performances.

À l'inverse, certaines orientations cristallines du quartz permettent d'avoir λ inférieur à 10 ppm.K⁻¹ en valeur absolue avec même un point d'inversion autour de 30 °C pour lequel λ s'annule [59]. On obtient alors des résonateurs très stables en température. C'est d'ailleurs l'une des raisons qui expliquent l'utilisation massive du quartz pour fabriquer des résonateurs temps-fréquence pour lesquels la stabilité en température est cruciale. Du point de vue de la sensibilité en température, le quartz est donc plus intéressant que le silicium et le GaAs.

Notons toutefois que dans le cas du silicium des stratégies permettent de réduire le coefficient en température, par exemple en combinant un dopage de type n et un environnement local thermostaté [60]. Cela permet de réaliser des oscillateurs en silicium avec une excellente stabilité en température mais au prix d'une complexité du procédé de fabrication.

Bilan

Le tableau 1.3 récapitule les propriétés du GaAs, du silicium et du quartz dans l'objectif de fabriquer des capteurs inertiels vibrants. Les trois matériaux sont monocristallins ce qui permet de réaliser des résonateurs à grands facteurs de qualité. Le silicium étant beaucoup utilisé dans l'industrie électronique, il est très peu coûteux ce qui est moins le cas du GaAs et du quartz. Ces derniers en revanche sont piézoélectriques ce qui améliore les performances du résonateur. Le GaAs et le silicium sont semiconducteurs et permettent une amplification du signal au plus près du résonateur. Le fait que le GaAs soit semiconducteur en plus d'être piézoélectrique limite la plage de température d'actionnement piézoélectrique car à haute température l'effet piézoélectrique est court-circuité par la faible résistivité du GaAs semi-isolant. Enfin le quartz

	GaAs		Silicium		Quartz	
Structure cristalline	Monocristallin	(+)	Monocristallin	(+)	Monocristallin	(+)
Coût du wafer	Modéré	(-)	Faible	(+)	Modéré	(-)
Actionnement	Piézoélectrique	(+)	Capacitif	(-)	Piézoélectrique	(+)
Semiconducteur	Oui	(+)	Oui	(+)	Non	(-)
Plage de température	Moyenne	(-)	Grande	(+)	Grande	(+)
Sensibilité thermique	Forte	(-)	Forte	(-)	Faible	(+)
Q thermoélastique	Moyen	(-)	Moyen	(-)	Grand	(+)

TABLE 1.3 – Propriétés comparées du GaAs, du silicium et du quartz pour fabriquer un gyromètre vibrant.

se distingue de ses deux concurrents par une faible sensibilité thermique de la résonance, là où le silicium et le GaAs font à peu près jeu égal.

En conclusion, on constate que le GaAs représente un compromis entre le silicium et le quartz. Bien que présentant des performances en température moyennes, la combinaison d'une détection linéaire du déplacement et d'une amplification électronique du signal est pertinente pour réaliser des capteurs inertiels hautes performances.

1.3.3 État de l'art des capteurs MEMS en GaAs

Dans la littérature concernant la fabrication de MEMS en GaAs on trouve principalement trois grandes familles de procédés de fabrication : l'usinage de surface, la gravure humide et la gravure ionique réactive [61].

L'usinage de surface consiste à usiner une couche d'intérêt déposée sur une couche sacrificielle puis à venir libérer la structure en dissolvant cette couche sacrificielle par gravure sélective, c'est-à-dire à l'aide d'un procédé, une solution ou une vapeur acide par exemple, qui n'attaque que la couche sacrificielle. Pour les capteurs inertiels, l'usinage de surface est souvent écarté car les structures fabriquées ont une épaisseur très faible, quelques micromètres ou moins, et donc une masse faible également. Néanmoins deux accéléromètres pendulaires ont déjà ainsi été réalisés sur substrat GaAs : l'un en SiN recouvert d'une couche de PZT dont l'électronique d'amplification est intégrée sur le GaAs [62] et l'autre en GaAlAs avec détection piézorésistive [63].

La gravure humide du GaAs revient à attaquer les zones exposées du wafer à l'aide d'une solution acide. C'est un procédé relativement simple à mettre en œuvre et il est donc souvent privilégié pour réaliser des gravures profondes, ces dernières permettant d'augmenter la masse d'épreuve tout en gardant une petite surface extérieure. Un capteur de pression piézorésistif avec circuit intégré a pu être fabriqué par une gravure de 100 μm de GaAs dans une solution de H_2O_2 - NH_4OH [64]. Plusieurs résonateurs utilisant l'effet piézoélectrique ont également été conçus par gravure humide traversante : des diapasons [46], des pastilles en cisaillement [56] et,

dans le cadre d'une thèse DGA à l'ONERA et à l'IEF (ex C2N), des doubles diapasons [65]. L'inconvénient principal de ce procédé est que la verticalité de la gravure est déterminée par la cristallographie du matériau. Pour un résonateur où de petites variations de l'architecture finale peuvent modifier de façon non-négligeable le mode propre de vibration, cet aspect doit être pris en compte. Des études se sont penchées sur cette question et il existe des outils pour prédire le profil des résonateurs usinés par gravure humide selon leur orientation dans le wafer [66][67].

La gravure réactive ionique RIE (Reactive Ionic Etching), où l'agent réactif n'est plus une solution aqueuse mais un plasma, autorise des gravures plus verticales indépendamment de l'orientation des structures. Elle est toutefois plus rarement employée pour fabriquer des MEMS massifs en GaAs car il est difficile d'atteindre des profondeurs supérieures à 100 μm . Elle a été principalement utilisée pour réaliser des trous d'interconnexion (*via holes*) [68]. On note tout de même l'existence d'un accéléromètre pendulaire fabriqué par gravure réactive ionique profonde DRIE (Deep Reactive Ionic Etching) traversante de 200 μm [69]. Néanmoins la structure est simple, un pavé rectangulaire suspendu par quatre poutres, et non vibrante, donc les défauts de fabrication ont moins d'impact. Fabriquer un capteur inertiel vibrant en GaAs par DRIE est un défi. Deux pas importants dans cette direction ont été faits au cours de deux thèses successives à l'ONERA et à l'IEF (ex C2N) : celle d'Iannis Roland en 2012 [1] et celle d'Adrien Piot en 2018 [2]. Cette dernière relate la fabrication par DRIE de résonateurs de type gyromètre triaxial et les caractérisations avec excitation mécanique externe qui ont été effectuées dessus. Si le procédé de gravure est prometteur puisqu'il permet d'atteindre la profondeur inégalée de 450 μm pour un rapport d'aspect d'environ 1,5, les facteurs de qualité des résonateurs ont été mesurés inférieurs à 1000, soit bien en-dessous de ce qui est nécessaire pour un gyromètre hautes performances. Nos travaux s'inscrivent dans la continuité de ces deux thèses.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu que les capteurs inertiels, gyromètres et accéléromètres, mesurent les vitesses de rotation et les accélérations qui leur sont appliquées en s'appuyant sur le principe d'inertie, c'est-à-dire la tendance d'un corps à conserver sa quantité de mouvement lorsqu'il est soumis à un changement de référentiel. Ces capteurs sont employés dans un certain nombre d'applications (manettes de jeux vidéos, avions, fusées, drones...) et ils sont notamment indispensables à la navigation, particulièrement celle des véhicules autonomes. Grâce à la technologie MEMS, leur taille, tout comme leur prix et leur consommation d'énergie, tend à se réduire ce qui leur ouvre de nouveaux marchés. Il existe donc une demande pour des capteurs inertiels MEMS performants.

Parmi les gyromètres, ceux qui se prêtent le plus à la miniaturisation sont les gyromètres vibrants. Nous avons présenté succinctement le fonctionnement d'un tel gyromètre que l'on peut assimiler à un résonateur dont la masse d'épreuve vibre selon deux directions. La mise en œuvre consiste en une structure mécanique dont deux modes propres de vibration, appelés mode pilote et mode de détection, aux fréquences de résonance proches jouent des rôles particuliers. Le long du premier l'oscillation de la masse d'épreuve est entretenue tandis que l'amplitude de vibration le long du deuxième est mesurée car elle est proportionnelle à la vitesse de rotation grâce au couplage de Coriolis.

Pour actionner et détecter ces oscillations, la meilleure stratégie revient à utiliser un matériau piézoélectrique dont les déformations génèrent des tensions électriques et réciproquement. Nous avons vu que le GaAs semi-isolant est un bon candidat car, outre ses propriétés piézo-

électriques, il est semiconducteur ce qui permettrait d'amplifier les charges piézoélectriques au plus près du résonateur et d'améliorer ainsi le rapport signal à bruit. D'autres matériaux III-V possèdent des caractéristiques similaires tel que l'AlN ou le GaN, ce dernier présentant même un coefficient piézoélectrique plus élevé [70][71]. Néanmoins face à ces autres matériaux le GaAs conserve un avantage indéniable : il est disponible à un prix modéré sous forme de wafer. Or, d'une part pour une application industrielle le prix reste un critère important, d'autre part pour être performant un capteur inertiel doit avoir une masse d'épreuve élevée ce qui nécessite souvent une épaisseur conséquente difficile à obtenir avec des techniques de dépôt ou de croissance sur substrat.

Chapitre 2

Gyromètre MEMS en GaAs : spécifications et modélisations

Dans le chapitre 1, on a vu qu'il existait un besoin pour des capteurs inertiels MEMS performants, particulièrement pour les gyromètres, et que le GaAs était un matériau prometteur pour y parvenir. L'objectif pour nos travaux est d'explorer cette voie. Plutôt qu'un accéléromètre, nous avons cherché à réaliser un gyromètre, notamment car ce dernier possède deux modes propres d'intérêt, le mode pilote et le mode de détection, contre un seul pour l'accéléromètre vibrant. Cette complexité plus importante permet de mieux tester les performances atteignables avec le GaAs en terme de facteur de qualité et de contrôle des fréquences de résonance. Par ailleurs nous nous sommes concentrés sur la partie mécanique du capteur, c'est-à-dire le résonateur, puisqu'il s'agit de la réalisation technologique qui n'est pas encore maîtrisée. L'amplification électronique présente évidemment des difficultés pour être intégrée au capteur, mais il s'agit d'une étape qui a déjà été mise en œuvre ailleurs [62][64]. Pour réduire la complexité liée à l'électronique au minimum, nous nous sommes donnés comme objectif de fabriquer un gyromètre en modulation d'amplitude à boucle ouverte dont le fonctionnement est le plus simple. En revanche, nous avons pris en compte la possibilité de réaliser un capteur qui mesure la vitesse de rotation non pas seulement autour d'un axe mais dans les trois directions de l'espace : un gyromètre triaxial. Pour la navigation, un tel gyromètre est nécessaire et il est donc avantageux, à la fois en terme de taille, de coût et de consommation électrique, de concevoir une structure qui fournit directement ces trois mesures.

Dans la section 2.1, nous listons les spécifications importantes pour réaliser un gyromètre en GaAs. Ces dernières sont pensées pour un gyromètre uniaxial mais elles sont également valables pour un gyromètre triaxial. Les contraintes supplémentaires et les particularités dues à cette triple mesure sont présentées dans la section 2.2, de même qu'un état de l'art des gyromètres triaxiaux avec notamment l'architecture étudiée lors des travaux de thèse précédents [1][2]. Nous proposons enfin dans la section 2.3 une modification de cette architecture et les simulations par éléments finis associées.

2.1 Spécifications pour un capteur inertiel

Afin de mieux cerner les verrous technologiques à surmonter, les différentes spécifications attendues pour un gyromètre MEMS sont listées. Cela nous permet d'en déduire les spécifications qui s'appliquent d'abord au résonateur qui constitue la partie mécanique du capteur et

ensuite au procédé de fabrication. Les liens entre les spécifications sont résumés dans la figure 2.1.

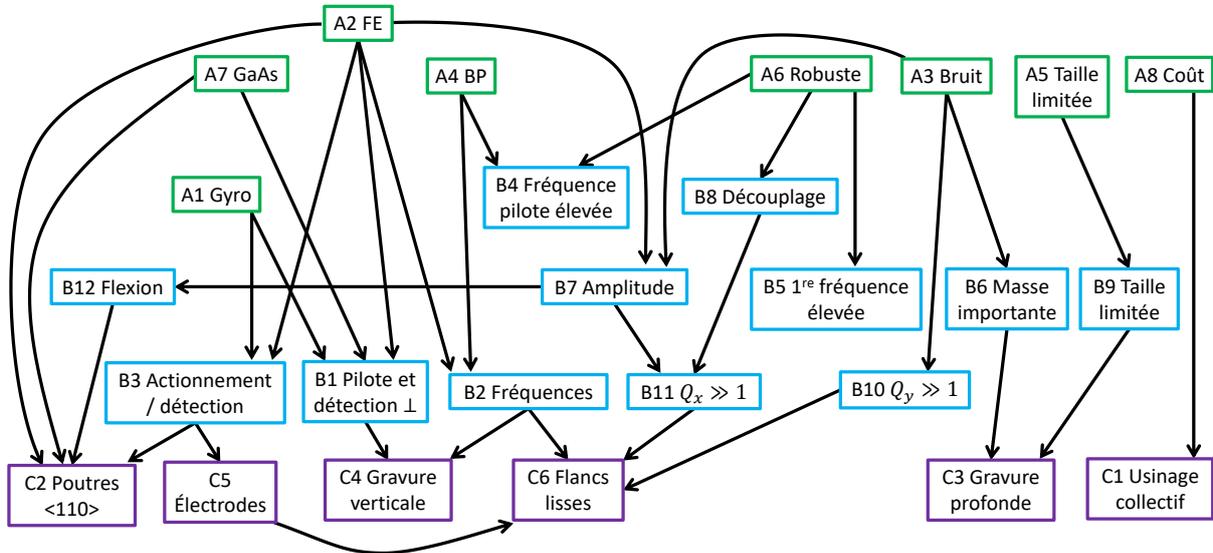


FIGURE 2.1 – Bilan des spécifications et de leurs liens d'implication.

A Spécifications du capteur :

- A1 Mesurer la vitesse de rotation par modulation d'amplitude (voir section 1.2). Il s'agit du fonctionnement basique du gyromètre.
- A2 Avoir un facteur d'échelle le plus élevé possible afin d'améliorer la sensibilité du capteur (voir équation (1.14)).
- A3 Avoir un bruit le plus faible possible pour améliorer la finesse de la mesure (voir équation (1.16)).
- A4 Contrôler la bande passante afin de détecter toute la dynamique des vitesses de rotation (voir équation (1.15)). Une bande passante comprise entre 100 Hz et 1 kHz selon les applications est souvent requise.
- A5 L'encombrement doit être le plus faible possible pour intégrer le capteur dans toutes les applications.
- A6 La mesure doit être robuste, c'est-à-dire la moins sensible aux perturbations extérieures.
- A7 Le capteur doit être réalisé en GaAs semi-isolant avec actionnement et détection piézoélectriques.
- A8 Le coût de fabrication doit rester faible.

B Spécifications du résonateur :

- B1 Il faut qu'il existe deux modes de vibration, les modes pilote et de détection, qui correspondent au déplacement d'une masse d'épreuve dans deux directions différentes (spécification induite par A1 et A2) et même perpendiculaires (A7). Des directions différentes permettent de détecter le couplage Coriolis suite à l'application d'une vitesse de rotation ; la contrainte de perpendicularité est due à l'usage de la piézoélectricité du GaAs pour actionner et détecter des flexions de poutre.

- B2 Les fréquences de résonance des modes pilote et de détection doivent être proches pour augmenter le facteur d'échelle (induite par A2) mais pas trop afin de ne pas dégrader la bande passante (A4). Il faut également que les fréquences des autres modes parasites soient éloignées, idéalement de quelques kilohertz, afin qu'ils n'induisent pas de perturbations (A6).
- B3 Le mode pilote doit être excité (induite par A1) efficacement (A2) et l'amplitude du mode de détection doit être mesurée (A1).
- B4 La fréquence de résonance du mode pilote doit être suffisamment élevée comparative-ment à la dynamique mesurée pour que la masse soit considérée comme en mouvement constant (induite par A4 et A6). Autrement une vibration imposée au capteur à une fréquence proche de la fréquence de résonance perturberait l'excitation du mode pilote et donc également la détection.
- B5 La fréquence de résonance du 1^{er} mode propre de vibration de la structure doit être supérieure à 2 kHz (induite par A6). Il s'agit souvent d'un mode sans intérêt pour la mesure gyrométrique mais s'il est excité par les perturbations extérieures, qui peuvent aller jusqu'à 2 kHz [26], il peut fausser le fonctionnement nominal.
- B6 La masse en mouvement doit être la plus élevée possible afin d'augmenter l'énergie mécanique des oscillations et ainsi réduire le bruit brownien (induite par A3).
- B7 À excitation égale, le déplacement de la masse d'épreuve doit être le plus grand possible (induite par A2 et A3).
- B8 La structure vibrante doit être découplée mécaniquement des ancrages au bâti (induite par A6). Ainsi les vibrations extérieures sont peu transmises à la masse d'épreuve.
- B9 La taille doit rester limitée (induite par A5).
- B10 Le facteur de qualité Q_y du mode de détection doit être le plus élevé possible pour minimiser le bruit brownien (induite par A3). On vise idéalement $Q_y > 100\,000$. Toutefois, le bruit brownien étant souvent moindre que le bruit électronique, $Q_y > 10\,000$ est souvent suffisant.
- B11 Le facteur de qualité Q_x du mode pilote doit être le plus élevé possible (induite par B7 et B8). On maximise ainsi l'amplitude de déplacement de la masse d'épreuve. Par ailleurs un facteur de qualité élevé traduit un bon découplage de la structure vibrante. On vise souvent $Q_x > 100\,000$.
- B12 Le déplacement de la masse d'épreuve doit correspondre à une flexion de poutre (induite par B7). La raideur associée à une flexion de poutre est souvent plus faible que les autres dispositifs, comme l'extension-compression, et permet donc d'atteindre des déplacements de masse plus grands (voir équation 1.13). On ne considère que le 1^{er} mode de flexion de poutre (sans point d'inflexion). D'une part c'est celui qui autorise le déplacement le plus important pour une contrainte donnée, la contrainte de rupture fixant une borne maximale au déplacement. D'autre part des modes de flexion de rang supérieur nécessiteraient des électrodes fractionnées le long de la poutre portant des tensions opposées ce qui complique la conception.

C Spécifications du procédé de fabrication :

- C1 Le procédé de fabrication doit être par usinage collectif de wafer (induite par A8). Il faut donc être capable de graver des tranchées dans le matériau pour extruder un motif

- 2D. En fabriquant plusieurs capteurs en même temps on diminue les temps et les coûts de fabrication.
- C2 Ces gravures de tranchées doivent être effectuées sur wafer de GaAs (001) dans la direction $\langle 110 \rangle$ (induite par A7, B3, B12 et A2). L'actionnement ou la détection piézoélectrique de flexions de poutres à l'aide d'électrodes déposées le long ne peut se faire pour le GaAs que dans certaines orientations particulières (voir section 1.3.1). La direction $\langle 110 \rangle$ est optimisée pour le couplage piézoélectrique sur wafer (001).
- C3 La gravure doit être profonde afin d'augmenter le volume de la masse d'épreuve tout en minimisant sa surface (induite par B6 et B9).
- C4 Pour avoir des modes de flexion de poutres perpendiculaires, il est préférable que la gravure soit verticale (induite par B1 et B2). Autrement avec un défaut d'inclinaison des flancs de tranchée les fréquences des modes propres changent et les poutres ont tendance à fléchir en biais ce qui contraint l'architecture du résonateur.
- C5 Il doit être possible de déposer des électrodes sur les faces supérieure, inférieure et latérale des poutres pour l'actionnement et la détection piézoélectrique (induite par B3).
- C6 Les flancs des tranchées de gravure doivent être les plus lisses possibles (induite par B2, B10, B11 et C5). Des flancs rugueux créent des irrégularités qui altèrent les modes propres, à la fois leurs fréquences de résonance et leurs facteurs de qualité. De plus, il est difficile de déposer une électrode continue sur un flanc rugueux.

On constate que les spécifications du résonateur de la liste B s'appliquent à l'architecture du gyromètre. Elles sont souvent respectées à l'aide d'un design adapté dont plusieurs exemples ont été présentés dans la section 1.2.3. Dans le cas d'un gyromètre piézoélectrique, il s'agit d'une architecture à flexions de poutres de masses importantes, flexions qui sont perpendiculaires entre elles selon les modes. Une attention particulière est portée aux facteurs de qualité qui doivent être élevés et aux fréquences de résonance qui doivent être rapprochées pour les modes pilote et de détection et écartées pour les modes parasites.

Les spécifications de la liste C concernant le procédé de fabrication s'appliquent plutôt au chapitre 3 qui traite de la gravure du GaAs. Cette dernière doit donc être profonde et verticale et produire des flancs lisses. Les caractérisations des résonateurs que nous avons fabriqués, présentées dans le chapitre 5, viennent finalement confirmer ou infirmer la tenue de ces spécifications et donc la possibilité de réaliser un gyromètre MEMS hautes performances en GaAs semi-isolant.

2.2 État de l'art des gyromètres MEMS triaxiaux

Pour beaucoup d'applications, surtout quand elles concernent la navigation, il faut que la mesure de la vitesse de rotation se fasse dans les trois directions de l'espace. Il est alors nécessaire de disposer d'un gyromètre triaxial. Pour les capteurs MEMS vibrants, la solution la plus simple est de regrouper trois gyromètres uniaxiaux dans un trièdre. Une sophistication consiste à employer trois gyromètres fixés sur la même puce ou le même PCB dont, par conception, les axes pointent dans des directions différentes (voir figure 2.2). On peut même les regrouper dans un même packaging ce qui permet un gain en place [72][73]. Toutefois il ne s'agit pas d'un unique capteur mais d'un regroupement de trois ce qui signifie qu'il faut dupliquer l'électronique, notamment parce qu'il y a trois modes pilotes à exciter.

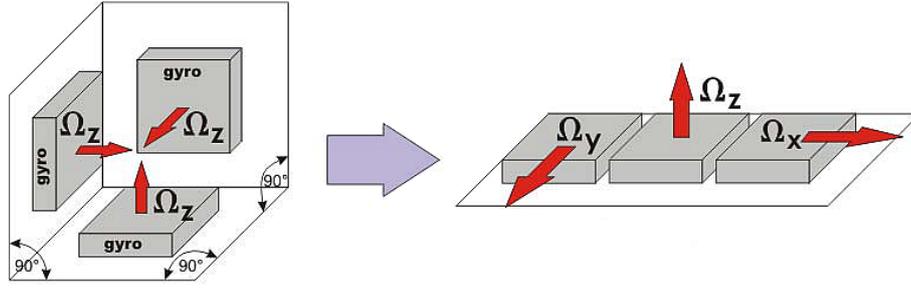


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de l'amélioration entre un trièdre et trois gyromètres plan [72].

La solution la plus compacte, qui tient donc la spécification B9 concernant la limitation de la taille, et la plus économe en consommation électrique correspond à une structure avec un seul mode pilote et trois modes de détection. Le fonctionnement d'un tel gyromètre vibrant triaxial est le même qu'un gyromètre vibrant uniaxial (voir section 1.2) si ce n'est qu'il compte trois modes propres de détection au lieu d'un seul. Comme il est difficile de trouver une architecture qui apparie ces quatre modes, il semble impossible de réaliser un gyroscope vibrant triaxial qui mesure directement l'angle de rotation. Nous nous concentrons donc sur les gyromètres, mesurant les vitesses de rotation, avec des modes séparés dont les fréquences de résonance sont proches. Idéalement les déplacements de masse de chaque mode de détection doivent respecter deux critères, à savoir être perpendiculaires à la fois aux déplacements de masse du mode pilote et à ceux des deux autres modes de détection.

Orthogonalité des déplacements de masse avec le mode pilote Ce premier critère maximise le couplage Coriolis. La force de Coriolis étant perpendiculaire au vecteur vitesse, l'excitation du mode de détection sera maximale si son champ de déplacement \vec{k}_d est lui-même perpendiculaire au champ de déplacement \vec{k}_p du mode pilote. On peut quantifier cette orthogonalité à l'aide du coefficient de couplage Coriolis \vec{K} , parfois appelé facteur de Bryan, qui correspond au produit vectoriel entre \vec{k}_d et \vec{k}_p [1]. Le champ de déplacement d'un mode propre étant toujours défini à une constante multiplicative près, on utilise des champs normés dans notre définition.

$$\vec{K} = \frac{1}{V} \iiint_V \vec{k}_d \wedge \vec{k}_p \, dV \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \frac{1}{V} \iiint_V \vec{k}_d \cdot \vec{k}_d \, dV = 1 \\ \frac{1}{V} \iiint_V \vec{k}_p \cdot \vec{k}_p \, dV = 1 \end{cases} \quad (2.1)$$

V représente le volume du résonateur. D'après l'équation (2.1), le module de \vec{K} est compris entre 0 et 1 et la direction du vecteur indique la direction de l'axe sensible du gyromètre. Dans le cas d'un gyromètre triaxial avec un unique mode pilote, on a trois facteurs de Bryan K_x , K_y et K_z correspondant aux trois axes sensibles. On peut montrer qu'ils obéissent à l'inéquation suivante [1].

$$K_x^2 + K_y^2 + K_z^2 \leq 2 \quad (2.2)$$

D'après l'expression (2.2), on constate qu'il n'est pas possible d'optimiser les trois modes de détection en même temps, c'est-à-dire d'avoir les trois facteurs de Bryan égaux à 1. De plus, même si un facteur de Bryan est élevé, il faut être capable pour l'exploiter pleinement de mesurer toutes les déformations associées, par exemple pour le GaAs de récupérer toutes les

charges piézoélectriques générées à l'aide d'électrodes appropriées. Dans les faits le coefficient de couplage Coriolis effectif est donc inférieur au facteur de Bryan. Enfin, le calcul du facteur de Bryan requiert souvent des simulations par éléments finis pour être mené à bien. Pour ces raisons, on trouve plus facilement dans la littérature scientifique les valeurs de masses effectives associées aux modes propres et correspondant aux masses mises en déplacement selon les modes. Si les déplacements de ces masses sont perpendiculaires entre eux, le rapport entre la masse effective d'un mode de détection et la masse effective du mode pilote est environ égal au facteur de Bryan.

Orthogonalité des déplacements de masse entre les modes de détection Ce deuxième critère limite le couplage entre les modes de détection. Si les déplacements de masse associés à deux modes de détection distincts ne sont pas orthogonaux, le couplage de Coriolis du mode pilote avec l'un actionnera également l'autre. À cause des défauts de fabrication, une orthogonalité parfaite n'est pas atteignable et un gyromètre triaxial peut toujours être amélioré à l'aide d'une calibration de l'orientation des axes sensibles et de leur correction mathématique. Néanmoins, un bon découplage initial limite les erreurs.

Comme pour les gyromètres MEMS vibrants uniaxiaux, il est important que les autres modes propres de la structure, qui n'ont pas d'intérêt pour le fonctionnement du gyromètre, aient des fréquences de résonance écartées des fréquences des modes pilote et de détection (spécification B2). Cette spécification est plus dure à tenir pour un gyromètre triaxial car la multiplicité des modes avec des fréquences proches favorise l'existence de modes parasites similaires en déformation et donc en fréquence.

En-dehors des travaux au sujet d'un gyromètre triaxial en GaAs [1][2], tous les autres gyromètres MEMS triaxiaux sont en silicium, et même dans la plupart des cas en silicium sur isolant. En effet, les recherches sur ces architectures ont véritablement commencé à une période où les procédés de fabrication en silicium étaient déjà maîtrisés ce qui a favorisé leur utilisation. Comme de plus les architectures des gyromètres vibrants triaxiaux sont nécessairement complexes pour tenir les contraintes liées aux quatre modes de résonance (découplage et contrôle de la fréquence), elles requièrent des procédés de fabrication suffisamment sophistiqués pour les réaliser. Le tableau 2.1 recense plusieurs architectures de gyromètres vibrants triaxiaux planaires avec un unique mode pilote ayant abouti ces dix dernières années à la fabrication de résonateurs.

Comme l'a montré Iannis Roland dans sa thèse [1], il n'est pas possible de réaliser un gyromètre vibrant triaxial avec une seule masse sensible (équivalent à une poutre en flexion). C'est pourquoi les architectures du tableau 2.1 mettent en mouvement plusieurs masses. Les architectures numérotées 1 à 7 sont même relativement équivalentes entre elles avec quatre masses identiques réparties en carré. Pour toutes (1 à 8), le mode pilote et le mode Z sont des modes de déplacement de masse dans le plan tandis que les modes X et Y sont des modes de déplacement de masse hors-plan, comme illustré dans la figure 2.3 pour les architectures numéros 1 et 4.

Dans la figure 2.3 on voit que seules deux masses sur quatre se déplacent pour les modes de détection X et Y, aussi appelés roulis (*roll*) et tangage (*pitch*). Pour les architectures avec quatre masses en carré, les facteurs de Bryan valent donc environ 0,5 pour ces modes. Pour le mode Z, ou azimut, la masse effective mise en mouvement, et donc également le facteur de Bryan, varie beaucoup selon les architectures. Par exemple, ce facteur vaut environ 1 dans le

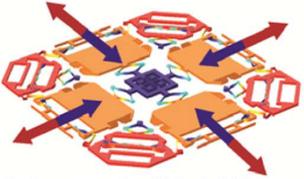
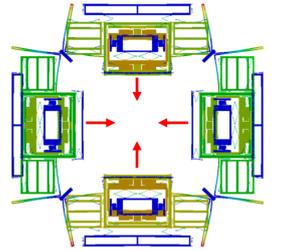
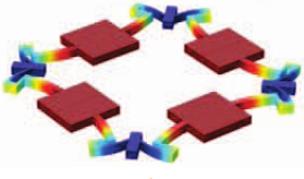
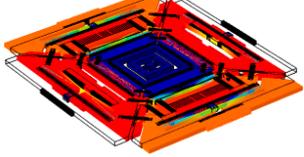
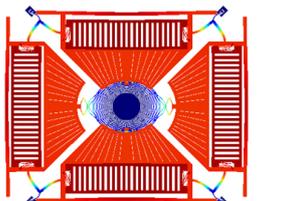
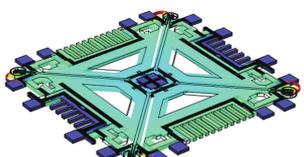
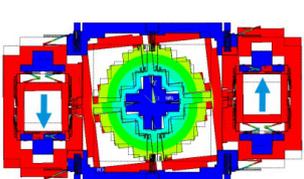
N°	Illustration du mode pilote	Ancrages	Taille (mm)	f_0 (kHz)	Q	ARW ($^{\circ} \cdot \text{h}^{-1/2}$)	Réf.
1		internes	$2,5 \times 3$	0,23	[74] [75] [76]
2		internes	$3,2 \times 3,2$ 0,022	27–30	900–1000	0,6–3	[77]
3		externes	10×10 $\times 0,06$	6,95–7,05	66–455	...	[78] [79]
4		externes	$2 \times 2 \times 0,04$	138,04–139,14	500–3900	1,68–21,4	[80]
5		internes	$1,4 \times 1,4$ 0,03	13,89–16,40	500–12 000	84–168	[81] [82]
6		internes	$2,5 \times 2,5$	33,39–36,89	3800–10 300	571–1524	[83]
7		internes	$1,7 \times 1,7$ 0,025	17,24–22,83	100	...	[84]
8		internes	$1,49 \times 0,8$ 0,04	63,2–67,6	34 000–53 000	0,66–1,74	[85] [86]

TABLE 2.1 – Récapitulatif des gyromètres MEMS vibrants triaxiaux planaires.

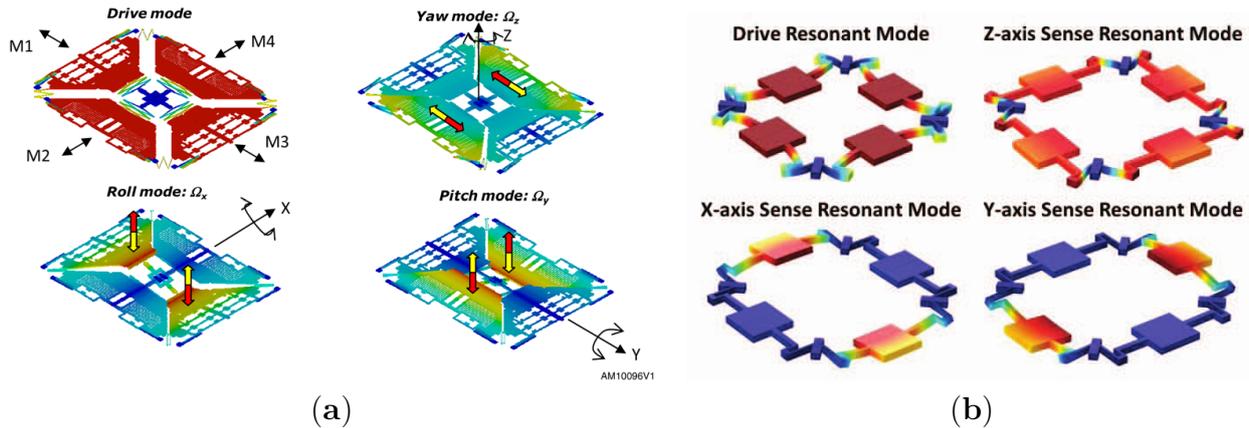


FIGURE 2.3 – Illustrations des modes pilote et de détection de deux gyromètres MEMS vibrants triaxiaux : (a) [74] et (b) [80].

cas illustré par la figure 2.3(b) mais seulement 0,5 dans le cas de la figure 2.3(a)) et même 0,1 pour l'architecture numéro 5 du tableau 2.1. Seules des portions des quatre masses sont employées pour le mode Z afin d'avoir des électrodes de détection distinctes de celles du mode pilote et ainsi favoriser le découplage électrostatique. Le déplacement de masse du mode pilote ne génère pas de tensions entre les électrodes du mode de détection Z. Alors qu'on s'attendrait à ce que ces modes Z au facteur de Bryan dégradé aient des performances inertielles moindres, il est surprenant de constater qu'il s'agit souvent à l'inverse de l'axe sensible présentant l'ARW¹, c'est-à-dire le bruit de mesure, le plus faible. C'est notamment le cas de l'architecture numéro 5. Ce paradoxe est une conséquence de l'utilisation de la détection électrostatique pour les MEMS en silicium qui est meilleure pour détecter des déplacements dans le plan que hors-plan. Avec une détection piézoélectrique, on peut envisager une meilleure correspondance entre le facteur de Bryan d'un mode et son ARW.

Il existe une autre architecture récente de gyromètre triaxial en silicium. Elle est composée d'une masse dont les modes propres déforment le substrat (voir tableau 2.2). L'actionnement et la détection sont piézoélectriques grâce à une couche de PZT déposée au verso de la masse sensible. La structure bénéficie des avantages de la piézoélectricité en revanche elle est trop simple pour réunir les quatre modes de déformation aux déplacements orthogonaux (X, Y, Z et pilote). Elle n'en compte que trois ce qui fait d'elle un gyromètre biaxial avec un mode d'extension-compression (voir mode 1 du tableau 2.2) et deux modes de flexion dégénérés (mode 2). Pour obtenir un troisième axe sensible, il faut soit utiliser une deuxième structure [87] mais alors on n'a plus un unique mode pilote, soit utiliser alternativement un mode puis l'autre comme mode pilote [88] mais, outre la complexification de l'électronique, cela dégrade fortement la bande passante car la mesure n'est plus possible pendant le temps de transition entre les deux modes.

Il est délicat de comparer les gyromètres entre eux à l'aide de l'ARW car ce dernier peut être fortement dégradé par une électronique de mesure non optimisée. Il est ainsi logique que le meilleur résultat soit obtenu par le gyromètre développé par la société STMicroelectronics (numéro 1 dans le tableau 2.1) qui a les moyens d'optimiser à la fois la structure et l'électronique. Il semble plus approprié de considérer comme critère de comparaison le resserrement des fréquences de résonance et les facteurs de qualité. De ce point de vue, la meilleure structure est

1. Angular Random Walk

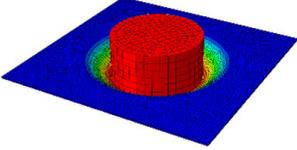
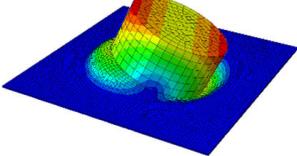
Illustration du mode 1	Illustration du mode 2	Ancrages	f_0 (kHz)	Q	ARW ($^{\circ} \cdot \text{h}^{-1/2}$)
		externes	26–29	500	21–60

TABLE 2.2 – Gyromètre MEMS biaxial en silicium avec actionnement et détection piézoélectriques [87][88].

l'architecture numéro 8 dont les facteurs de qualité sont trois à cinq fois plus grands que les autres.

La plupart des concepteurs des structures du tableau 2.1 ont choisi de situer les ancrages vers le centre de leur architecture. En-dehors des problèmes de découplage entre les parties vibrantes et les parties fixes qui sont très dépendants de l'architecture, cette décision peut être motivée par deux raisons.

1. Avec les ancrages au même endroit, les déformations du packaging induisent moins de déformations dans la structure ce qui rend le capteur moins sensible aux contraintes thermo-mécaniques dues aux gradients de température [74]. Si par exemple le packaging se déforme en suivant un rayon de courbure, les ancrages subiront une différence de déplacements plus importante s'ils sont écartés que s'ils sont resserrés.
2. En regroupant les ancrages, il devient possible pour l'architecture à quatre masses identiques en carré de regrouper également les poutres fines faisant office de ressorts. En limitant la dispersion de ces composants mécaniques, on limite également les variations des dimensions dues à la dispersion des défauts de fabrication. Les procédés de fabrication possèdent des tolérances de précision concernant les dimensions finales et les variations relatives entre les dimensions des poutres sont corrélées à la taille de la zone concernée. Avec des ancrages et des poutres de suspension resserrés, les fréquences des modes pilote et de détection ont tendance à être plus proches [89][82]. En règle générale, il est même préférable de limiter le nombre de poutres ressorts. Ce sont en effet les parties mécaniques dont l'altération, à cause des défauts de fabrication, a l'impact le plus important sur les modes propres.

Le 2^e aspect n'est en fait applicable qu'au silicium où la déformation des ressorts est indépendante de la détection des déplacements. Pour un gyromètre piézoélectrique, il est nécessaire que les déplacements induisent des déformations dans de grandes zones de la structure pour y récupérer un grand nombre de charges piézoélectriques. Il n'est donc pas possible de regrouper les poutres ressorts puisque les masses sensibles elles-mêmes agissent comme des ressorts. On verra de plus dans la section 2.3 que les ancrages internes possèdent également d'autres inconvénients.

Le dernier point que l'on peut examiner dans le tableau 2.1 concerne l'épaisseur des capteurs qui est assez faible, comprise entre 20 μm et 60 μm . Or on a vu dans la section 2.1 qu'il est préférable d'avoir une épaisseur importante de la masse d'épreuve pour augmenter sa valeur, et ainsi diminuer le bruit, sans augmenter la surface du capteur (spécification B6 et C3). Les gyromètres triaxiaux listés font le choix d'une épaisseur faible au détriment de la performance.

2.3 Architecture avec déformation d'un cadre

Contrairement aux réalisations de l'état de l'art, l'architecture de gyromètre triaxial développée précédemment à l'ONERA par Iannis Roland et Adrien Piot est conçue pour un actionnement et une détection piézoélectriques. Dans la sous-section 2.3.1 nous présentons cette architecture et soulignons ses avantages et ses défauts. Pour pallier à ces défauts nous proposons ensuite dans la sous-section 2.3.2 quelques améliorations de la structure ainsi que les simulations par éléments finis associées. Ces simulations ont été faites avec le logiciel Simcenter de la société Siemens pour la modélisation géométrique et le maillage et avec le solveur OOFELIE de la société Open Engineering pour la résolution des équations différentielles.

2.3.1 Architecture initiale

L'architecture de gyromètre triaxial développée par Iannis Roland puis Adrien Piot mesure les vitesses de rotation dans les trois directions de l'espace [65][1][90][2]. Il s'agit d'un cadre carré avec une poutre dirigée vers l'extérieur au milieu de chacun des quatre côtés (voir figure 2.4) qui est équivalent aux architectures avec quatre masses identiques en carré que nous avons vues dans la section 2.2. Ces quatre poutres sont les masses sensibles du gyromètre.

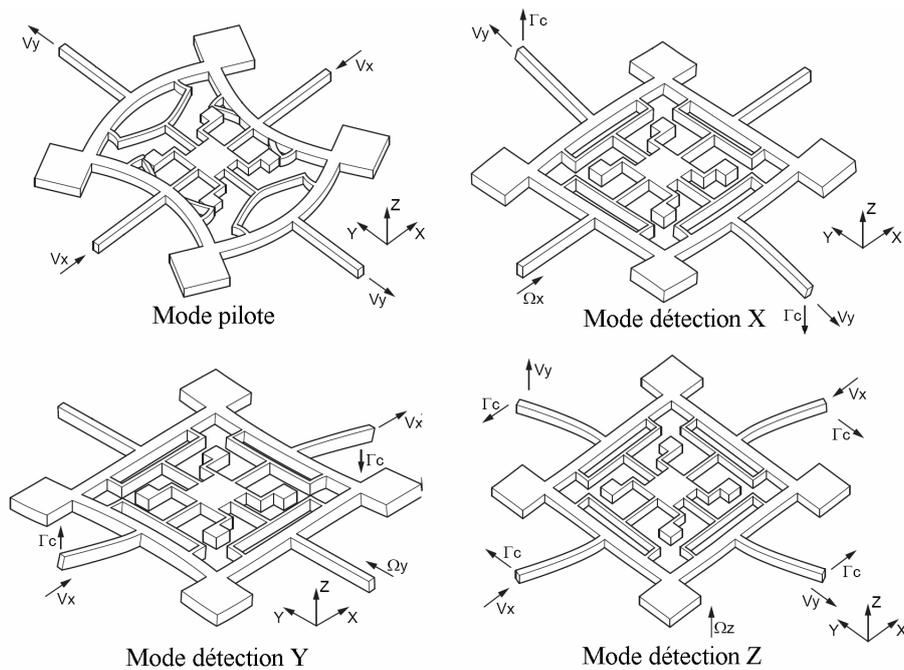


FIGURE 2.4 – Illustrations de l'architecture du gyromètre triaxial et des modes propres d'intérêt (mode pilote et modes de détection X, Y et Z) [1]. Le mode pilote est une déformation du cadre carré et les modes de détection des flexions des poutres sensibles. Les quatre petits plots à l'intérieur du cadre sont les ancres de la structure destinés à être collés sur des piliers.

Le mode propre pilote correspond à une déformation du cadre entraînant une translation des poutres le long des axes X et Y selon leur orientation (voir figure 2.4). À partir de ce seul mode pilote, trois modes propres de détection X, Y et Z peuvent être excités selon l'axe autour duquel la rotation a lieu. Ainsi une rotation de la structure autour de l'axe Z génère une force de Coriolis le long des axes X et Y selon les poutres ce qui entraîne une flexion dans le plan des

poutres sensibles. Les trois modes de détection sont des flexions de poutre : dans le plan pour le mode Z et hors-plan pour les modes X et Y.

Outre les poutres, la déformation du mode pilote déplace également de façon non négligeable le cadre et les masselottes (les quatre parallélépipèdes pleins situés aux angles du cadre). Ces déplacements doivent être pris en compte dans le calcul des facteurs de Bryan. Pour le mode Z par exemple, le cadre reste globalement immobile. Bien que les quatre poutres sensibles fléchissent, elles ne représentent qu'une partie de la masse mise en mouvement par le mode pilote et le facteur de Bryan K_z ne vaut que 0,43. À l'inverse, les modes X et Y ne concernent que deux poutres sur quatre mais déplacent également la moitié du cadre et des masselottes hors du plan. Les facteurs de Bryan K_x et K_y valent 0,5 [1]. Les axes X et Y ont donc une meilleure sensibilité mécanique que l'axe Z. L'amplitude générée par le couplage de Coriolis sera plus grande. Néanmoins, leur sensibilité piézoélectrique est moins bonne pour deux raisons. D'une part la configuration des électrodes sur les poutres n'est pas optimale pour mesurer des flexions hors-plan, contrairement aux flexions dans le plan (voir section 1.3.1 et figures 1.11(e) et 1.11(f)). D'autre part, pour les modes X et Y, seules les déformations des poutres, et pas les déformations du cadre et des masselottes, génèrent des charges piézoélectriques mesurables. En effet, afin de limiter le couplage électrostatique entre le mode pilote et les modes de détection, les électrodes sur le cadre et les masselottes ne servent qu'au mode pilote.

Les principales dimensions et les électrodes supérieures sont visibles dans la figure 2.5(a). L'épaisseur visée de la structure est de 450 μm . Les quatre masselottes optimisent le découplage des modes hors-plan. Elles vibrent en opposition de phase des poutres et empêchent une torsion trop importante du cadre.

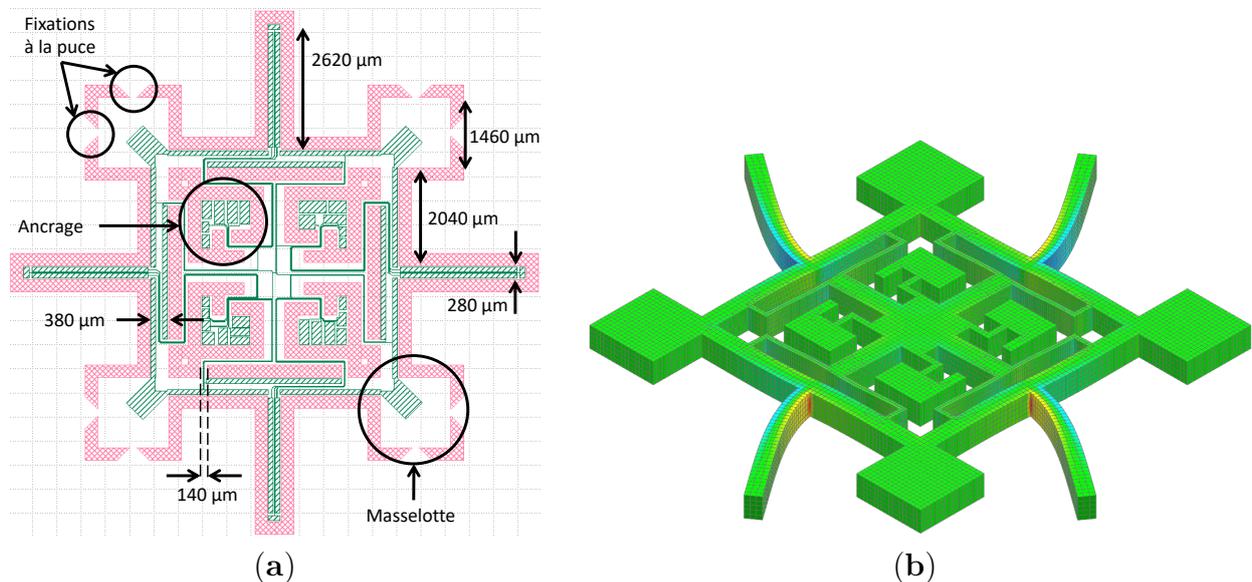


FIGURE 2.5 – (a) En rouge : motifs des tranchées délimitant le gyromètre triaxial sur le masque de gravure. En vert : motifs des électrodes supérieures sur le masque de lithographie. (b) Simulation par éléments finis des transferts de chaleur dus à la thermoélasticité pour le mode de détection Z. Les zones rouges correspondent à une hausse de la température suite à une compression et les zones bleues à une baisse de la température suite à une extension.

Pour un gyromètre triaxial, cette architecture possède deux avantages principaux. Le premier est sa simplicité qui est une conséquence de l'emploi de la piézoélectricité pour la détection.

Les flexions des poutres peuvent être mesurées directement en récupérant les charges sur les électrodes. Le deuxième avantage est d’avoir un bon découplage entre les parties vibrantes et les ancrages offrant ainsi de grands facteurs de qualité limités seulement par les pertes thermoélastiques. Quelques inconvénients viennent néanmoins les contrebalancer.

1. Les pertes thermoélastiques sont assez élevées. À l’aide du modèle de Zener (voir figure 1.14), on calcule que pour le GaAs l’épaisseur vibrante doit être environ supérieure à 370 μm pour que le facteur de qualité lié aux pertes thermoélastiques soit supérieur à 100 000 (objectif donné par les spécifications B10 et B11). Or, si l’épaisseur des poutres sensibles vaut 450 μm , leur largeur est au maximum de 280 μm , sans compter la sous-gravure qui la diminue encore. Une telle largeur est nécessaire pour l’appariement des fréquences. À l’aide d’un modèle par éléments finis de toute la structure, il est possible de prendre en compte les échanges thermiques plus finement qu’avec le modèle de Zener (voir figure 2.5(b)). Lors d’une simulation modale complexe, on peut calculer le facteur de qualité thermoélastique grâce au rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle de la fréquence de résonance [91]. Les valeurs calculées sont cohérentes avec le modèle de Zener puisqu’on trouve environ 150 000 pour les modes X et Y, correspondant à des flexions hors-plan des poutres sensibles, et seulement 28 000 pour le mode Z (flexions dans le plan). Pour le mode pilote le facteur de qualité est encore plus faible, il vaut 15 000, car ce sont entre autres les fines poutres de suspension, larges de 140 μm , qui fléchissent.
2. Les 13^e, 14^e et 15^e modes propres, qui sont des modes parasites de flexion de poutres, ont des fréquences proches des modes d’intérêt (numérotés de 9 à 12), avec moins de 1 kHz d’écart (voir tableau 2.3). Le risque est élevé qu’ils viennent perturber le fonctionnement du gyromètre.
3. Les ancrages sont situés à l’intérieur du cadre ce qui complique les étapes de fabrication. En effet comme il s’agit, par conception, de zones non vibrantes car découplées des modes propres, leurs formes finales ont peu d’impact sur les performances. Les ancrages sont donc utilisés habituellement pour rattacher la structure à la puce pendant la fabrication car même s’ils sont un peu abîmés, le résonateur n’est pas affecté. Malheureusement avec des ancrages internes ce n’est pas possible et donc, selon la finesse avec laquelle les fixations à la puce sont brisées, la structure finale est plus ou moins altérée. Même si les ancrages internes rendent théoriquement le capteur moins sensible aux déformations du packaging, l’intégrité de la structure est un critère plus important.
4. Les poutres de suspension entre les ancrages et le cadre sont très fines, elles mesurent seulement 140 μm de largeur. Elles sont donc plus sensibles aux défauts de gravure.

Numéro	8	9	10	11	12	13	14	15
Type	Parasite	X	Y	Pilote	Z	Parasite		
Fréquence (Hz)	16 569	22 728	22 728	22 787	22 856	23 322	23 370	23 420

TABLE 2.3 – Fréquences de résonance simulées par éléments finis des modes propres du gyromètre triaxial.

2.3.2 Architecture avec des ancrages externes

Dans la section 2.3.1, on a vu que l’architecture de gyromètre triaxial développée au cours des thèses précédentes [1][2] est particulièrement adaptée pour un actionnement et une détection

piézoélectriques des modes propres de vibration mais qu'elle présente quelques défauts. Idéalement, on aimerait modifier l'architecture pour corriger ces défauts au niveau de la conception, mais sans toucher aux principes fondamentaux de fonctionnement avec un cadre de déformation pour le mode pilote et quatre poutres pour les modes de détection. Malheureusement, il n'est pas garanti qu'une telle démarche puisse réussir. En effet, la conception d'une architecture de gyromètre triaxial est une étape complexe avec de nombreuses contraintes (modes propres aux déplacements orthogonaux, fréquences de résonance proches, facteurs de qualité élevés, etc). L'optimisation d'un critère peut conduire à la dégradation d'un autre. La recherche d'une architecture optimisée se fait par itérations de simulations par éléments finis en modifiant petit à petit les dimensions. Ce processus prend beaucoup de temps sans garantie qu'il existe une solution tenant toutes les spécifications.

Pour nos travaux, la priorité a été donnée plus à la fabrication et la caractérisation de résonateurs qu'à la conception par éléments finis. Il s'agit de s'assurer que les procédés de fabrication en GaAs sont fonctionnels. Il a donc été décidé de concentrer les efforts de modélisations sur le report des ancrages à l'extérieur du cadre. Des ancrages externes faciliteraient notamment la manipulation de l'échantillon pendant les étapes de fabrication.

Contraintes

Idéalement, on souhaite conserver tous les avantages de la structure actuelle. Voici donc les spécifications que nous nous donnons :

1. avoir les ancrages à l'extérieur du cadre ;
2. regrouper les fréquences de résonance des quatre modes propres de vibration pilote et de détection X, Y et Z avec moins de 1 kHz d'écart entre la plus grande et la plus petite ;
3. conserver une architecture symétrique par rotation de 90° afin que les modes de détection X et Y soient équivalents ;
4. ne pas avoir de vibrations dans les ancrages pour garantir que les facteurs de qualité des quatre modes propres d'intérêt ne soient pas limités par les pertes aux ancrages ;
5. avoir une surface de la structure inférieure à 1 cm^2 ;
6. imposer une largeur de tranchée unique égale à $315 \mu\text{m}$.

En-dehors de la première, toutes ces spécifications sont respectées par l'architecture initiale. La dernière notamment, qui indique la largeur des tranchées, est imposée par le procédé de gravure réactive ionique profonde pour lequel la vitesse de gravure est dépendante de la largeur (voir chapitre 3). Ainsi toutes les tranchées sont gravées à la même vitesse et traversent en même temps le wafer. La largeur de la tranchée vaut $300 \mu\text{m}$ sur le masque de gravure mais on anticipe une sous-gravure de $15 \mu\text{m}$ pour les dimensions finales du résonateur.

Cadre simple

Afin d'identifier les nœuds de vibration des modes propres d'intérêt, on simplifie l'architecture au maximum, on ne conserve qu'un cadre et quatre poutres dirigées vers l'intérieur. On calcule alors les déformations modales dans le cas, purement théorique, où la structure n'est pas tenue, comme si elle flottait en l'air. Les résultats sont présentés dans la figure 2.6 ; les déformations sont amplifiées afin d'être plus visibles. Pour bien séparer à la simulation les modes X et Y, les deux poutres alignées le long de l'axe y ont été un peu allongées par rapport aux

deux autres poutres. Autrement, à cause de la symétrie de la structure, les modes X et Y ont les mêmes fréquences et se superposent ce qui rend les résultats plus durs à analyser. Les déformations du matériau sont représentées en couleur afin de visualiser les zones où apparaissent les charges piézoélectriques et qui sont donc susceptibles de recevoir des électrodes.

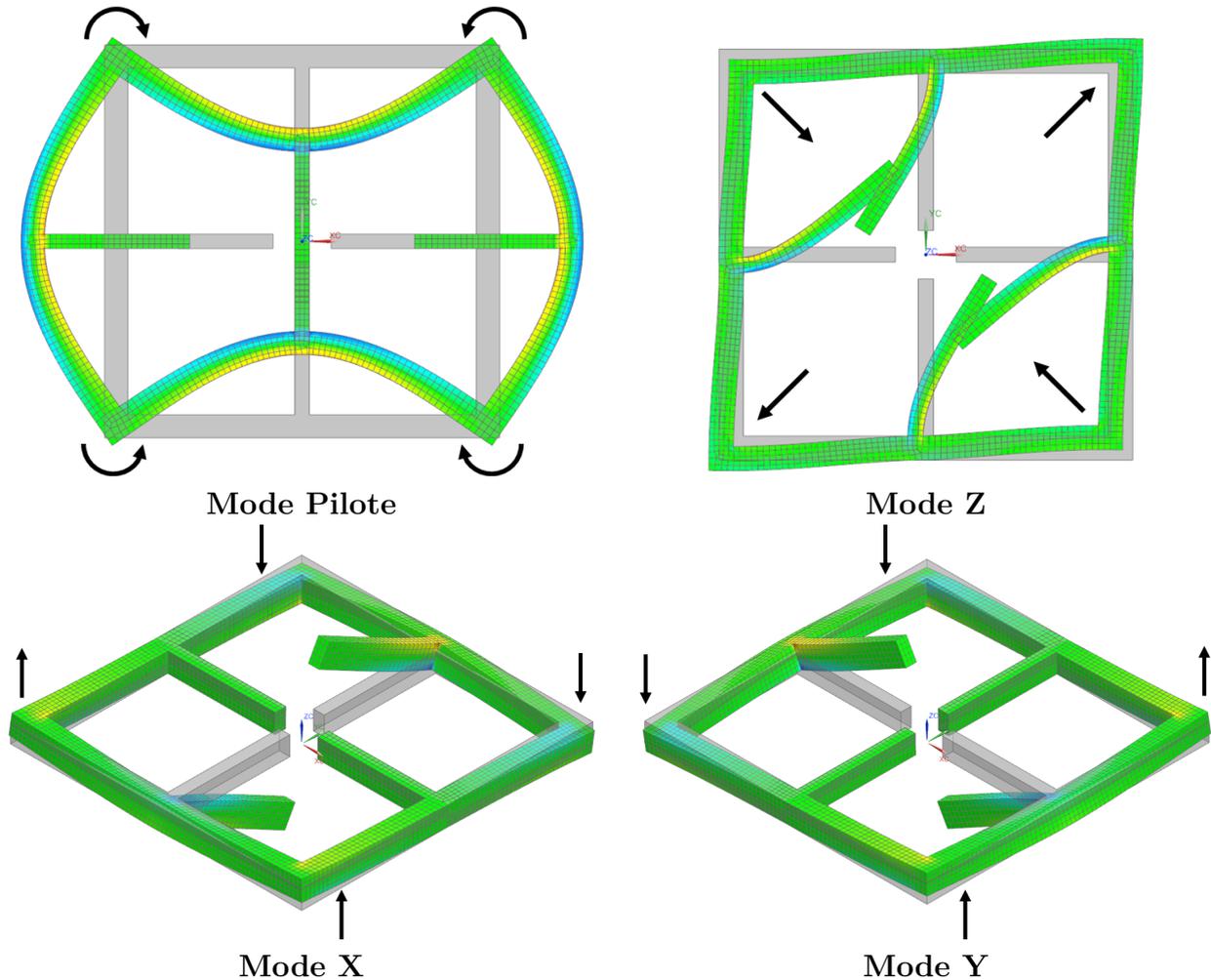


FIGURE 2.6 – Simulations des modes propres d'une architecture simplifiée d'un gyromètre triaxial. La structure statique est représentée en gris transparent. Les déplacements des angles du cadre sont indiqués par les flèches noires. Les couleurs représentent les déformations. Les zones rouges correspondent à des compressions et les zones bleues à des extensions.

On constate que l'intégralité de la structure se déplace au cours des quatre modes. Il n'y a pas de nœuds de vibration communs. Néanmoins, les angles du cadre sont les parties les plus statiques. Il semble donc logique de les utiliser comme points de fixation. On voit aussi que les zones d'apparition des charges piézoélectriques sont distinctes entre le mode pilote et les modes de détection ce qui limite le couplage piézoélectrique où l'actionnement du mode pilote apparaît sur les électrodes des modes de détection.

Cadre de découplage et croix de renforcement

Comme les angles ne sont pas des nœuds de vibrations, il n'est pas possible de les connecter directement aux ancrages. Il faut réussir à découpler le cadre de déformation des ancrages. Pour

cela, il existe deux stratégies.

- Comme la dissipation d'énergie des modes propres se fait à travers la propagation des vibrations jusqu'aux ancrages, il est possible d'isoler les ancrages en utilisant un filtre passe-bas mécanique. On ne connecte pas directement les ancrages à la structure mais on ajoute une structure intermédiaire qui joue le rôle de filtre. Si la fréquence de coupure de ce filtre, égale à $\sqrt{k/m}$ où k est sa raideur et m sa masse, est inférieure à la fréquence de résonance du mode, les vibrations sont atténuées. Le filtre doit donc comporter des masses importantes, pour augmenter m , ou des poutres fines, pour diminuer k .
- La seconde stratégie consiste à relier physiquement deux déplacements en opposition de phase dans un mode propre de la structure pour les annuler. Elle est employée dans un diapason par exemple où les déformations des deux poutres à l'encastrement s'opposent et se neutralisent.

D'après la figure 2.6, les angles du cadre subissent une rotation avec le mode pilote, un déplacement hors-plan avec les modes X et Y et un déplacement dans le plan, en losange, avec le mode Z. Nous proposons d'utiliser deux ajouts qui exploitent les deux stratégies de découplage : un cadre de découplage à l'extérieur du cadre de déformation et une croix de renforcement à l'intérieur (voir figure 2.7(a)).

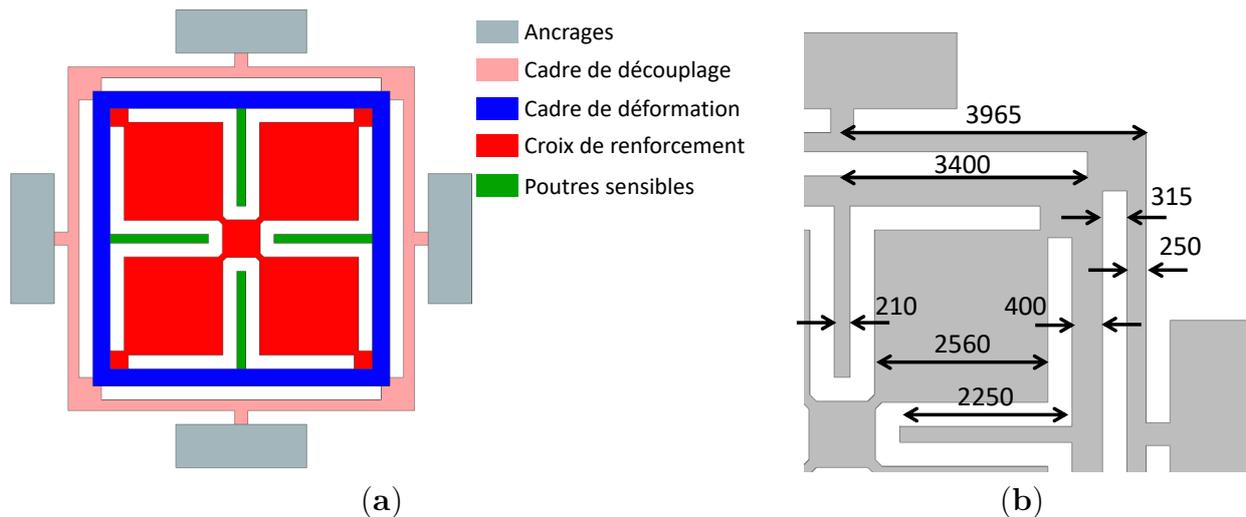


FIGURE 2.7 – (a) Dessin du gyromètre triaxial avec les ancrages à l'extérieur et les poutres sensibles à l'intérieur. (b) Zoom sur le quart en haut à droite avec les dimensions en micromètres.

Le cadre de découplage est plutôt adapté au mode pilote. Il relie deux à deux les angles qui tournent en opposition de phase et il filtre les vibrations. Ses poutres sont plus fines que celle du cadre de déformation pour que sa fréquence de coupure soit inférieure à la fréquence de résonance du mode pilote.

La croix de renforcement de son côté sert plutôt au découplage du mode Z. Elle relie les angles opposés du cadre de déformation qui ont des déplacements en opposition de phase. Les poutres sont libres de fléchir tandis que la déformation en losange est diminuée. La largeur de la croix varie beaucoup entre le centre de la structure et les points de fixation au cadre. À ces deux endroits elle est étroite pour, respectivement, passer entre les poutres sensibles tout en gardant une largeur de tranchée unique de 315 μm et pour que le cadre puisse se déformer selon le mode pilote. En revanche, elle s'élargit entre ces deux zones d'une part pour augmenter sa

raideur afin de diminuer les déplacements des angles, et d'autre part pour simplifier le dessin des tranchées.

Les difficultés proviennent des modes X et Y. À cause du cadre de découplage, nous sommes forcés de retirer les masselottes des angles du cadre de déformation. Ces masselottes servent normalement à contrebalancer les flexions hors-plan des poutres et donc à équilibrer les modes X et Y. La croix de renforcement joue un rôle un peu similaire aux masselottes en s'opposant à la torsion du cadre, mais ses mouvements de balancier sont limités. De plus, il n'est pas possible de régler sa taille indépendamment des autres dimensions.

De manière générale, l'utilisation d'ancrages externes réduit les degrés de liberté pour la conception de l'architecture. Ainsi, contrairement au cas de l'architecture avec les ancres internes, la longueur des poutres est limitée par la taille du cadre. Or il s'agit d'un paramètre de réglage des fréquences de résonance des flexions des poutres pour les modes X, Y et Z. L'appariement des fréquences est donc plus compliqué. La figure 2.7(b) présente les dimensions finalement retenues. L'épaisseur visée est toujours de $450\ \mu\text{m}$ comme pour l'architecture initiale.

Discussion

Les modes pilote et de détection sont présentés dans la figure 2.8. La structure tient les spécifications listées précédemment, notamment l'appariement des fréquences, à l'exception des facteurs de qualité limités par les pertes aux ancres qui sont assez faibles.

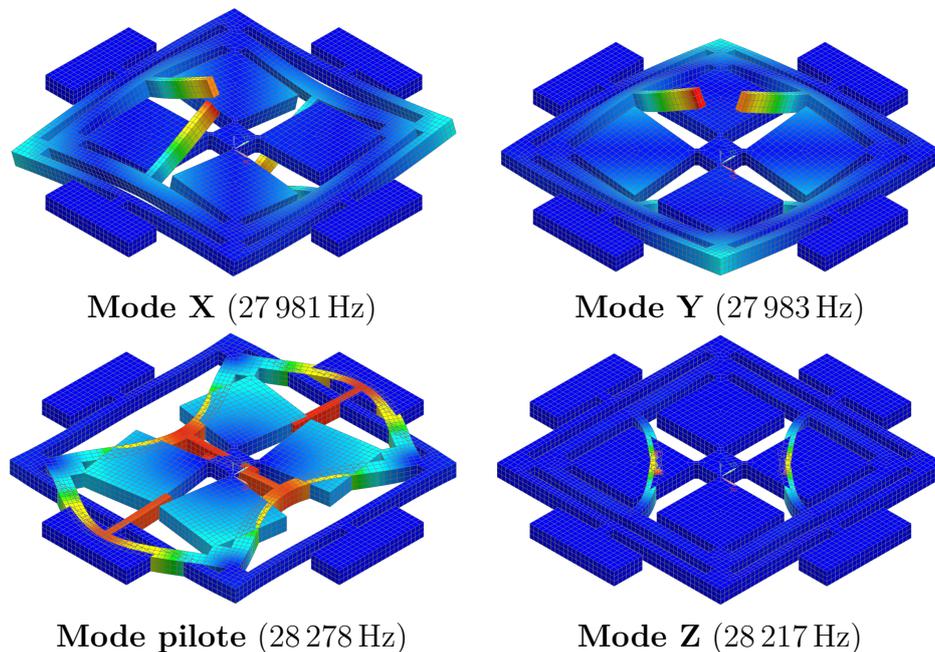


FIGURE 2.8 – Simulations par éléments finis des modes pilote et de détection du gyromètre triaxial avec les ancres à l'extérieur. Les couleurs représentent les déplacements. Les zones rouges correspondent aux déplacements les plus importants.

Pour simuler les pertes aux ancres et évaluer leur ampleur, on calcule la densité d'énergie des déformations élastiques dans chaque élément fini. On s'intéresse alors aux éléments présents à la surface inférieure des ancres. Il s'agit des surfaces qui sont collées sur des piliers une fois la structure achevée pour la suspendre. Dans nos simulations, on impose un encastrement à ces

surfaces. On considère que toute l'énergie de déformation des éléments 3D en contact avec ces surfaces est transmise au bâti et qu'elle est donc perdue. Le rapport entre la quantité totale d'énergie de déformation dans la structure et la quantité transmise au bâti nous donne finalement une estimation du facteur de qualité limité par les pertes aux ancrages. Pour l'architecture initiale, les facteurs de qualité calculés ainsi pour les quatre modes propres d'intérêt sont supérieurs à 10^6 . Pour l'architecture avec les ancrages externes, seul le mode pilote a un facteur de qualité limité par les ancrages supérieur à 10^6 , les trois modes de détection sont seulement supérieurs à 10^5 . Deux raisons expliquent cette différence. La première est la disparition des masselottes qui balancent les modes X et Y. Sans elles, les flexions hors-plan des poutres déforment tout le cadre. La seconde est que le découplage du mode Z se fait plus facilement avec des ancrages internes car, dans ce cas, le centre du cadre correspond à un nœud de vibrations.

Si les ancrages ont bien été reportés à l'extérieur du cadre de déformation, les autres défauts de l'architecture initiale sont toujours présents. Ainsi les largeurs des poutres sensibles qui limitent le facteur de qualité à cause des pertes thermoélastiques ont été un peu diminuées alors qu'il faudrait les augmenter. Certes, les fines poutres de suspension présentes dans l'architecture initiale, qui relient le cadre de déformation aux ancrages et limitent fortement le Q_{thermo} du mode pilote, ont disparu. Mais la croix de renforcement a, elle aussi, des largeurs très faibles au centre du cadre et aux fixations, nécessaires pour permettre les flexions. L'autre inconvénient qui n'a pas disparu, c'est la présence des modes parasites avec des fréquences de résonance proches de celles des modes d'intérêt.

Finalement cette modification de l'architecture, qui a été modélisée au milieu des travaux de thèse, n'a pas donné lieu à des fabrications de résonateurs. En effet, à cause du déménagement de la salle blanche du C2N (voir section 3.4.1), les gravures n'ont pu être réalisées que jusqu'en août 2018. Il avait donc été décidé de se concentrer sur la fabrication des architectures existantes.

2.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons, dans un premier temps, listé les caractéristiques à réunir pour qu'un résonateur piézoélectrique soit un gyromètre uniaxial vibrant performant. En ce qui concerne l'architecture, il faut que le résonateur mette en œuvre des flexions de poutres et que les modes propres pilote et de détection entraînent des déplacements de masse perpendiculaires. Mais il faut surtout que les facteurs de qualité soient élevés et que les fréquences de résonance soient bien contrôlées, à savoir proches pour les modes d'intérêt et écartées de celles des autres modes propres.

Pour beaucoup d'applications, la mesure de la vitesse de rotation doit se faire le long des trois directions de l'espace. La solution la plus simple consiste à utiliser trois gyromètres uniaxiaux mais, en terme de taille et de consommation d'énergie, il est plus intéressant d'avoir une seule structure. On trouve ainsi de plus en plus dans la littérature des architectures de gyromètres triaxiaux avec un unique mode pilote pour trois modes de détection. Les spécifications sont les mêmes que pour un gyromètre uniaxial si ce n'est qu'elles s'appliquent aux trois modes de détection. On a vu que toutes les références de l'état de l'art concernent des gyromètres en silicium et qu'il est difficile de tenir toutes les spécifications. Le type d'architecture le plus employé utilise quatre masses d'épreuve identiques réparties en carré. Les modes propres d'intérêt induisent des déplacements de ces masses dans le plan et hors du plan.

La seule architecture de gyromètre triaxial exploitant la piézoélectricité, développée précédemment par Iannis Roland et Adrien Piot au cours de leurs thèses [1][2], suit le même modèle

avec un cadre de déformation pour le mode pilote et quatre poutres pour les modes de détection. Cette architecture a plusieurs avantages, notamment un bon découplage des modes avec les ancrages, des fréquences de résonance proches et, bien sûr, un actionnement et une détection piézoélectriques. Mais elle n'est pas parfaite et ne tient pas toutes les spécifications que nous avons listées. Ainsi les modes propres parasites n'ont pas des fréquences de résonance écartées de celles de modes d'intérêt, les facteurs de qualité sont limités par les pertes thermoélastiques et les ancrages sont situés au centre de la structure. Ce dernier point ne limite pas vraiment les performances inertielles mais complique les étapes de fabrication. Habituellement les ancrages sont utilisés pendant la fabrication pour tenir la structure, par exemple pour la garder attachée au wafer même après la gravure. En effet, il peut y avoir encore des étapes après la gravure et avant la libération de la structure. Dans notre cas par exemple, les électrodes latérales nécessaires à la détection piézoélectrique des flexions hors-plan doivent être déposées.

Sans résoudre tous les défauts de l'architecture, car cela nécessiterait des temps de développement longs, nous avons étudié la possibilité de sortir les ancrages en-dehors du cadre de déformation sans toucher au cœur de l'architecture, à savoir un cadre et quatre poutres. Ces dernières sont alors tournées vers l'intérieur. Notre étude montre qu'une telle modification, en gardant proches les fréquences de résonance des modes d'intérêt, est possible mais qu'elle se fait au détriment des facteurs de qualité limités par les pertes aux ancrages. En effet, malgré l'ajout de deux systèmes de découplage, un cadre supplémentaire autour du cadre de déformation et une croix de renforcement, les pertes aux ancrages sont environ multipliées par dix. Toutefois, étant donné que les facteurs de qualité sont en fait limités par les pertes thermoélastiques dans l'architecture initiale, les performances finales du résonateur ne sont pas dégradées. À plus long terme, les autres défauts de l'architecture du gyromètre triaxial piézoélectrique devront être corrigés.

Chapitre 3

Gravure profonde du GaAs

Afin de réduire les coûts de production, il est indiqué dans la section 2.1 que la fabrication de capteurs en GaAs doit se faire par usinage collectif de wafer (spécification C1). À l'exception des procédés de gravure de couche sacrificielle qui servent à libérer des microstructures déposées ou assemblées sur wafer, l'usinage collectif consiste dans la plupart des cas à fabriquer la structure par micro-usinage de volume, c'est-à-dire à graver dans la masse du wafer pour y faire apparaître la pièce souhaitée [61]. Pour cela, une couche protectrice, en résine par exemple, est déposée sur une face du wafer, parfois les deux. Des motifs sont délimités dans cette couche, appelée masque, afin de révéler les parties du wafer que l'on souhaite enlever. Le matériau est ensuite gravé, souvent par attaque chimique, et seules les parties non recouvertes par le masque sont retirées. Il suffit alors d'éliminer la couche protectrice, à l'aide d'un solvant par exemple, pour obtenir la structure du MEMS souhaitée. Cette technique permet de fabriquer plusieurs pièces en même temps si elles sont sur le même wafer mais elle n'autorise en général que l'extrusion de motifs 2D, bien qu'il existe des procédés de gravure 3D ou multi-niveaux.

Toujours dans la section 2.1, nous avons montré que pour réaliser un capteur à la fois performant et compact, il faut d'une part que la gravure soit profonde et verticale (spécifications C3 et C4) et d'autre part que les flancs des tranchées ainsi obtenues soient les plus lisses possibles (spécification C6). Il existe deux principales méthodes de gravure profonde : la gravure humide où l'agent réactif est une solution aqueuse et la gravure sèche où l'agent réactif est un plasma, un faisceau d'ions ou un gaz réactif. En principe, la gravure sèche est peu contraignante et permet de fabriquer n'importe quelle structure mais, pour des gravures profondes, elle est plus compliquée à réaliser [1]. Si elle est désormais maîtrisée et donc beaucoup utilisée pour la fabrication de MEMS en silicium [92], elle reste très marginale pour le micro-usinage profond du GaAs.

L'ablation laser est peu répandue mais représente une alternative aux deux méthodes précédemment citées. Elle consiste à chauffer fortement et de façon très localisée la surface pour la faire fondre ou sublimer et ainsi éjecter la matière. Cette solution technologique n'a toutefois pas été retenue pour trois raisons. Premièrement, si elle permet bien de réaliser des gravures profondes et verticales, il s'agit d'une écriture séquentielle des motifs. Le faisceau laser se déplace sur le wafer et délimite les structures les unes après les autres et non collectivement. Les temps de gravure sont donc augmentés. Deuxièmement, aucun des deux laboratoires de d'accueil de cette thèse, le C2N et l'ONERA, ne possédait les machines adaptées à cette technique lors de nos travaux. Troisièmement, la génération de vapeurs toxiques, à cause de la pulvérisation de l'arsenic, n'est pas traitée dans la plupart des laboratoires disposant de cette technique.

L'usinage du GaAs par ce procédé étant par ailleurs quasi inexistant, passer par une entreprise prestataire aurait nécessité des développements techniques longs. Il a donc été décidé de se concentrer sur les deux premières méthodes de gravure profonde : sèche et humide.

Dans la section 3.1, nous rappelons les caractéristiques principales des profils de tranchées obtenus par gravure profonde. Nous détaillons dans la section 3.2 l'état de l'art de la gravure humide du GaAs pour réaliser des gravures profondes et verticales ainsi que les résultats de quelques essais. Après avoir conclu à l'impossibilité d'utiliser la gravure humide pour remplir nos objectifs, nous présentons dans la section 3.3 la gravure réactive ionique profonde appelée DRIE (Deep Reactive Ion Etching), son principe de fonctionnement et son application au GaAs. Dans la section 3.4 nous présentons les résultats obtenus avec un procédé DRIE développé lors de travaux de thèses précédents [1][2], notamment les défauts de fabrication observés, puis dans la section 3.5 nous proposons des améliorations du procédé qui concernent principalement le renforcement du masque de gravure.

3.1 Caractéristiques des gravures profondes

Dans le cas qui nous intéresse, la gravure est caractérisée par le profil des tranchées qu'elle permet d'obtenir. Idéalement ce profil possède des flancs verticaux et lisses et la largeur de la tranchée vaut la largeur de l'ouverture dans le masque (voir figure 3.1). On rappelle les paramètres employés habituellement pour quantifier l'écart entre ce profil idéal et le profil observé.

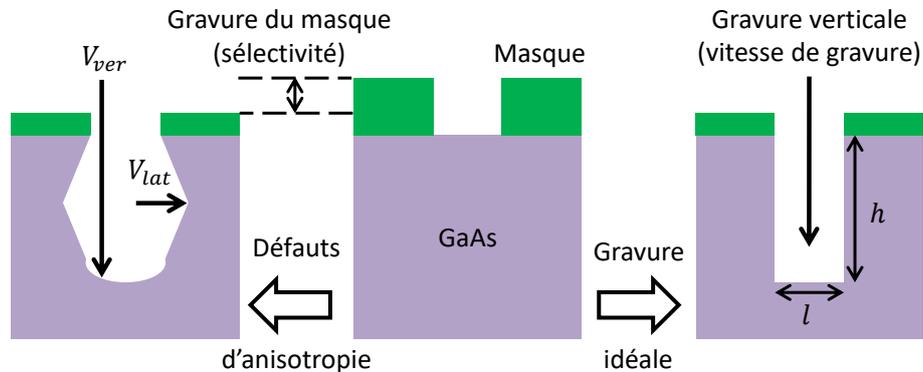


FIGURE 3.1 – Vue en coupe d'un wafer et de son masque ouvert pour une gravure de tranchée. À droite un profil idéal de gravure et à gauche un profil avec de la sous-gravure latérale.

Vitesse de gravure Il s'agit de la vitesse à laquelle se grave le fond de gravure. Elle quantifie la vitesse de gravure perpendiculaire à la surface. Elle s'exprime en $\mu\text{m}.\text{min}^{-1}$.

Sélectivité du masque Pendant la gravure, le masque est également attaqué. La sélectivité S est le rapport entre la vitesse de gravure V_{sub} du matériau que l'on souhaite usiner et la vitesse de gravure V_{mas} du masque. Plus la sélectivité est élevée, plus le masque pourra être fin.

$$S = \frac{V_{sub}}{V_{mas}} \quad (3.1)$$

Rapport d'aspect Il s'agit du rapport F entre la profondeur gravée h et la plus petite dimension du masque l , c'est-à-dire souvent la largeur de la tranchée ou l'écartement entre deux tranchées. Pour une technologie de gravure donnée, plus F est grand, plus les possibilités de fabrication sont grandes.

$$F = \frac{h}{l} \quad (3.2)$$

Facteur d'anisotropie Une fois la gravure amorcée, les flancs sont également attaqués comme le fond. La gravure se fait alors à la fois verticalement et horizontalement. Cette gravure horizontale qui a lieu sous le masque est appelée sous-gravure. Le facteur d'anisotropie A est le rapport entre la vitesse de gravure latérale V_{lat} et verticale V_{ver} soustrait à la valeur 1. Plus il est proche de 1, plus la gravure est anisotrope.

$$A = 1 - \frac{V_{lat}}{V_{ver}} \quad (3.3)$$

3.2 Gravure chimique humide

La particularité de la gravure chimique humide est d'utiliser comme agent de gravure des solutions liquides dans lesquelles sont plongés les wafers.

3.2.1 Principe de fonctionnement

Réactions chimiques

La microfabrication par gravure humide du GaAs est réalisée en milieu aqueux par une réaction chimique de gravure typiquement composée d'une réaction d'oxydo-réduction et d'une réaction de dissolution. Le bain de gravure est constitué d'un oxydant (Br_2 , HNO_3 , H_2O_2) qui oxyde la surface sur une profondeur de quelques nanomètres, d'un composant acide (H_2SO_4 , H_3PO_4 , HF , HCl , $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$, HNO_3) ou basique (NH_4OH , NaOH) qui dissout la surface oxydée, et éventuellement d'un diluant (H_2O , CH_3OH) permettant une meilleure mobilité des particules et de grandes variations dans les vitesses de dissolution [93].

Deux phénomènes gouvernent la cinétique de la réaction : la diffusion des espèces chimiques dans les différents milieux et les réactions chimiques entre le substrat et le bain [94].

- Dans le cas d'un procédé limité par la diffusion, le temps mis par les espèces chimiques pour atteindre le fond de la tranchée détermine la vitesse de réaction globale. Si la répartition des espèces est homogène près de la surface à graver, la vitesse de gravure sera donc la même pour n'importe quelle orientation cristalline. La gravure suit un processus isotrope et lisse les surfaces attaquées car les excroissances sont plus exposées que les surfaces planes.
- Dans le cas d'un procédé limité par la réaction, c'est la cinétique de la réaction chimique entre les espèces qui influence la vitesse de gravure. De petites variations dans les proportions des réactifs peuvent entraîner de grandes variations de la vitesse de gravure. La gravure suit un processus anisotrope : selon la nature et la structure cristalline du matériau gravé les réactions chimiques peuvent être plus ou moins rapide en fonction des directions de gravure. Selon les réactions chimiques mises en jeu, les surfaces exposées peuvent être plus ou moins structurées et donc rugueuses [93].

De nombreux bains de gravure se situent entre ces deux extrêmes. Il est même parfois possible de passer de l'un à l'autre en changeant simplement les concentrations des produits chimiques. Une gamme variée de résultats est donc atteignable.

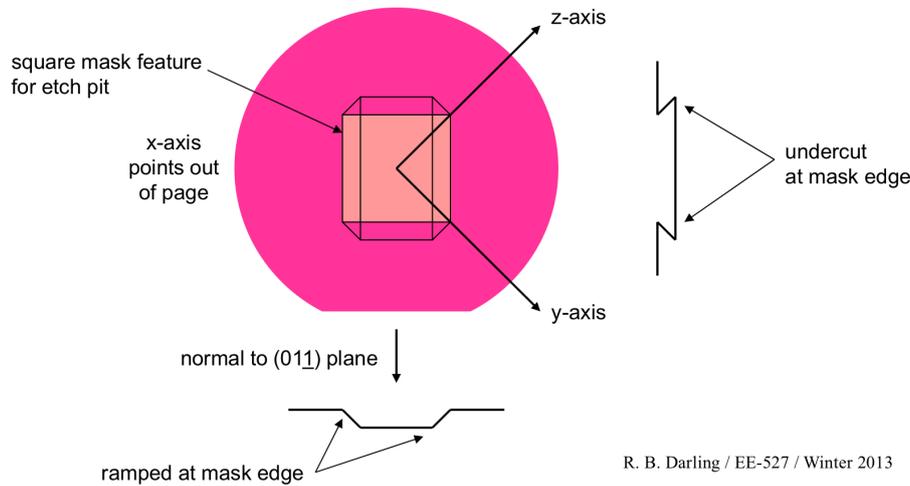
Anisotropie de la gravure

On a vu dans la section 1.3.2 que le GaAs est un matériau monocristallin avec un agencement des atomes particulier. L'absence de symétrie par rapport à un plan dans la maille cristalline du GaAs, qui produit notamment l'effet piézoélectrique, donne différentes propriétés chimiques aux deux familles de plans (111) : les plans (111)As terminés par des atomes d'arsenic, également appelés plans (111)B, et les plans (111)Ga, ou plans (111)A, terminés par des atomes de gallium. Lors d'une gravure anisotrope, les plans (111)As sont gravés plus vite que les plans (111)Ga [49]. Le lecteur intéressé trouvera plus de détails concernant les mécanismes de gravure chimique dans la référence [95].

En fait, on peut montrer que la vitesse de gravure décroît dans le sens $(011) > (111)As > (001) > (111)Ga$. Depuis une face (001) cela donne des flancs de gravure en forme de pyramide pour une tranchée dans la direction $\langle 110 \rangle$ et en forme de pyramide inversée dans la direction perpendiculaire $\langle \bar{1}10 \rangle$ (voir figures 3.2 et 3.3) [45][96]. Le résultat est inversé pour une gravure depuis la face $(00\bar{1})$.

À l'aide de considérations trigonométriques dans un tétraèdre régulier, figure formée par quatre atomes du même type au sein de la maille élémentaire, on peut calculer l'angle θ entre le flanc sortant, c'est-à-dire le plan dense (111)Ga, et la surface du wafer.

$$\theta = \arctan(\sqrt{2}) \approx 54,73^\circ \quad (3.4)$$



R. B. Darling / EE-527 / Winter 2013

FIGURE 3.2 – Schéma d'une gravure humide anisotrope d'un motif rectangulaire orienté selon les directions $\langle 011 \rangle$ et $\langle 0\bar{1}1 \rangle$ dans un wafer de GaAs (100) [97].

Sachant que dans le cas d'une gravure très anisotrope le plan le plus lent à graver est le plan (111)Ga, il est possible, si l'on connaît les vitesses de gravure verticale $V_{(100)}$ et du plan dense $V_{(111)A}$, de calculer le rapport d'anisotropie A à partir des équations (3.3) et (3.4).

$$A = 1 - \frac{V_{(111)A}}{V_{(100)} \sin(\theta)} \quad (3.5)$$

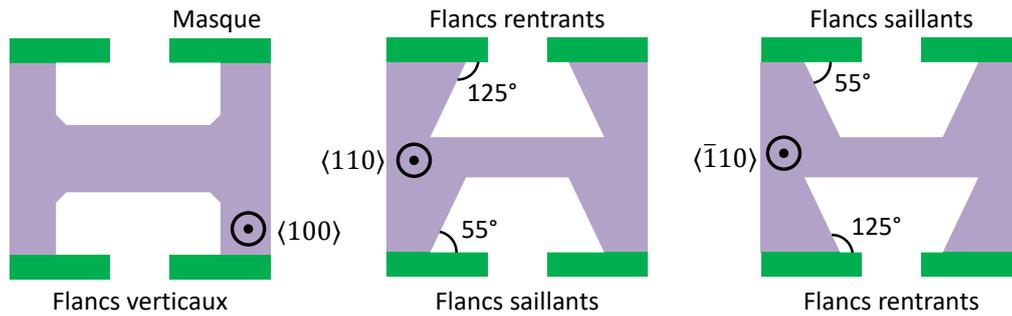


FIGURE 3.3 – Schéma de la vue en coupe de gravures chimiques anisotropes du GaAs (001) suivant les directions $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ et $\langle \bar{1}10 \rangle$.

On constate que pour une tranchée dans la direction $\langle 100 \rangle$ ou $\langle 010 \rangle$ sur un wafer (001), les flancs présentent la même structure que la surface du wafer. Dans le cas d'une gravure anisotrope, ils sont verticaux mais se gravent à la même vitesse que le fond de gravure. Le rapport d'anisotropie vaut alors 0.

Caractéristiques

La gravure humide de matériaux cristallins possède plusieurs avantages. Elle est plutôt simple à mettre en œuvre puisqu'elle ne nécessite pas d'équipement complexe. Le protocole de fabrication consiste à mélanger les réactifs dans les bonnes proportions et à immerger le wafer recouvert d'un masque sur les deux faces pendant un temps déterminé dépendant de la vitesse de gravure du mélange et de la profondeur de gravure visée. Il faut également contrôler la température et l'agitation du bain. L'attaque étant purement chimique, la sélectivité du masque est très élevée si on choisit un matériau résistant à la solution de gravure. Certaines résines sont ainsi conçues pour résister à de nombreux acides. La rugosité des flancs dépend uniquement de la réaction chimique. Les gravures très anisotropes, surtout si elles ont une vitesse de gravure élevée supérieure à $15 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$, peuvent donner une surface rugueuse mais en général les surfaces sont plutôt lisses. La gravure humide permet donc de respecter les spécifications C1, C3 et C6 de la section 2.1 qui imposent un usinage collectif de tranchées profondes aux flancs lisses.

En revanche cette méthode est sujette à un inconvénient important pour la fabrication de MEMS : son profil de gravure et son facteur d'anisotropie sont dépendants de l'orientation de la tranchée par rapport à l'orientation du cristal. La solution de gravure gravera plus ou moins rapidement certaines directions selon la densité d'atomes des plans perpendiculaires, les plans denses ralentissant la gravure. Le profil de gravure dépend donc de l'orientation du plan du fond de gravure par rapport aux plans denses. Les défauts géométriques ainsi obtenus, des facettes au lieu d'angles droits par exemple, sont appelés figures d'attaque. Ces dernières contraignent l'architecture du MEMS puisque l'obtention de tranchées verticales ne peut se faire que pour certaines directions. Les spécifications C2 et C4 faisant références à des gravures sur wafer de GaAs (001) de tranchées verticales dans les directions $\langle 110 \rangle$ semblent donc difficiles à tenir.

3.2.2 État de l'art

Revue des gravures anisotropes

Il existe de nombreux bains de gravure du GaAs. Nous proposons ici une brève revue des solutions présentées dans la littérature pour des gravures fortement anisotropes sur des wafers (001).

Adachi présente plusieurs gravures anisotropes et les profils de gravure associés [98]. On y retrouve entre autres les solutions détaillées ensuite.

H₂SO₄ - H₂O₂ - H₂O Le rapport (1 : 8 : 1) est étudié dans l'article de Tellier [99]. Il est précisé que la vitesse de gravure du plan (111)Ga, celui qui génère l'anisotropie de la gravure car il est le plus lent à graver, est stable autour de 1,9 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$. La vitesse de gravure verticale est mesurée à 8,5 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$. Grâce à la formule (3.5), on peut calculer le facteur d'anisotropie $A \approx 0,7$. À partir des vitesses dans plusieurs directions, il est possible de modéliser la gravure et de déterminer à l'avance le résultat de gravure de motifs complexes.

D'autres articles discutent également de cette solution de gravure avec le même rapport (1 : 8 : 1) [100][101][102]. La vitesse de gravure est mesurée entre 7 et 15 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ selon les références.

NH₄OH - H₂O₂ - H₂O Paik compare les profils obtenus avec plusieurs rapports et privilégie le rapport (1 : 1 : 18) pour une gravure anisotrope [103]. La vitesse de gravure est alors de 0,6 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$.

Jones étudie le rapport (1 : 1 : 8) et trouve une vitesse de gravure de 1,5 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ [104]. Les flancs sont peu inclinés dans la direction $\langle 110 \rangle$, mesurés à 80°. Ils sont plus proches des valeurs attendues pour la direction $\langle \bar{1}10 \rangle$ avec 135°.

La dépendance de la vitesse de gravure à la dilution dans l'eau est étudiée par Gannon [105]. Il montre que la vitesse de gravure passe de 0,3 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ à 1,4 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ quand le rapport des réactifs passe de (20 : 7 : 973) à (20 : 7 : 97,3), soit un facteur dix sur la dilution. Si la dilution est très élevée, la vitesse de gravure devient faible et la gravure devient isotrope.

La vitesse de gravure la plus élevée est obtenue sans dilution dans l'eau. C'est la solution privilégiée par Roland qui utilise le rapport (1 : 4 : 0) et observe une vitesse de gravure d'environ 7,8 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ [65][1]. Il fabrique ainsi des résonateurs en double diapason par gravure traversante réalisée depuis les deux faces en même temps. Les tranchées sont orientées dans les directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 010 \rangle$ ce qui leur permet d'avoir des flancs verticaux, en contrepartie toutefois d'un facteur d'anisotropie égal à 0.

H₃PO₄ - H₂O₂ Mori montre que, couplée avec H₂O₂, la gravure est plus stable avec du H₃PO₄ qu'avec du H₂SO₄ [106]. La solution est diluée dans l'eau et donne le système H₃PO₄ - H₂O₂ - H₂O. Le rapport le plus intéressant pour la gravure anisotrope est (1 : 9 : 1). La vitesse de gravure verticale vaut $V_{ver} = 3 \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ et celle du plan dense $V_{(111)A} = 1,5 \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$. Grâce à la formule (3.5), on trouve un rapport d'anisotropie de 0,4. Il est montré que, entre 0°C et 40°C, plus la température est basse, plus la gravure est anisotrope. Ceci est logique puisqu'en diminuant la vitesse de réaction, il devient plus probable que la vitesse de gravure soit limitée par la réaction.

Tellier utilise également le système $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ avec le rapport (1 : 9 : 1) [107]. Il est mesuré $V_{\text{ver}} = 1,78 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$ et $V_{(111)A} = 1,31 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$ ce qui donne un rapport d'anisotropie de 0,1.

Bienaimé teste différents bains de gravure en combinant du peroxyde d'hydrogène avec de l'acide sulfurique, de l'acide nitrique ou de l'acide phosphorique [93]. On constate que les solutions à base d'acide sulfurique gravent plus vite que les solutions à base d'acide phosphorique. Le système $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{CH}_3\text{OH}$ avec le rapport (1 : 1 : 1) est expérimenté. Une vitesse de gravure de $0,7 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$ à 22°C est mesurée.

Söderkvist retient le même bain de gravure dans les mêmes proportions pour fabriquer des diapasons dans la direction $\langle \bar{1}10 \rangle$ par gravure traversante d'un wafer de $250 \mu\text{m}$ d'épaisseur [46]. La gravure se fait depuis les deux faces en même temps. Il est indiqué que les flancs sont verticaux dans la direction du diapason. Dans un autre article où le même procédé est utilisé pour fabriquer des résonateurs, il est précisé que la gravure est prolongée après débouchage pour éliminer les résidus de figure d'attaque [56].

Bilan

On résume les différentes solutions de gravure explicitées dans la littérature dans le tableau 3.1, gravures isotropes incluses. La plupart des gravures sont toutefois anisotropes. Dans ce cas, pour les tranchées dont les flancs sont saillants, il y a peu de variations avec le profil théorique d'une pente suivant le plan (111)A. En revanche pour les tranchées perpendiculaires dont les flancs sont rentrants, on observe des variations importantes sur le profil, avec parfois l'apparition d'angles obtus à mi-chemin du flanc. Certaines solutions permettent même des gravures presque verticales jusqu'au fond de gravure où apparaissent quand même des facettes dans les angles.

Concernant la gravure latérale des flancs, la gravure humide du GaAs est peu anisotrope, comparée notamment aux gravures humides du silicium ou du quartz. Les facteurs d'anisotropie sont souvent inférieurs à 0,75 et les meilleurs valent 0,8 [67].

3.2.3 Tests de gravure

Parmi toutes les solutions listées dans la littérature, seuls les articles [46] et [56] de Söderkvist affirment obtenir des tranchées verticales dans les directions $\langle 110 \rangle$ et $\langle \bar{1}10 \rangle$. Le mélange $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{CH}_3\text{OH}$ est employé dans les proportions (1 : 1 : 1) avec une gravure depuis les deux faces du wafer. Comme résultat, seule une photographie du MEMS final, en l'occurrence un diapason, prise d'en haut est fournie. Il est donc difficile d'estimer le profil de gravure.

En règle générale toutefois il ne semble possible d'obtenir une gravure verticale pour la direction $\langle 110 \rangle$ que depuis la face (001) (ou réciproquement depuis la face $(00\bar{1})$ pour la direction $\langle \bar{1}10 \rangle$). En effet, sur des flancs rentrants, une gravure à mi-chemin entre isotrope et anisotrope produit des flancs à peu près verticaux alors qu'elle produit quand même des flancs saillants dans la direction perpendiculaire.

Afin de conclure définitivement à la possibilité ou non d'utiliser la gravure humide pour fabriquer des capteurs inertiels en GaAs, nous avons testé deux solutions de gravure et nous avons observé les profils de gravure ainsi obtenus. Nous avons sélectionné le mélange $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{CH}_3\text{OH}$ (1 : 1 : 1) puisqu'il est employé dans la littérature pour fabriquer des résonateurs diapasons, proches des structures que nous cherchons à réaliser. Nous l'appellerons dans la suite solution H_3PO_4 . Nous avons également sélectionné le mélange $\text{H}_2\text{SO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ (1 : 8 : 1), qui

Solution de gravure	Proportions	Vitesse verticale ($\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$)	Anisotropie	Références
HF - HNO ₃ - H ₂ O	1 : 1 : 1	10	–	[98][108]
HCl - H ₂ O ₂ - H ₂ O	40 : 4 : 1	> 5	–	[100]
	80 : 4 : 1	Entre 1,1 et 2,5	–	[100][109]
	160 : 4 : 1	< 2	–	[109]
H ₂ SO ₄ - H ₂ O ₂ - H ₂ O	4 : 3 : 3	9	–	[110]
	1 : 1 : 1	5	+	[98]
	1 : 1 : 8	1,4	+	[67][111]
	1 : 8 : 1	Entre 7 et 15	+	[67][99][100] [101][102]
	8 : 1 : 1	1,5	+	[95][101]
NH ₄ OH - H ₂ O ₂ - H ₂ O	1 : 1 : 0	/	–	[112][113]
	1 : 4 : 0	8	+	[65][1]
	1 : 1 : 5	1,8	+	[98]
	1 : 1 : 8	1,5	+	[104]
	1 : 1 : 18	0,6	+	[103]
	20 : 7 : 973	Entre 0,2 et 0,5	+	[102][105]
H ₂ O ₂ - HBr	1 : 9	9	–	[114]
H ₃ PO ₄ - H ₂ O ₂ - H ₂ O	1 : 1 : 1	4	+	[98]
	1 : 9 : 1	Entre 1,8 et 3	+	[67][106][107]
H ₃ PO ₄ - H ₂ O ₂ - CH ₃ OH	1 : 1 : 1	Entre 0,7 et 2,5	+	[46][56][93][98]
Br ₂ - CH ₃ OH	Entre 1% et 5% de Br ₂ en masse	Entre 1 et 6	+	[98][115]
K ₂ Cr ₂ O ₇ - H ₂ SO ₄ - HCl	1 : 1 : 1	0,75	+	[98]
	3 : 1 : 2	2,5	+	[116]
HF - HNO ₃ - CH ₃ COOH - H ₂ O	1 : 1 : 1 : 0	84	–	[98]
	1 : 3 : 2,3 : 2,5	25	/	[117]
C ₆ H ₈ O ₇ - H ₂ O ₂	5 : 1	Entre 0,1 et 0,3	+	[94][102]
HF - H ₂ O ₂ - H ₂ O	0,05 : 0,17 : 6,22	0,1	+	[118]

TABLE 3.1 – Solutions chimiques et vitesses de gravure du GaAs

est l'un des plus répandus dans la littérature, comme référence de gravure anisotrope donnant théoriquement des flancs rentrants ou saillants (voir figure 3.3). Nous le nommerons dans la suite solution H₂SO₄. Nous avons pu ainsi comparer les résultats avec ceux de la solution H₃PO₄ qui est censé produire des flancs verticaux.

Protocole expérimental

Le protocole choisi est celui développé à l'ONERA pour fabriquer des résonateurs par gravure traversante du quartz (voir figure 3.4). Comme il est bien maîtrisé et qu'il s'agit dans notre cas de tests préliminaires de gravure, nous avons choisi de l'utiliser tel quel.

Il est composé des étapes suivantes.

1. Nettoyage du wafer de 100 mm de diamètre et 450 μm d'épaisseur dans un bain de Decon pendant 15 min. Rinçage dans l'eau déionisée puis séchage à l'azote.
2. Dépôt par évaporation d'une couche d'adhérence en chrome de 17 nm d'épaisseur à 0,1 $\text{nm}\cdot\text{min}^{-1}$ puis d'une couche en or de 200 nm à 0,3 $\text{nm}\cdot\text{min}^{-1}$ (voir figure 3.4(a)). La couche de chrome est plus épaisse que ce qui est nécessaire pour une simple adhérence de l'or car elle rend le

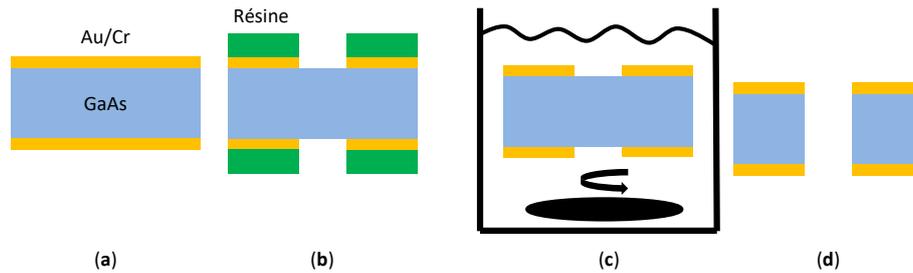


FIGURE 3.4 – Procédé de fabrication sans les défauts de gravure : (a) dépôt par évaporation d'une couche Au/Cr sur chaque face, (b) délimitation des motifs dans la couche Au/Cr par gravure humide de l'or et du chrome, (c) bain de gravure du GaAs avec agitateur magnétique et (d) arrêt de la gravure une fois qu'elle a traversé.

masque imperméable aux acides. En effet pour des gravures longues de plusieurs heures la solution de gravure finit par traverser la couche d'or qui ne peut donc pas servir de masque toute seule. Le dépôt se fait par évaporation sous vide du métal à l'aide d'un canon à électrons puis condensation sur le wafer situé à l'horizontale au-dessus de la cible en métal. La machine utilisée est une PLASSYS MEB550SL et la pression pendant le dépôt varie de 5×10^{-8} à 5×10^{-7} mbar entre le début et la fin.

3. Enduction d'une couche de résine S1813 par centrifugation (*spin-coating*) puis recuit. L'opération est répétée sur les deux faces. Ouverture ensuite des motifs souhaités dans la résine par photolithographie positive et développement chimique, là aussi sur les deux faces.
4. Gravure sélective de l'or puis du chrome (voir figure 3.4(b)). L'acide gravant le chrome attaque également le GaAs mais comme la couche de métal est très mince, le temps de gravure est très faible (inférieur à 10 s). Le GaAs n'est exposé que très brièvement après la gravure du chrome et n'est donc quasiment pas altéré.
5. Dissolution du masque en résine dans l'acétone.
6. Clivage du wafer en plusieurs échantillons de surface $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$ comprenant chacun un motif.
7. Bain dans un bécher contenant la solution de gravure (voir figure 3.4(c)). La solution est préparée au moins 2 h avant le bain afin qu'elle ait le temps de refroidir et d'atteindre la température ambiante de la pièce. La solution est remuée pendant toute la gravure à l'aide d'un agitateur magnétique tournant à 100 tr.min^{-1} . L'échantillon est tenu par les bords afin que les deux faces soient exposées.
8. Rinçage à l'eau déionisée dans un bain à débordement pendant 5 min puis séchage à l'azote (voir figure 3.4(d)).

Les motifs dessinés sont des doubles diapasons mais on ne s'intéresse en fait qu'au profil de gravure des tranchées orientées dans la direction $\langle 110 \rangle$. Les tranchées ouvertes dans le masque ont une largeur initiale de $200 \mu\text{m}$ ou de $400 \mu\text{m}$ selon les motifs.

Résultats

Pour la solution H_2SO_4 , une première gravure de 20 min est effectuée tandis que pour la solution H_3PO_4 , dont la vitesse de gravure théorique est bien moindre, cette première gravure dure 2 h 30 min. Suite à un problème de ventilation dans le laboratoire, la température de la

pièce était basse ce jour-là, entre 11 °C et 14 °C, ce qui normalement favorise l'anisotropie. Dans les deux cas la gravure s'est avérée non-traversante. Les échantillons ont été clivés perpendiculairement aux tranchées pour observer les profils de gravure en coupe (voir figure 3.5). L'image 3.5(a) est moins nette que les deux autres car l'épaisseur restante de GaAs à la fin de la gravure étant mince (28 μm au plus fin) la fissure de clivage s'est mal propagée et a dégradé le profil.

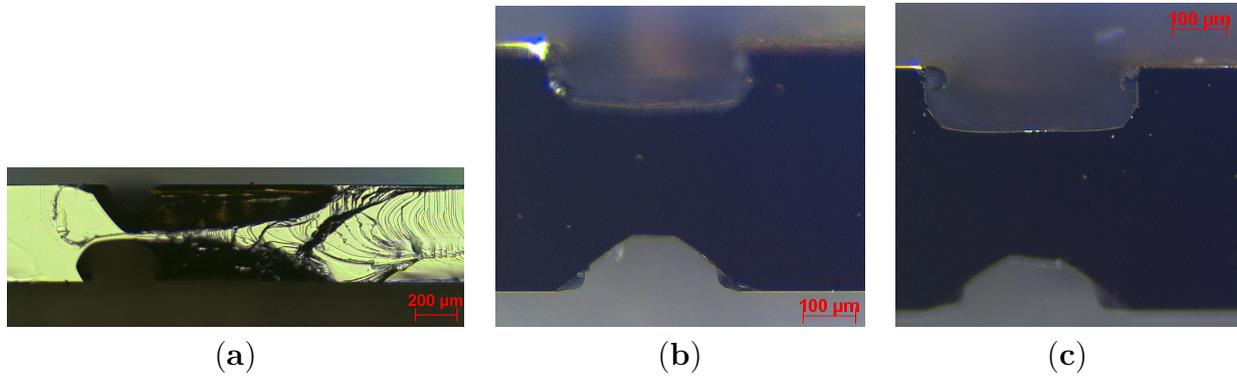


FIGURE 3.5 – Vues en coupe des gravures prises au microscope optique. (a) Gravure de 2 h 30 min dans une solution $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{CH}_3\text{OH}$ (1 : 1 : 1). (b) Gravure de 20 min dans une solution $\text{H}_2\text{SO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ (1 : 8 : 1) avec focalisation sur la tranchée du bas. (c) Idem que (b) mais avec la focalisation sur la tranchée du haut.

La vitesse de gravure de la solution H_3PO_4 est mesurée à $1,3 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$ ce qui est cohérent avec la plage de valeurs publiées dans la littérature. À cause du manque de netteté du clivage, la sous-gravure est difficile à estimer mais elle est suffisamment importante pour que le masque en or aux bords des tranchées qui se retrouve sans support fléchisse et s'enroule. Sa rigidité n'est donc pas suffisante pour qu'il reste suspendu au-dessus des tranchées. Il est possible que cette position de rouleau au bord de la tranchée limite à cet endroit le renouvellement des espèces chimiques par agitation. Malgré cela, les angles des flancs avec la surface horizontale sont de 55° pour les flancs saillants (en haut de la figure 3.5(a)) et de 122° pour les flancs rentrants (en bas de la figure 3.5(a)) ce qui est en bonne adéquation avec les orientations théoriques du plan dense (111)Ga (55° et 125°). On est donc loin d'une gravure verticale même si les flancs rentrants présentent une inversion de la figure d'attaque qui leur donne une forme courbée plus proche du plan vertical que les flancs saillants.

La vitesse de gravure de la solution H_2SO_4 est mesurée à $5,3 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$ pour les tranchées aux bords saillants (figure 3.5(b)) et à $6,2 \mu\text{m} \cdot \text{min}^{-1}$ pour les tranchées aux bords rentrants (figure 3.5(c)). Elle est plus faible que prévu ce qui peut être dû à la température basse de la pièce. Le facteur d'anisotropie vaut entre 0,2 et 0,3 ce qui est plus de deux fois inférieur à la valeur attendue. Logiquement, les angles des flancs avec la surface horizontale s'écartent également des valeurs théoriques, ils valent 37° pour les flancs saillants et 90° pour les flancs rentrants. Cette dernière observation semble être une bonne nouvelle pour réaliser des gravures verticales mais elle n'est valable que pour une face (ou l'autre face pour des tranchées orientées à 90°) ce qui empêche la gravure des deux faces en parallèle et multiplie donc par deux le temps de gravure pour déboucher. Comme de plus le facteur d'anisotropie est très faible, la sous-gravure deviendrait dans ce cas trop importante pour réaliser des structures fines. Par ailleurs, pour des tranchées perpendiculaires, la forme finale des angles droits sur le masque est complexe à prédire, la gravure se faisant simultanément par les deux faces. Les angles présenteraient

très probablement des figures d'attaque conséquentes. Sur l'image MEB de la figure 3.6(a) on observe également que les flancs sont rugueux. On écarte donc l'usage de la solution H_2SO_4 pour des gravures traversantes.

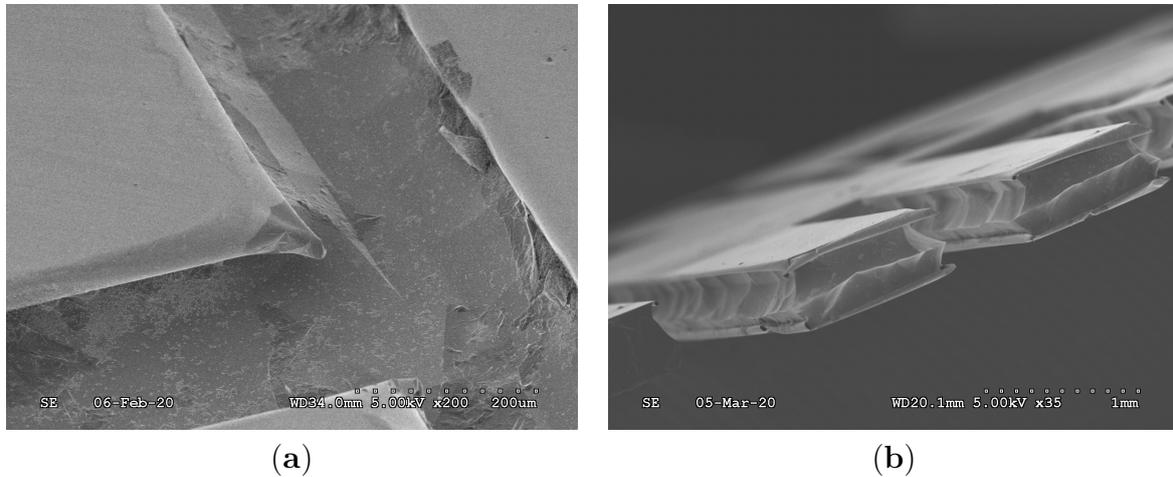


FIGURE 3.6 – Images des gravures humides prises au microscope électronique à balayage. Les masques en Au/Cr n'ont pas été retirés. **(a)** Gravure non-traversante de 20 min dans une solution $\text{H}_2\text{SO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{H}_2\text{O}$ (1 : 8 : 1). Vue d'une intersection des tranchées en T. **(b)** Gravure traversante de 4 h dans une solution $\text{H}_3\text{PO}_4 - \text{H}_2\text{O}_2 - \text{CH}_3\text{OH}$ (1 : 1 : 1). Vue de deux poutres encastrées-libres.

Une deuxième gravure, traversante cette fois, est réalisée avec la solution H_3PO_4 pendant 4 h. Quatre heures de gravure est un temps minimum puisque certaines zones du dispositif ne sont pas complètement débouchées. On peut voir le profil obtenu dans la figure 3.6(b) prise au MEB. Bien que la structure soit globalement libérée et que les flancs soient lisses, on constate qu'ils ne sont ni verticaux, ni réguliers. L'absence de verticalité est cohérente avec les résultats de la 1^{re} gravure et l'on trouve les mêmes angles aux sommets des tranchées avec en plus un bourrelet sur les flancs situé à environ un tiers du bas, conséquence des flancs saillants. L'irrégularité est probablement due à l'agitation du bain qui crée des vagues que l'on retrouve sur les flancs. La sous-gravure est au plus large supérieure à $160\ \mu\text{m}$ ce qui donne un facteur d'anisotropie de 0,3.

Il s'avère qu'aucune des recettes de gravure humide ne tient les spécifications C2 et C4 de gravure verticale sur GaAs (001) dans la direction $\langle 110 \rangle$. Nous sommes donc contraints pour la fabrication de notre gyromètre de nous tourner vers la gravure réactive ionique.

3.3 Gravure sèche

Si le terme de *gravure sèche* peut renvoyer à différents procédés, notamment des gravures chimiques en phase gazeuse, nous nous intéressons ici à la gravure ionique réactive (RIE : Reactive Ion Etching) et à son extension la gravure ionique réactive profonde (DRIE : Deep Reactive Ion Etching). Dans les deux cas l'agent de gravure est un plasma, c'est-à-dire un gaz soumis à des conditions particulières de façon à contenir non plus seulement les espèces neutres qui le composent habituellement mais également des ions, des molécules excitées et des radicaux libres. Pour enlever de la matière à la surface du wafer, les procédés de gravure combinent alors des effets physiques et chimiques, à savoir du bombardement ionique et des réactions chimiques.

3.3.1 Principe de fonctionnement

Génération du plasma

Le plasma est généré dans un réacteur où passe un flux de gaz contrôlé en entrée par des vannes régulant la pression et en sortie par une pompe. Cela assure le renouvellement des espèces. Ce flux se mesure en sccm¹. Le réacteur est caractérisé par la présence de plaques parallèles horizontales jouant le rôle d'électrodes. En appliquant entre celles-ci une tension alternative, souvent à 13,56 MHz, certains électrons des espèces présentes sont arrachés à leur noyau. Le plasma est créé. Il s'agit dans ce cas d'une source de plasma couplé capacitif (CCP : Capacitive Coupled Plasma) et c'est la solution retenue pour la RIE. Le wafer est placé sur l'électrode guide. En plus de l'excitation, une polarisation continue est appliquée entre cette électrode, qui se charge alors négativement, et le plasma qui est chargé positivement grâce aux cations qu'il contient. Le champ électrique qui en résulte guide les ions et génère un bombardement ionique vers l'électrode. La gravure est provoquée par réaction des ions et des radicaux avec la surface et par pulvérisation de la matière par le bombardement. Comme la génération de plasma et la polarisation sont couplées, le wafer est exposé à un bombardement ionique intense. Le masque de gravure est attaqué ce qui réduit fortement sa sélectivité. Par ailleurs il est difficile de contrôler la gravure.

Les réacteurs de DRIE se distinguent souvent des réacteurs de RIE par la présence d'une bobine. De manière similaire aux sources CCP, un courant alternatif est appliqué dans la bobine ce qui génère le plasma. Il s'agit d'une source de plasma couplé inductif (ICP : Inductive Coupled Plasma). Comparée aux sources CCP une densité de plasma supérieure de un ou deux ordres de grandeur est atteinte et une vitesse de gravure plus élevée d'un à deux ordres de grandeur est obtenue. De plus, le wafer n'est pas impliqué dans la génération du plasma et il est souvent positionné à l'écart du plasma ce qui facilite le contrôle du procédé. La polarisation est contrôlée séparément par une autre source de puissance qui est couplée capacitivement. Cet arrangement permet d'utiliser des polarisations plus faibles ce qui augmente considérablement la sélectivité. Avec un équipement de DRIE, la sélectivité d'un masque en résine photosensible est plus élevée d'un ordre de grandeur qu'avec une RIE classique [119].

Anisotropie de la gravure

Il est possible de réaliser des gravures isotropes assistées par plasma. Dans ce cas la gravure résulte principalement des réactions chimiques en phase gazeuse entre des espèces réactives et un substrat. Le plasma joue essentiellement le rôle de produire les réactifs. En revanche si l'on souhaite obtenir des gravures anisotropes, deux mécanismes principaux entrent en jeu : l'effet des ions et les inhibiteurs de surface.

Le bombardement ionique perpendiculaire aux surfaces produit une pulvérisation des atomes de surface et crée des dommages à travers plusieurs monocouches atomiques et les liaisons ainsi cassées réagissent plus rapidement donnant une vitesse de gravure plus élevée que celle obtenue par réaction chimique classique. Ainsi le retrait de matériau se fait plus vite dans la direction verticale. Par ailleurs, à cause des grands flux de radicaux vers les surfaces immergées dans le plasma, les réactifs chimisorbés ne sont pas retirés. Les radicaux ou les ions de gravure interagissent ensuite plus facilement avec ces surfaces recouvertes d'espèces chimisorbées.

1. Standard Cubic Centimeters per Minute, équivalent à des $\text{cm}^3 \cdot \text{min}^{-1}$ dans des conditions standards de pression et de température.

Un certain nombre de radicaux et de produits formés dans un plasma (par exemple CF_2 ou CF_3 dans le cas de la gravure fluorée) et de contaminants (par exemple O_2 ou H_2O) sont adsorbés par les surfaces du substrat. Le bombardement ionique peut stimuler la désorption de ces espèces de sorte que leur concentration à la surface soit plus élevée dans les régions non exposées aux irradiations, c'est-à-dire les flancs de gravure. Inversement, il peut accentuer l'oxydation de surface. Dans certains systèmes, les espèces adsorbées *recombinantes* se combinent avec les espèces de gravure annulant la réaction gazeuse. Les flancs ont alors une vitesse de gravure plus faible qu'à la surface, ce qui rend la gravure anisotrope. Dans d'autres cas, ces espèces forment un film sur les flancs de gravure qui agit comme une barrière passive à la gravure. On appelle cette barrière la *couche de passivation*. Certains gaz produisent à la fois un réactif de gravure et des recombinaisons ou des précurseurs de couche de passivation dans le plasma. Sinon, ces dernières espèces peuvent être introduites par l'ajout approprié d'autres gaz [120].

Paramètres

Différents paramètres énumérés ci-dessous modifient la composition du plasma et donc la gravure, notamment la vitesse de gravure, le profil de gravure et la rugosité des flancs.

Puissance du plateau Ce paramètre joue sur la polarisation et contrôle l'énergie des ions. Augmenter la puissance du plateau augmente la vitesse de gravure mais augmente également le bombardement ionique, ce qui chauffe le wafer et dégrade le masque. La sélectivité est diminuée.

Puissance de la bobine Ce paramètre module la densité du plasma en radicaux et en ions sans vraiment changer leur énergie.

Pression des gaz Ce paramètre joue un rôle assez équivalent à la fréquence d'excitation du plasma. Toutefois cette fréquence est souvent fixée à 13,56 MHz et on préfère modifier la pression. À flux d'entrée et puissances fixés, augmenter la pression augmente le flux de radicaux et diminue le bombardement ionique. Il est préférable d'avoir une faible pression pour augmenter l'énergie des ions.

Les conséquences sur la vitesse de gravure dépendent du facteur limitant la gravure. Si les surfaces exposées sont déjà saturées en radicaux, augmenter la pression diminuera la vitesse de gravure car la réduction du bombardement ionique ralentira la désorption et donc le renouvellement des espèces en fond de tranchée. Inversement si les surfaces ne sont pas saturées, augmenter la pression augmentera la vitesse de gravure car le flux de radicaux sera plus important. Dans les deux cas augmenter la pression augmente l'influence des radicaux sur la gravure, ce qui dégrade l'anisotropie, et diminue le bombardement ionique, ce qui améliore la sélectivité du masque.

Flux d'entrée Ce paramètre contrôle le renouvellement des espèces chimiques dans le plasma. À priori augmenter les flux d'entrée est bénéfique car cela purifie le plasma et limite la pollution des surfaces exposées. Toutefois cela vide plus rapidement les bouteilles de gaz ce qui a un coût.

Température du substrat Ce paramètre joue sur la vitesse des réactions de gravure et donc sur la vitesse de gravure. Toutefois une température trop élevée abîme le masque. Le

refroidissement du plateau par flux d'hélium n'est souvent pas réglable et la température est donc dépendante en fait des autres paramètres.

Rapport des gaz Si la gravure met en jeu plusieurs gaz, pour faciliter la passivation des flancs par exemple, le rapport entre ces deux gaz changera l'anisotropie et la vitesse de gravure. Ce rapport s'ajuste en changeant les flux d'entrée.

Caractéristiques

L'avantage principal de la gravure sèche assistée par plasma est de produire des gravures verticales indépendamment de l'orientation cristalline. Ceci est rendu possible d'une part grâce au bombardement ionique qui favorise une direction de gravure et d'autre part grâce à la passivation des flancs de gravure. Ces derniers étant protégés pendant la gravure, celle-ci se fait préférentiellement dans la direction verticale. En conséquence il n'y a pas de contraintes sur l'architecture du MEMS concernant les directions ou les angles des tranchées. Les rapports d'aspect atteignables sont souvent plus élevés qu'en gravure humide.

En contrepartie, plusieurs difficultés technologiques apparaissent. Les réacteurs permettant de générer et de contrôler du plasma sont coûteux et nécessitent de l'entretien. L'utilisation de gaz plutôt que des solutions aqueuses est plus dangereux et complique donc leur exploitation. À cause du bombardement ionique les masques sont rudement sollicités et leur sélectivité diminue. Le bombardement par les espèces issues du plasma chauffe le wafer. Malgré le refroidissement du porte-échantillon par flux d'hélium, le wafer peut atteindre des températures importantes, supérieures à 150 °C. Ceci peut dégrader le masque s'il est en résine, voire même induire des cassures locales du wafer ou des fissures à cause du gradient thermique [121]. Enfin la rugosité des surfaces exposées, flancs et fond de gravure, ne dépend pas seulement de la gravure comme dans le cas de la gravure humide mais également de la tenue de la couche de passivation et du masque.

Quatre caractéristiques négatives se rencontrent surtout avec la gravure sèche.

1. Pour certains mélanges de gaz, une surface à graver localement élevée fait baisser la concentration en réactifs ce qui conduit à une diminution locale de la vitesse de gravure. On appelle ce phénomène le *micro-loading*. Les zones susceptibles d'être concernées sont celles avec une densité importante de motifs.
2. Le même phénomène peut également exister à l'échelle de tout un wafer. On l'appelle alors logiquement *macro-loading*. Normalement il est possible d'y remédier en augmentant la pression des gaz et le flux d'entrée.
3. L'ARDE (Aspect Ratio Dependent Etching) correspond à une dépendance de la vitesse de gravure avec le rapport d'aspect profondeur/largeur des tranchées. En effet plus une ouverture est étroite et profonde, plus elle limite le renouvellement des agents réactifs. La dépendance peut être plus ou moins simple à modéliser, allant d'une relation linéaire [59, sec. 3.5] à des modèles plus complexes [122][2].
4. Le *micro-masquage* est une conséquence du bombardement ionique. Celui-ci occasionne une attaque physique sur le masque de gravure et peut projeter des micro-débris du masque au fond des tranchées. Ces débris ayant une sélectivité importante puisqu'ils sont issus du masque, ils vont localement empêcher la gravure et faire apparaître sous eux des micro-piliers.

3.3.2 État de l'art

En-dehors des travaux de thèse pour la réalisation de gyromètre en GaAs [1][2], la plupart des gravures profondes présentées dans la littérature ont pour objectif de réaliser des trous traversants de vias (vias-holes) qui sont métallisés pour permettre une connexion électrique entre les deux faces d'un wafer ou d'une puce.

Gravure au fréon 12

Différentes compositions de plasma ont été utilisées pour la gravure profonde du GaAs, principalement des composants chlorés [123]. Le fréon 12 (CCl_2F_2) fut notamment utilisé jusque dans les années 1990 car il possède plusieurs propriétés intéressantes : il grave l'oxyde natif du GaAs et la plupart de ses produits de gravure avec le GaAs sont volatils et sont retirés naturellement par le pompage. Enfin les atomes C et F forment une couche de passivation sous forme de carbone ou de polymères C_xF_y . L'ajout de Ar ou de O_2 permet de diminuer la passivation, soit en renforçant le bombardement par des atomes lourds de Ar, soit en faisant réagir le carbone avec l'oxygène, et donc de contrôler l'anisotropie.

Oszustowicz réalise ainsi en RIE en une heure de gravure des via-holes d'une profondeur de $100\ \mu\text{m}$ avec du $\text{CCl}_2\text{F}_2/\text{Ar}$ (20 sccm/20 sccm) pour une puissance RF de 150 W et une pression de 175 mTorr (voir figure 3.7(a)) [124]. Il s'agit d'une gravure traversante avec un masque en résine et un rapport d'aspect final environ égal à 1. Rawal de son côté présente des gravures jusqu'à $200\ \mu\text{m}$ de profondeur avec un mélange $\text{CCl}_2\text{F}_2/\text{CCl}_4$ (35 sccm/7 sccm) [125]. Ces gravures sont peu anisotropes et les flancs sont très rugueux (voir figure 3.7(b)). Enfin, Hilton indique atteindre des profondeurs de gravure de $400\ \mu\text{m}$ avec seulement du fréon 12 et des pressions supérieures à 10 Pa [126]. Mais les flancs de gravure sont rugueux et suivent les plans denses cristallins comme la gravure humide.

Le fréon 12 ayant été interdit d'utilisation au début des années 2000 à cause de son effet néfaste sur la couche d'ozone, ces recettes de gravure ne peuvent plus être utilisées.

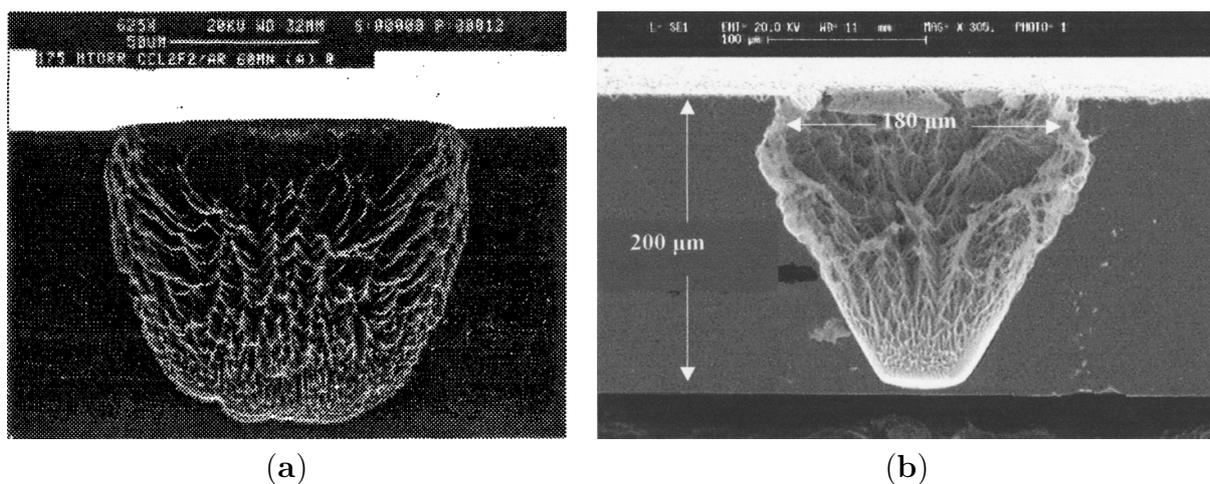


FIGURE 3.7 – (a) Vue en coupe au microscope électronique de la gravure au fréon 12 réalisée par Oszustowicz [124]. (b) Celle réalisée par Rawal [125].

Gravure au tétrachlorure de silicium

Les gravures ioniques réactives à base de SiCl_4 présentent l'avantage d'obtenir facilement des flancs relativement lisses grâce à la création de polymères à base de silicium sur les flancs de tranchée formant une couche de passivation efficace.

Avec une gravure ionique au magnétron de $\text{SiCl}_4/\text{Cl}_2$ (1 : 5), Takano réalise des via-holes très lisses d'environ $30\ \mu\text{m}$ de profondeur pour une puissance de 300 W et une pression de 20 mTorr [127]. Toujours avec une gravure ionique au magnétron, une profondeur plus importante de $80\ \mu\text{m}$ pour un rapport d'aspect de 0,8 est obtenu par Mitra avec seulement du SiCl_4 (20 sccm) pour une puissance de 200 W et une pression de 30 mTorr [128]. Les flancs sont un peu plus rugueux.

Golka réalise des gravures ICP sans Cl_2 mais avec des cycles de gravure alternant les proportions du mélange $\text{SiCl}_4/\text{N}_2/\text{O}_2$ entre 10/10/0 sccm et 5/10/10 sccm pour favoriser respectivement la gravure ou la passivation [129]. La puissance CCP est de 25 W, la puissance ICP de 60 W et la pression de 3 mTorr. La profondeur atteinte est de $20\ \mu\text{m}$. Les gravures sont très verticales mais les flancs présentent des rugosités en forme de vagues alignées horizontalement (*scalloping*) typiques des gravures par cycles.

La profondeur la plus importante pour une gravure verticale a été obtenue récemment par Booker avec $120\ \mu\text{m}$ de profondeur et un rapport d'aspect de 9 [130]. Le masque est une couche de silice de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les meilleurs résultats en terme de vitesse de gravure ($2\ \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$), de sélectivité (50) et de sous-gravure sont obtenus avec une puissance de la bobine de 250 W, une puissance du plateau de 150 W et la pression réglée à 2,5 Pa pour un mélange gazeux $\text{Cl}_2/\text{Ar}/\text{SiCl}_4$ (13/20/5 sccm). L'emploi conjugué d'un masque en silice à la sélectivité élevée et du gaz argon qui renforce le bombardement ionique génère une couche de passivation par pulvérisation de la silice du masque et création de polymères à base de silicium sur les flancs de tranchée. La couche de passivation est retirée après la gravure à l'aide d'un bain HF. Des essais sont présentés de gravure par cycles en alternant gravure Cl_2/Ar et passivation SiCl_4 mais ils donnent finalement des résultats un peu moins bons que la gravure continue en terme de rugosité et de vitesse de gravure.

La gravure au SiCl_4 pour des profondeurs moyennes (inférieures à $120\ \mu\text{m}$) donne des tranchées verticales aux flancs assez lisses avec des rapports d'aspect élevés. Néanmoins il n'est pas assuré que ces résultats puissent être reproduits pour des profondeurs plus importantes. Un gain en profondeur se traduit souvent par la dégradation des autres facteurs (verticalité, rugosité, vitesse de gravure...) et nécessite donc des travaux de recherche conséquents pour être obtenu proprement. Le SiCl_4 n'a pas encore fait ses preuves pour les gravures très profondes que nous cherchons à atteindre et nous avons donc privilégié une solution au BCl_3 comme décrit dans la sous-section suivante.

Gravure au trichlorure de bore

Un autre mélange intéressant est BCl_3/Cl_2 . Le BCl_3 grave lentement le GaAs et son oxyde et sa gravure est anisotrope grâce à la passivation des flancs par les atomes de bore. Le Cl_2 grave rapidement le GaAs mais de façon isotrope et sans attaquer l'oxyde natif ce qui détériore l'homogénéité de la gravure. La combinaison des deux permet théoriquement une gravure relativement rapide et anisotrope mais est très sensible aux conditions de gravure, c'est-à-dire au choix des paramètres.

Constantine en 1996 en étudiant la gravure DRIE-ICP du GaAs obtient des trous d'une

profondeur supérieure à $100\ \mu\text{m}$ aux profils très anisotropes et cela dans du BCl_3/Cl_2 (8 sccm/32 sccm) pour une puissance ICP de 750 W, une puissance du plateau de 250 W et une pression de 10 mTorr [131]. La vitesse de gravure vaut environ $4\ \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ et le masque de gravure est en nickel. On voit sur la figure 3.8(a) que les flancs sont peu rugueux bien que le haut du trou soit un peu rogné.

Rawal en 2010 avec une gravure dans du BCl_3/Cl_2 (120 sccm/160 sccm) atteint une profondeur de $175\ \mu\text{m}$ pour une puissance ICP de 950 W, une puissance du plateau de 65 W et une pression de 30 mTorr [132]. La vitesse de gravure est de $3,9\ \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ et le masque est en résine photosensible. On peut voir sur la figure 3.8(b) que la gravure est anisotrope mais que les flancs sont fortement inclinés et très rugueux. On constate que la principale difficulté n'est pas tellement de graver profond mais plutôt d'obtenir des flancs de gravures verticaux et lisses.

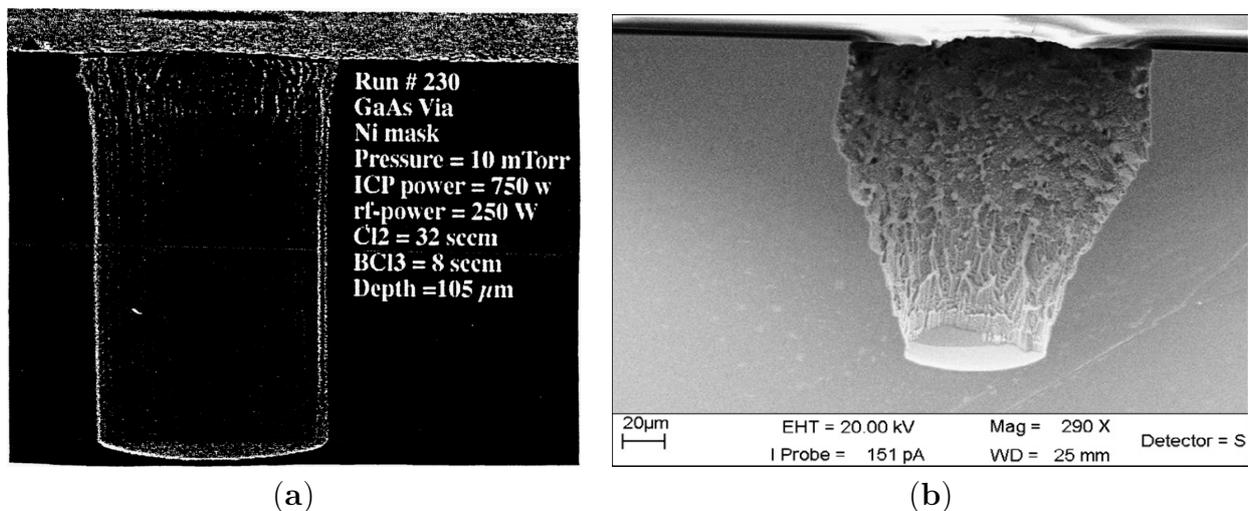


FIGURE 3.8 – (a) Vue en coupe au microscope électronique de la gravure BCl_3/Cl_2 réalisée par Constantine [131]. (b) Celle réalisée par Rawal [132].

Roland en 2012 effectue des recherches dans ce sens et tente d'atteindre des profondeurs importantes tout en conservant des flancs de gravure verticaux et lisses [1]. Pour cela il part de la recette de Constantine [131][133]. Il suppose que la vitesse de gravure est limitée par la diffusion de réactifs et augmente donc la pression des gaz pour augmenter la vitesse de gravure. Toutefois cela a pour conséquence une forte diminution de l'anisotropie qu'il faut compenser en augmentant le rapport BCl_3/Cl_2 . Pour une pression de 20 mTorr, deux fois plus importante que la recette initiale, Roland montre que pour conserver l'anisotropie de la gravure il faut un rapport BCl_3/Cl_2 égal à 30 sccm/2 sccm contre 8 sccm/32 sccm précédemment. Un tel ratio de 15 : 1 pour la gravure profonde est inhabituel. Il va souvent de 1 : 4 à 4 : 1. Un pourcentage aussi important de BCl_3 fait baisser la vitesse de gravure et, paradoxalement, les vitesses de gravure obtenues par Roland sont autour de $2\ \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$, c'est-à-dire inférieures à celles obtenues par Constantine. On imagine malgré tout qu'une forte pression est avantageuse car elle diminue le micro-loading. Ainsi, malgré les profondeurs importantes, les espèces chimiques arrivent à atteindre le fond de la tranchée et à poursuivre la gravure. Avec un masque en nickel et pour un rapport d'aspect inférieur à 1, une profondeur de $400\ \mu\text{m}$ est atteinte avec des flancs de gravure acceptables pour une puissance ICP de 800 W et une puissance du plateau de 125 W.

Piot dans [2] poursuit les travaux engagés par Roland et montre que l'utilisation du nickel comme masque de gravure limite le rapport d'aspect. En effet le nickel arraché par le

bombardement ionique se redépose au fond des tranchées et crée des micro-piliers à cause du micro-masquage. Si la tranchée est étroite, les micro-piliers gênent l'arrivée des espèces au fond de la tranchée et ralentissent tellement la vitesse de gravure que la profondeur sature. Pour augmenter le rapport d'aspect, Piot utilise un masque en résine AZ9260. L'épaisseur doit être importante car la sélectivité de la résine vaut moins de 10 contre 200 pour le nickel. Les micro-piliers sont toujours présents mais avec une densité bien plus faible. Une gravure traversante de 450 μm de GaAs en 7 h est réalisée pour des tranchées de 300 μm de largeur, soit un rapport d'aspect de 1,5 (voir figure 3.9). Le masque a une épaisseur de 70 μm . Le profil de gravure présente une sous-gravure en haut des tranchées et la rugosité des flancs est non-négligeable mais ce procédé ouvre la possibilité de réaliser des MEMS en GaAs d'une épaisseur de 450 μm . De telles réalisations, mêmes imparfaites, sont envisageables pour la première fois puisque la gravure humide ne permet pas une telle anisotropie.

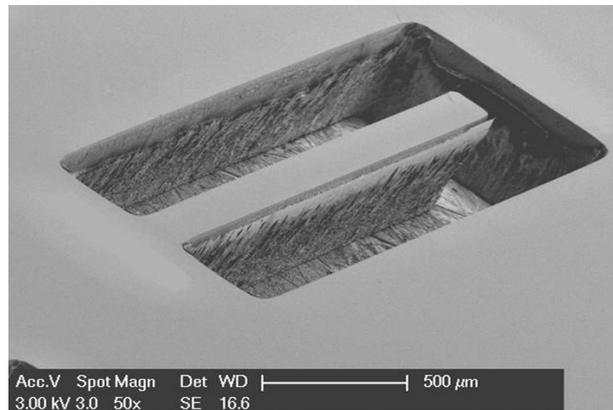


FIGURE 3.9 – Poutre encastrée-libre réalisée par gravure traversante de 450 μm par Piot [2]

On trouve dans la littérature une autre référence récente concernant des gravures moyennement profondes. Vigneron montre la possibilité de réaliser avec le mélange BCl_3/Cl_2 des gravures verticales jusqu'à une profondeur de 30 μm , à l'aide lui aussi d'un masque en résine AZ9260 [134]. Plusieurs défauts de cette méthode de fabrication sont mis en avant : du micro-masquage qui est corrigé par l'ajout de Ar, une faible sélectivité du masque qui est améliorée par l'ajout de N_2 , un transfert sur les flancs de gravure de l'inclinaison et de l'ondulation des bords du masque et une rugosité importante des flancs si le rapport BCl_3/Cl_2 n'est pas suffisamment élevé. La recette qui s'approche le plus de la nôtre (voir section 3.4) correspond à un rapport BCl_3/Cl_2 de 8 sans Ar ni N_2 , une pression de 10 mTorr et un rapport de la puissance de la bobine sur la puissance du plateau de 8. Une vitesse de gravure de 2,1 $\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$ pour une sélectivité de 4 est obtenue. Rien n'indique toutefois que les résultats obtenus sont toujours valides à des profondeurs plus importantes.

Dans notre cas, on cherche à atteindre une profondeur importante avec un masque en résine. Compte tenu de sa faible sélectivité, il est contre-indiqué d'ajouter des gaz lourds, comme l'argon, qui augmentent le bombardement ionique et donc diminuent encore la sélectivité. De plus on verra dans la section suivante qu'une consommation accrue de résine augmente la passivation des flancs qui est déjà un peu trop élevée pour nous. L'ajout de N_2 semble intéressant pour augmenter la sélectivité mais ces effets positifs étant empiriques, trouver le bon ratio nécessite un nombre conséquent de tests. De plus si cet ajout fonctionne pour les gravures moyennes, aucune expérience concluante n'a été réalisée pour des gravures profondes. Nos

propres essais n'ayant pas montré d'amélioration significative du profil de gravure, nous avons préféré rejeter cette solution.

3.4 Profils de gravure avec le procédé existant

Suite aux résultats prometteurs obtenus par Adrien Piot, son procédé de fabrication a été réutilisé tel quel pour graver des tranchées traversantes de 300 μm de large et de 450 μm de profondeur [2]. Néanmoins une partie importante des réalisations ont révélé la présence de défauts de gravure qui n'avaient pas été relevés initialement. Il est apparu que certains aspects de la gravure n'étaient pas bien maîtrisés ce qui a motivé de nouvelles études du procédé. Les défauts de gravure, qui écartent le résultat final de la tranchée idéale verticale aux flancs lisses, sont caractérisés et analysés dans cette section.

3.4.1 Contexte

Salle blanche

Au début de nos travaux, jusqu'en août 2018, les gravures traversantes étaient réalisées dans la salle blanche du C2N à Orsay sur un bâti de gravure ICP de la marque STS. C'est sur cette machine qu'Adrien Piot avait développé son procédé. Les défauts observés sur les tranchées pendant cette période sont caractéristiques du procédé. Le débouchage s'effectuait correctement.

À partir d'août 2018, le C2N a déménagé dans des nouveaux locaux sur le plateau de Saclay à Palaiseau et le bâti STS a été mis à l'arrêt. À cause de divers problèmes, il n'a été redémarré qu'en juillet 2020. Nous avons donc été obligés entre ces deux dates de changer de salle blanche pour poursuivre nos essais de gravure. Les expériences ont été réalisées à l'IEMN (Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies) à Lille sur un bâti de gravure ICP de la marque Oxford. Cela a nécessité un transfert du procédé et les défauts observés se sont avérés plus importants pour les gravures à Lille. Ils nous ont notamment empêché d'atteindre des profondeurs supérieures à 400 μm et donc de réaliser des gravures traversantes. Le changement de salle blanche a mis en lumière le manque de robustesse du procédé initial. Toutefois notre compréhension des défauts a progressé.

Procédé de fabrication

Le procédé de fabrication peut être grossièrement divisé en trois parties : la fabrication des électrodes, la lithographie du masque de gravure et la DRIE (voir figure 3.10).

Les électrodes sont composées d'une sous-couche d'adhérence en chrome de 5 nm d'épaisseur et d'une couche d'or de 200 nm. Ces couches métalliques sont déposées sur le wafer en GaAs par évaporation à canon à électrons dans une machine Plassys. La délimitation des électrodes se fait par lift-off d'un masque en résine photosensible négative AZ5214. Cette action est faite sur les deux faces du wafer.

Une couche de résine AZ15NXT est ensuite étalée par spin-coating sur la face inférieure du wafer pour y protéger les électrodes pendant les étapes suivantes. Le masque de gravure sur la face supérieure est constitué de trois couches de résine photosensible AZ9260 étalée par spin-coating. Entre chaque enduction, la résine est recuite sur une plaque chauffante à 110 °C pendant plusieurs minutes. Le choix de la plaque chauffante avec un gradient thermique vertical permet

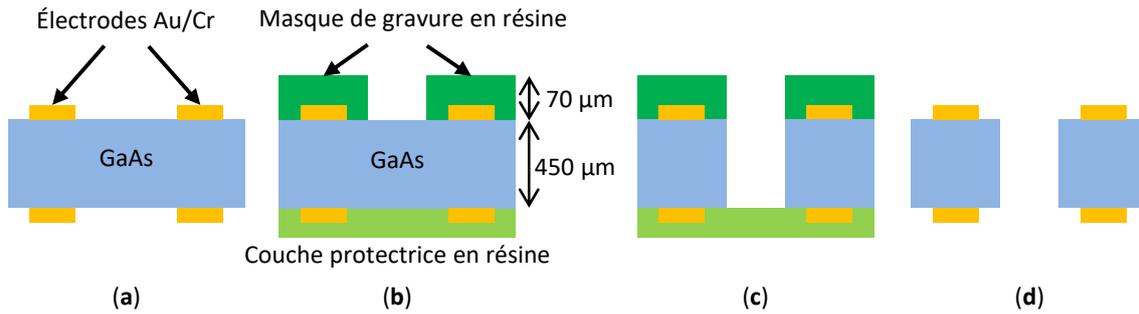


FIGURE 3.10 – Procédé de fabrication : (a) évaporation et lift-off des électrodes Au/Cr supérieure et inférieure, (b) enduction de résine et photolithographie du masque de gravure sur la face supérieure et d'une couche protectrice sur la face inférieure, (c) gravure ICP-DRIE traversante du wafer de GaAs, (d) dissolution des résines dans l'acétone.

de dégazer la résine pendant le recuit mais nécessite d'allonger les temps de recuit pour chaque enduction pour que la couche supérieure soit correctement chauffée malgré une conduction thermique plus basse. Le dernier recuit dure ainsi 4 h 30 min à 100 °C. La température plus basse évite l'apparition de fissures dues aux contraintes thermiques. Le masque a une épaisseur finale de 70 µm. Un masque épais est nécessaire car la sélectivité de la résine dans la DRIE est faible, inférieure à 10 dans notre cas. L'insolation UV se fait en quatre fois, d'une valeur de 1638 mJ.cm⁻² à chaque fois, avec 10 s de pause entre les insulations pour éviter l'apparition de bulles. Le développement est réalisé dans le développeur AZ400K.

Une étape de désoxydation est effectuée juste avant la gravure à l'aide d'un bain HCl - H₂O (1 : 4) pendant 1 min. L'acide attaque sélectivement la couche d'oxyde par rapport au GaAs donnant ainsi une surface propre pour la gravure sèche. Deux références utilisent plutôt le rapport (1 : 1) pendant 1 min [117][119, sec. 3.2.2]. La dilution plus importante a été utilisée pour ne pas détériorer la résine.

Dans le bâti de gravure, une goutte d'huile FomblinTM est insérée entre le porte-substrat et l'échantillon afin d'améliorer la dissipation thermique et d'éviter un échauffement excessif de la résine. Le plasma est généré dans le mélange de gaz BCl₃/Cl₂ (15 sccm/15 sccm). Un rapport aussi élevé favorise la verticalité de la gravure. La puissance ICP vaut 800 W, la puissance du plateau 125 W et la pression 20 mTorr. La gravure est réalisée en une seule étape de 7 h et traverse le wafer. La résine en face arrière joue théoriquement le rôle de couche d'arrêt. Un nettoyage à l'aide de solvants est ensuite réalisé pour éliminer les résines.

Comme la vitesse de gravure connaît une forte dépendance avec le rapport d'aspect des tranchées, il est nécessaire que toutes les tranchées d'une structure aient la même largeur pour déboucher en même temps. Une telle contrainte d'une largeur unique de tranchée est relativement courante pour la fabrication de MEMS. Le choix de cette largeur représente un compromis entre le temps de gravure et la taille du dispositif fabriqué. En effet, plus les tranchées s'élargissent, plus la gravure est rapide car le rapport d'aspect reste bas mais également plus la structure occupe une surface importante ce qui est contraire à la spécification B9 de compacité. Nous avons observé pendant nos essais qu'une gravure fractionnée en plusieurs étapes de DRIE tend à augmenter la sous-gravure. Nous souhaitons donc réaliser nos gravures en une seule étape. Dans ce cas, le temps maximal de gravure est limité par la durée d'une journée de travail en salle blanche. En comptant le temps de nettoyage du bâti avec des plasmas Ar/Cl₂ et O₂ qui dure environ 1 h 30 min, il nous reste 7 h de gravure. Dans ce cas, d'après l'étude de la

vitesse de gravure en fonction de la largeur des tranchées réalisée par Adrien Piot [2], la largeur minimale est de $300\ \mu\text{m}$ pour assurer un débouchage de toutes les tranchées. Cette valeur prend en compte à la fois le ralentissement de la gravure due au micro-loading pour les structures avec une densité de tranchées importante et la dispersion des profondeurs gravées sur un même échantillon qui vaut environ $50\ \mu\text{m}$ et qui nécessite d'allonger les temps de gravure pour faire déboucher toutes les tranchées. Toutes nos expériences ont donc été réalisées avec des tranchées de $300\ \mu\text{m}$ de largeur.

Défauts de gravure

À Orsay la DRIE est traversante quelle que soit l'orientation des tranchées. Les spécifications C2 et C3 de la section 2.1, concernant la gravure profonde de tranchées dans la direction $\langle 110 \rangle$, sont donc respectées par la gravure sèche. On rappelle que c'est notamment la spécification C2 (direction $\langle 110 \rangle$) qui pose problème à la gravure humide (voir section 3.2).

Théoriquement la DRIE est un usinage collectif, plusieurs motifs peuvent être réalisés en même temps sur un wafer. Néanmoins dans notre cas la gravure de plusieurs structures fait apparaître le phénomène de macro-loading, c'est-à-dire de limitation de la vitesse de gravure et donc de la profondeur gravée. Ceci empêche le débouchage et la fabrication. La spécification C1 (usinage collectif) nécessiterait donc des travaux supplémentaires pour être obtenue. Toutefois dans le cadre de nos travaux, notre attention s'est focalisée sur les autres défauts de gravure et toutes nos gravures ont donc été effectuées avec un seul motif à la fois.

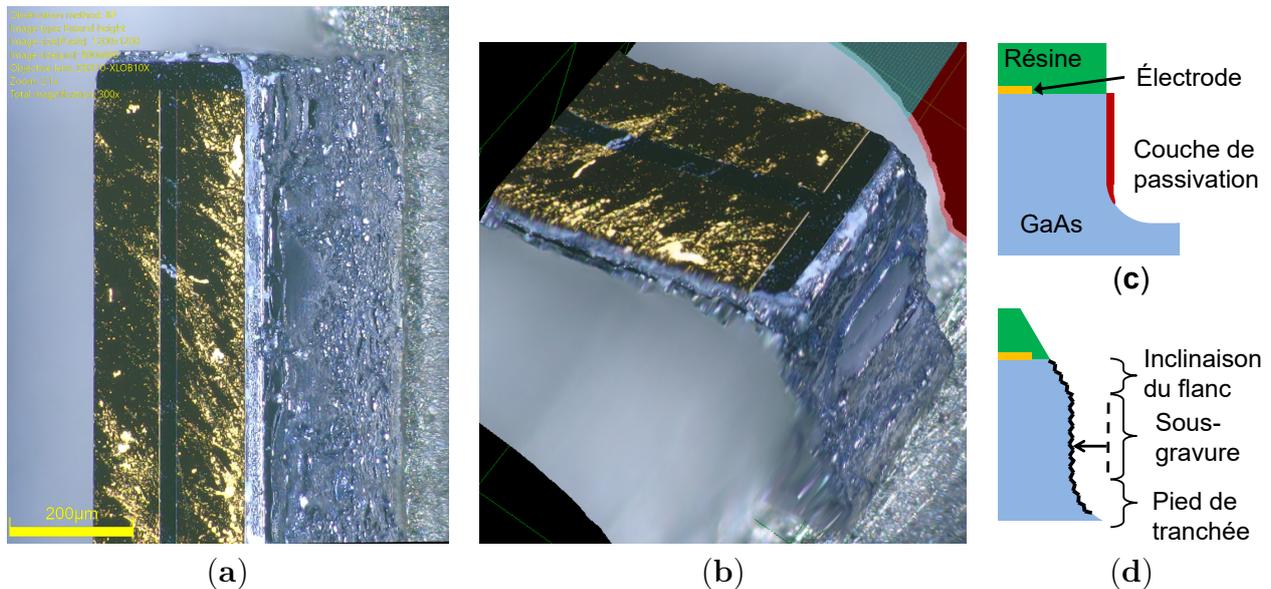


FIGURE 3.11 – (a) Vue au microscope optique avec une inclinaison de 30° d'un flanc de poutre. (b) Reconstitution 3D du bout de la même poutre à l'aide de plusieurs vues prises à 30° . (c) Demi-profil idéal de tranchée pendant la gravure plasma. (d) Demi-profil effectivement observé à la fin de la gravure.

La principale difficulté soulevée par notre procédé de DRIE est sa capacité à réaliser des tranchées aux flancs verticaux et lisses (spécifications C4 et C6). Nos gravures traversantes présentent ainsi quatre défauts récurrents, à savoir la sous-gravure, l'inclinaison des flancs en haut des tranchées, une rugosité importante des flancs et la présence de pieds en bas des

tranchées (voir figures 3.11 et 3.12). Un cinquième défaut, la présence de micro-piliers au fond des tranchées, apparaît moins souvent et a été surtout observé à l'IEMN où il a empêché le débouchage. Tous ces défauts sont détaillés dans les sous-sections suivantes.

3.4.2 Sous-gravure et inclinaison des flancs

La sous-gravure est une gravure latérale qui élargit les tranchées (voir figures 3.11(c) et 3.11(d)). Elle correspond à la demi-différence entre la largeur des tranchées sur le masque et dans le wafer. Elle varie d'une gravure à l'autre et vaut entre $10\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$. Elle est causée par le retrait du masque de résine pendant la DRIE. En effet, comme la sélectivité du masque est faible, inférieure à 10, et qu'il n'y a pas de passivation de ses flancs avec notre procédé, le masque est attaqué par le plasma chloré à la fois verticalement partout sur le wafer et horizontalement au niveau des ouvertures. La gravure verticale est plus importante car elle est renforcée par le bombardement ionique mais la gravure horizontale est suffisamment prononcée pour agrandir les ouvertures du masque ce qui élargit par la suite les tranchées dans le wafer.

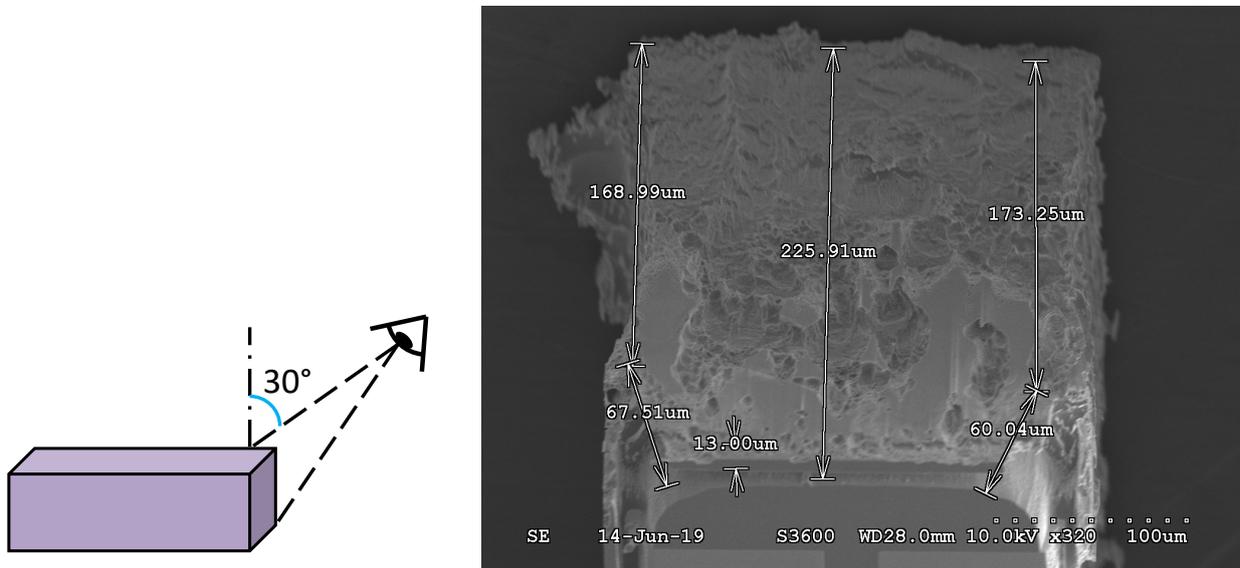


FIGURE 3.12 – Image MEB d'un bout de poutre avec défauts de fabrication, retourné et incliné de 30° . En bas de la figure, correspondant à la face supérieure de la poutre, on observe l'inclinaison des flancs et en haut de la figure, correspondant à la face inférieure de la poutre, on observe la présence de pieds irréguliers.

L'inclinaison des flancs, qui correspond à une perte de verticalité, s'observe en haut des tranchées (voir figures 3.11(d) et 3.12). Comme la sous-gravure, elle connaît une répétabilité moyenne. Elle équivaut à un décalage horizontal du flanc au sommet de la tranchée compris entre $20\ \mu\text{m}$ et $40\ \mu\text{m}$ sur une hauteur verticale comprise entre $50\ \mu\text{m}$ et $150\ \mu\text{m}$. Elle prend la forme d'une marche (figure 3.12) ou d'un arrondissement du haut des tranchées (figures 3.11(a) et 3.11(b)), plus souvent un mélange des deux. La marche est due, comme la sous-gravure, au retrait du masque qui expose de nouvelles surfaces de GaAs. L'arrondissement est une conséquence de l'inclinaison du flanc de masque. Cette influence de l'inclinaison des flancs du masque sur l'inclinaison des flancs de tranchée est un phénomène courant pour la gravure GaAs BCl_3/Cl_2 avec un masque en résine [133]. Le rapport de proportionnalité entre ces deux

inclinaiions a même été quantifié en fonction notamment de la sélectivité de la résine [135]. Dans notre cas des inclinaiions importantes de flancs en résine ont été observées comme dans la figure 3.13 où il vaut 110° au lieu de 90° . Le procédé de fabrication du masque est en effet sensible aux conditions de recuit et d'insolation. Si le recuit de la 3^e couche de résine AZ9260 n'est pas assez long, cette couche se dégrade pendant le développement même aux endroits non insolés. Si pendant l'insolation le masque (Cr/verre) n'est pas suffisamment plaqué contre le wafer, à cause par exemple de protubérances associés à des bulles, le rayonnement UV insole une zone plus grande que celle visée ce qui dégrade là aussi la verticalité des flancs du masque lors du développement.

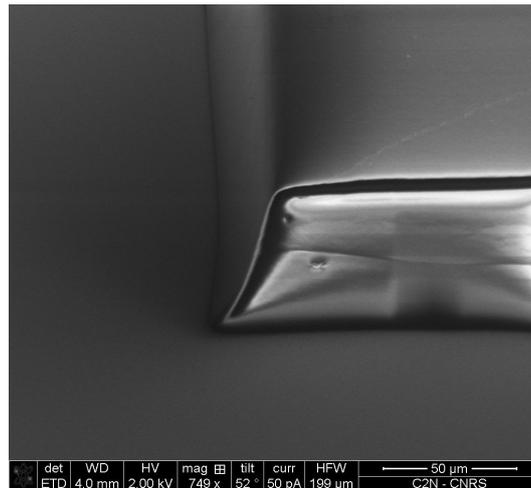


FIGURE 3.13 – Image MEB d'un flanc de résine incliné avant gravure.

En conclusion, la sous-gravure et l'inclinaison des flancs sont causées par le retrait du masque pendant la gravure et par une mauvaise verticalité des flancs du masque avant la gravure. Pour corriger ces défauts, il faut donc rendre le masque plus sélectif et rendre son procédé de fabrication plus robuste.

3.4.3 Rugosité des flancs

L'état de surface du GaAs après une gravure profonde au plasma BCl_3/Cl_2 dépend principalement du niveau de passivation des flancs pendant la gravure. Des mesures EDS (Energy Dispersive Spectroscopy) et AES (Auger Electron Spectroscopy) publiées montrent que, outre les atomes Ga et As attendus, la surface des flancs après gravure est constituée soit des atomes C et O [136], soit des atomes C et Cl [132]. Pour ces gravures et ces analyses, le masque utilisé est en résine. Nos propres mesures EDS correspondent puisque nous observons la présence d'atomes C et Cl au niveau des flancs lisses mais pas au fond des tranchées ou sur des flancs rugueux. Il apparaît que la couche de passivation est principalement composée de carbone qui est vraisemblablement issu de la résine du masque. Bien que ce soit surtout BCl_3 qui crée l'anisotropie, l'absence de l'atome B dans ces spectres nous laisse penser qu'il est en-dessous du seuil de détection ou qu'il joue un rôle de recombinaison pendant la gravure mais qu'il ne contribue pas ou peu à la formation de la couche de passivation.

Wang compare l'état de surface d'une gravure BCl_3/Cl_2 pour différents matériaux de masque [137]. La rugosité la plus importante est obtenue pour un masque en silice. Elle est moindre pour

un masque en nickel. Avec un masque en résine les flancs sont inclinés mais lisses. La passivation est plus efficace avec un masque en résine et on constate que si elle se passe correctement elle participe au rendu lisse des flancs.

On voit dans les figures 3.11(a), 3.11(b) et 3.12 que, dans le cas d'une gravure traversante, les flancs de tranchée sont rugueux, bien qu'on observe à chaque fois des petites plaques lisses. La figure 3.14(a) présente une gravure d'une heure avec un masque en résine pour laquelle les flancs sont plutôt lisses et verticaux en bas des tranchées mais rugueux et inclinés en haut. Ce résultat est également observable dans la littérature bien qu'aucune explication ne soit proposée [133][135]. La figure 3.14(b) zoome sur la zone de transition entre flancs lisse et rugueux. On constate que les flancs rugueux correspondent à une partie sans couche de passivation. Il semble donc que la rugosité soit due à la délamination au cours de la gravure de la couche de passivation initiale qui par la suite ne se reforme pas correctement. Dans le cas d'une gravure courte ce décrochage se limite au haut des tranchées mais pour une gravure traversante il concerne toute la hauteur.

La couche de passivation peut se délaminer pour deux raisons : son épaisseur trop importante en haut des tranchées qui réduit son adhérence et la gravure de son support. Ces deux mécanismes sont visibles dans la figure 3.14(b). On observe une couche de passivation d'épaisseur supérieure à $1\ \mu\text{m}$ avec l'amorce d'une gravure sous-jacente. Cette gravure est due en partie au retrait du masque et en partie au décrochage du haut de la couche de passivation. Ces deux effets exposent le support de la couche de passivation. Si la couche de passivation est suffisamment résistante et que la gravure sous-jacente se poursuit, on obtient une délamination du flanc, c'est-à-dire une plaque de couche de passivation plus ou moins verticale suspendue au flanc de tranchée. Cette délamination favorise l'apparition de marches sur le flanc de tranchée décrites dans la sous-section 3.4.2. Comme le retrait du masque est continu pendant la gravure, la délamination et la production de marches peut se produire plusieurs fois sur le flanc de tranchée. Ceci est visible sur la figure 3.16(a). Une gravure longue tend tout de même à lisser les décrochages et à regrouper toutes ces petites marches en une seule inclinaison en haut de la tranchée.

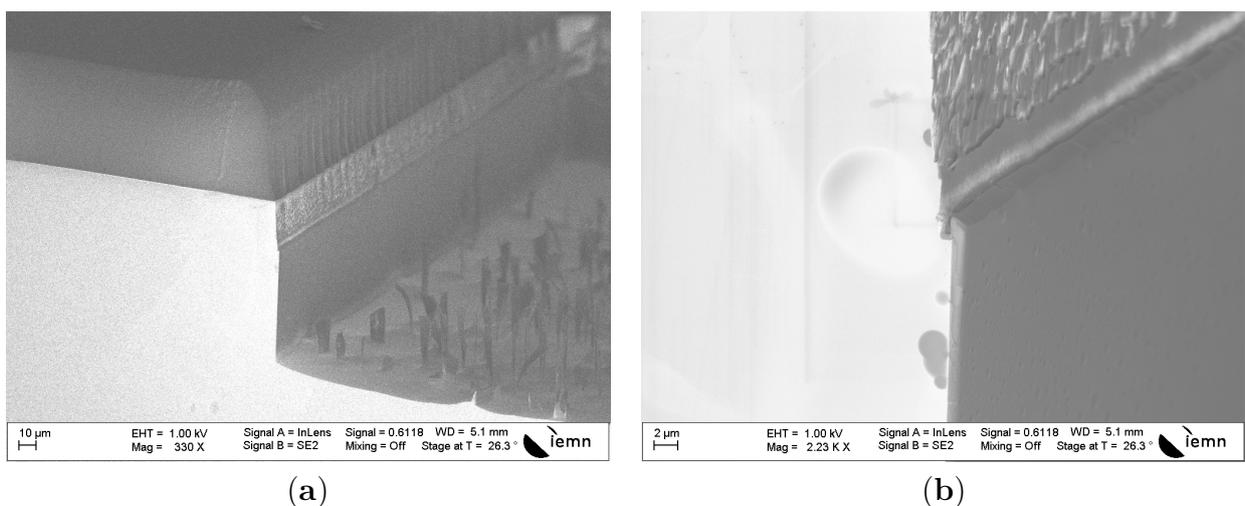


FIGURE 3.14 – Images MEB d'une gravure DRIE ICP de 1 h réalisée à l'IEMN avec un masque dont la résine a été endommagée lors de sa fabrication. (a) Vue d'un flanc de gravure. (b) Zoom sur le haut de la couche de passivation.

On peut noter que dans d'autres conditions, le cas avec des flancs plus lisses en haut qu'en bas comme dans la figure 3.9 existe également [2][136]. On imagine que dans ce cas le carbone issu de la résine du masque se dépose plus difficilement dans le fond de la tranchée. Pour obtenir des flancs de gravure lisses et verticaux, on constate qu'il faut trouver un équilibre entre une passivation trop faible qui ne protège pas le fond des tranchées et une passivation trop importante qui tend à se délaminer en haut des tranchées. Ce paramètre dépend notamment du bâti de gravure puisque la passivation lors des gravures au C2N était moins intense qu'à l'IEMN.

Comme pour la sous-gravure et l'inclinaison des flancs, une meilleure sélectivité du masque réduisant le retrait en haut des tranchées empêcherait la gravure à l'arrière de la couche de passivation, limiterait son décrochage et améliorerait donc la rugosité. Par ailleurs une meilleure sélectivité d'un masque en résine réduirait probablement la passivation, puisqu'il y aurait une consommation moindre de matière carbonée, et éviterait ainsi que la couche de passivation ne s'épaississe trop.

3.4.4 Pied de tranchée

Afin de réaliser des tranchées complètes permettant de détacher du wafer la structure du résonateur, la gravure est traversante. Juste avant le débouchage la fine épaisseur restante de GaAs est soumise à des contraintes thermiques fortes à cause de la température élevée de l'échantillon et il est courant qu'elle se fracture. Comme le fond de gravure n'est pas plat mais arrondi, c'est-à-dire plus épais au voisinage des flancs, la cassure a lieu au centre de la tranchée ce qui laisse un pied sur les bords des flancs en face arrière (voir figures 3.11(c) et 3.12). Ces résidus sont irréguliers et, même si la prolongation de la gravure après débouchage réduit leur taille, ils ne sont pas toujours éliminés à la fin de la gravure (voir figure 3.15). Ce défaut est éventuellement variable avec la position de la tranchée sur le substrat en raison de la dispersion spatiale de la vitesse de gravure et de la variation locale d'épaisseur du wafer. L'utilisation d'une couche de résine en face arrière comme couche d'arrêt ne corrige pas ce problème. Étant donné la faible épaisseur des résidus, l'impact est léger sur le résonateur, à l'exception des angles qui s'arrondissent. La seule solution ici consisterait à ne pas traverser avec la gravure sèche et à déboucher à l'aide d'un procédé moins agressif.

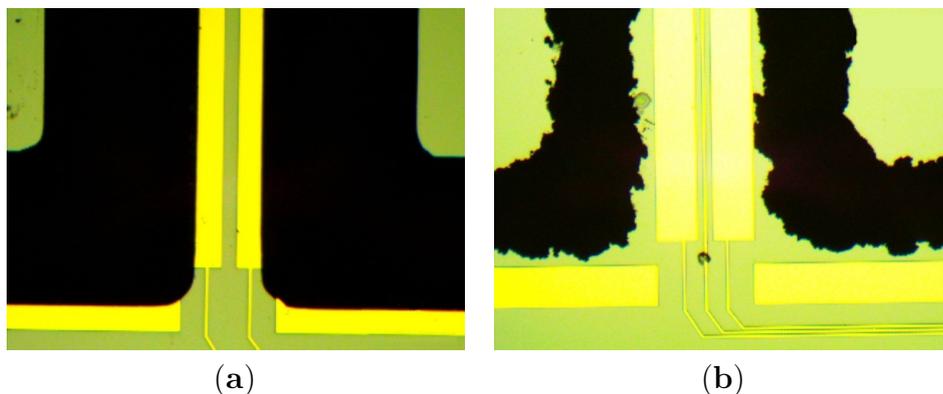


FIGURE 3.15 – Images prises au microscope optique d'une poutre avec électrodes entre deux tranchées après gravure traversante : (a) en face avant avec sous-gravure réduisant la largeur des électrodes et (b) en face arrière avec des pieds de tranchée irréguliers.

3.4.5 Micro-piliers

Au cours de la gravure, des micro-piliers se forment au fond des tranchées. Deux phénomènes jouent un rôle dans leur création : le micro-masquage et l'anisotropie de la gravure. Le micro-masquage signifie qu'au fond des tranchées sont présents, ou apparaissent pendant la gravure, des micro-résidus, voire des poussières, à la sélectivité élevée masquant le GaAs de manière très localisée. Comme par ailleurs la gravure est anisotrope, un tel masquage entraîne la formation de micro-piliers. Ceux-ci ont un impact négatif sur la gravure, car ils diminuent la taille des ouvertures donnant accès au fond de la tranchée, mais s'ils restent de petite taille, ils n'empêchent pas le débouchage comme dans la figure 3.16(a). Les gravures faites au C2N étaient toutes dans ce cas de figure. En revanche si la densité et la taille des micro-piliers deviennent trop importantes, ils réduisent fortement la vitesse de gravure à cause de l'ARDE et finissent par limiter la profondeur maximale atteignable comme dans la figure 3.16(b). Ce fut le cas de toutes les gravures longues à l'IEMN.

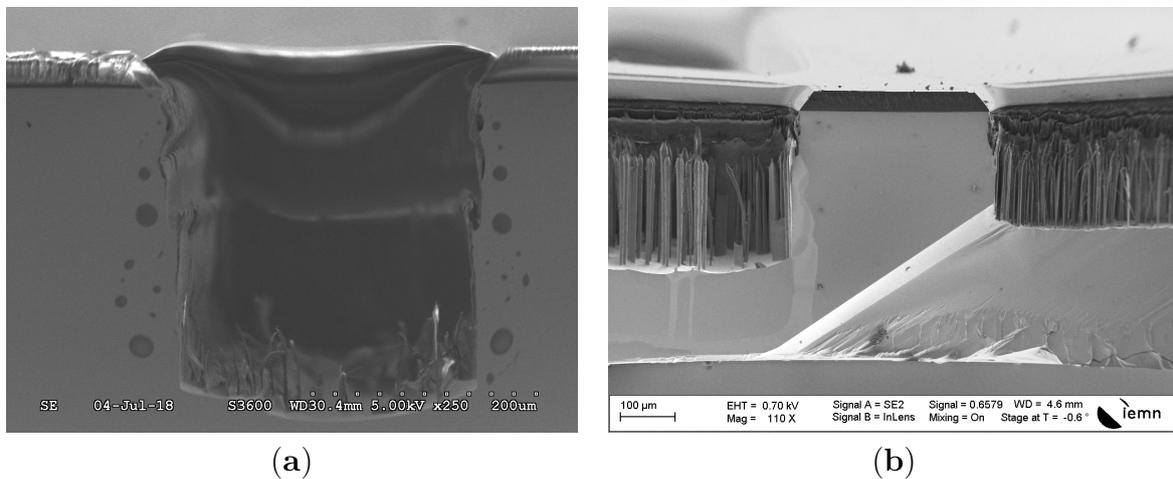


FIGURE 3.16 – Images MEB de profils de tranchée pour des gravures non traversantes de 4 h avec des flancs de masque inclinés. (a) Gravure faite au C2N avec de petits micro-piliers sur le fond de tranchée. On observe plusieurs délaminations de la couche de passivation sur les flancs de tranchée correspondant à des marches. (b) Gravure faite à l'IEMN avec une résine vieillie favorisant le micro-masquage par projection. Les densités de micro-piliers ne sont pas les mêmes dans les tranchées de gauche et de droite ce qui, à cause de l'ARDE, conduit à des profondeurs de tranchée différentes.

Il existe plusieurs hypothèses concernant l'origine du micro-masquage et la manière de limiter les micro-piliers. Nam observe que les micro-piliers sont dus aux défauts à la surface du GaAs présents avant la gravure [138]. Augmenter le bombardement ionique permet d'éliminer ces piliers au cours de la gravure ce qui peut se faire de plusieurs manières : en augmentant la puissance du plateau ou la puissance ICP, en baissant la pression ou encore en ajoutant de l'argon ou plus de BCl_3 dans le mélange gazeux. Pour Zhou les micro-piliers proviennent à la fois de défauts de surface et de résidus de résine [139]. Ceux-ci sont dus d'une part à un développement imparfait de la résine lors de la fabrication du masque et d'autre part à la projection de débris de résine pendant la gravure suite au bombardement ionique sur le masque. Il est possible de diminuer ce micro-masquage en nettoyant l'échantillon avant la gravure à l'aide d'un bain acide, dont la composition n'est pas donnée dans l'article, et d'un délaquage au

plasma O_2 . Renforcer la résine en la recuisant au four a aussi un impact positif. Enfin Westerman montre que dans son cas le micro-masquage n'est pas présent initialement et n'apparaît que pendant la gravure [140]. Il est envisagé qu'il soit dû à l'apparition de composants chlorés non volatils au fond des tranchées. Cette apparition est favorisée par un faible renouvellement de Cl_2 . Il est possible de l'éliminer en augmentant le flux de Cl_2 , en augmentant la puissance ICP ou en baissant la pression.

Malgré le soin apporté au nettoyage des tranchées avant la gravure, en ayant notamment recours à des délaquages au plasma O_2 et à un bain de désoxydation $HCl - H_2O$ (1 : 4), nous avons continué à observer des micro-piliers en fond de tranchée. Leur densité est plus élevée quand le masque est moins sélectif comme à l'IEMN (voir figure 3.16(b)) ou quand la couche de masquage est fragilisée, par exemple quand il s'écoule plusieurs mois entre sa fabrication et la gravure ou quand il est insuffisamment recuit. On en déduit qu'ils sont dus à la projection de débris de résine du masque pendant le bombardement ionique. Pour les éviter il faudrait donc renforcer le masque pour le rendre plus résistant au bombardement ionique ce qui signifie augmenter sa sélectivité.

3.5 Amélioration du masque de gravure

On a vu dans la section 3.4 qu'à l'exception des pieds de tranchée, qui sont liés au débouchage à la fin de la gravure, les défauts de gravure proviennent principalement de la couche de masquage et du contrôle de la couche de passivation au cours de la gravure. Quand la couche de masquage n'est pas assez sélective, sa gravure latérale au niveau des ouvertures crée de la sous-gravure et génère de la rugosité par décrochage de la couche de passivation. De plus les flancs de résine sont inclinés ce qui favorise l'inclinaison des flancs de tranchée.

Pour améliorer la sélectivité, une solution consisterait à utiliser un matériau plus résistant comme la silice ou le nickel qui permettent d'atteindre respectivement 80 et 200 [1]. Toutefois ces matériaux posent deux problèmes. D'une part, il faut être capable de déposer une couche suffisamment épaisse sans qu'elle ne se fissure ou ne se délamine en raison des contraintes mécaniques. D'autre part, le micro-masquage dû aux projections du masque durant la gravure est plus important lorsque la sélectivité de gravure est plus élevée. Ce deuxième obstacle est d'ailleurs la raison pour laquelle Adrien Piot a renoncé à utiliser le nickel comme couche de masquage [2]. La solution retenue consiste alors à fabriquer un masque bicouche résine sur silice. L'objectif est ainsi de conserver les avantages de la résine tout en limitant le retrait du masque au niveau des ouvertures grâce à la sélectivité élevée de la silice.

Il n'est pas nécessaire que la couche de silice tienne toute la gravure puisqu'elle est globalement protégée par la couche de résine et l'on se contente donc d'une épaisseur de $1\ \mu m$ déposée par pulvérisation cathodique sous vide. Les paramètres utilisés pour le dépôt de silice à l'ONERA sont :

- pression de travail : $1,7\ Pa$;
- nature du gaz : $Ar + 4\% O_2$;
- puissance appliquée sur le porte-substrat de $300\ mm$ de diamètre lors du décapage ionique : $200\ W$ soit $0,28\ W.cm^{-2}$;
- distance entre cible et substrat : $50\ mm$;
- utilisation de générateurs de puissance RF à $13,56\ MHz$;

— puissance appliquée sur la cible de 200 mm de diamètre : 200 W soit $0,63 \text{ W.cm}^{-2}$.

Ces conditions produisent un film de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour une durée de dépôt de 384 min. Cette faible vitesse de dépôt ($2,6 \text{ nm.min}^{-1}$) est usuelle pour la silice élaborée par pulvérisation. On fabrique ensuite par-dessus le masque de résine comme précédemment en trois étapes d'enduction par spin-coating et recuit sur plaque chauffante.

Les étapes de photolithographie (insolation et développement) ont dû être adaptées car l'indice de réflexion de la silice est différent de celui du GaAs. Comme la couche de silice diminue la conduction thermique, le 3^e recuit a été allongé à 5 h 30 min. Dans la figure 3.17 on peut voir une vue en coupe d'une ouverture dans le masque de résine fabriqué sur $1 \mu\text{m}$ de silice et $450 \mu\text{m}$ de GaAs. Les flancs sont presque verticaux puisqu'on a un angle de 92° au sommet.

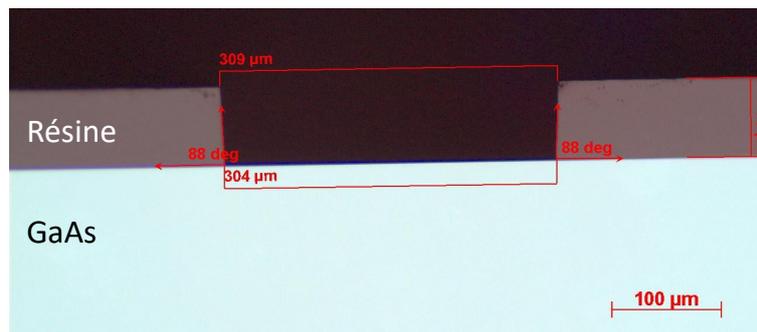


FIGURE 3.17 – Vue en coupe au microscope optique d'une tranchee ouverte de trois couches de résine AZ9260 enduite sur SiO_2 ($1 \mu\text{m}$) / GaAs.

L'étape suivante consiste à ouvrir la silice exposée. Il est possible de le faire par voie humide à l'aide d'un bain de HF tamponné qui grave la silice tout en étant sélectif vis-à-vis du GaAs et de la résine. Des essais ayant montré des problèmes de mouillage dans les angles ne permettant pas de retirer correctement la silice, nous nous sommes tournés vers la gravure sèche RIE. La gravure de la silice est réalisée avec un mélange CHF_3/CF_4 ($40 \text{ sccm}/40 \text{ sccm}$) pour une pression de 50 mTorr et une puissance du plateau de 180 W. La gravure est anisotrope et sélective vis-à-vis du GaAs. La difficulté rencontrée provient de la faible vitesse de la gravure (25 nm.min^{-1}) qui impose une longue durée du traitement (40 min). Ceci induit un échauffement excessif qui dégrade la résine (fluage et génération de boursoufflures). Ce problème a été amoindri en abaissant la puissance à 100 W et en réalisant une gravure séquentielle : six séquences de 10 min séparées par des pauses de 6 min pour laisser l'échantillon refroidir. Le gonflement de la résine a effectivement été éliminé mais pas le fluage qui se traduit par un arrondissement des angles en haut et en bas du profil de la résine. Ce défaut contrebalance l'amélioration de la verticalité des flancs du masque. La figure 3.14(a) présente un exemple d'une telle déformation du masque.

Les mêmes essais d'ouverture de la silice en RIE mais réalisés avec un masque constitué de seulement deux couches de résine AZ9260 sur une couche de silice n'avaient montré aucune altération de la résine. Ceci nous laisse penser que c'est la 3^e couche de résine qui ne supporte pas la température. Bien que le temps de recuit sur plaque ait été allongée, elle n'est pas encore assez durcie.

Malgré ce fluage, des gravures de GaAs ont été réalisées avec un masque AZ9260/silice pour évaluer l'impact de la sous-couche de silice sur le retrait du masque. La figure 3.18(a) présente ainsi le résultat d'une gravure de 6 h réalisée à l'IEMN. Les images ont été prises après dissolution des couches de résine. Dans ce cas, le fluage de la résine a dégradé la gravure

avec notamment une grande densité de micro-piliers en fond de tranchée qui a empêché le débouchage. Cela signifie que la projection de résidus de résine conduisant au micro-masquage a été importante ce qui est cohérent avec l'idée que la 3^e couche de résine est plus fragile. Comme elle n'est pas suffisamment recuite, elle se pulvérise plus facilement sous l'effet du bombardement ionique. On constate en revanche que le retrait du masque est très faible, seulement 5 μm de chaque côté ce qui est acceptable. La sélectivité élevée de la silice a joué son rôle comme on peut le voir dans la figure 3.18(b) où la silice a protégé le GaAs situé dessous. En revanche on observe l'apparition de renforcements de part et d'autre du haut de la tranchée qui constitue une sous-gravure à peu près équivalente à celle que nous cherchions à éliminer. Cela montre qu'un second effet de sous-gravure est à l'œuvre qui n'était pas détectable sur les gravures avec un masque en résine à cause du retrait du masque.

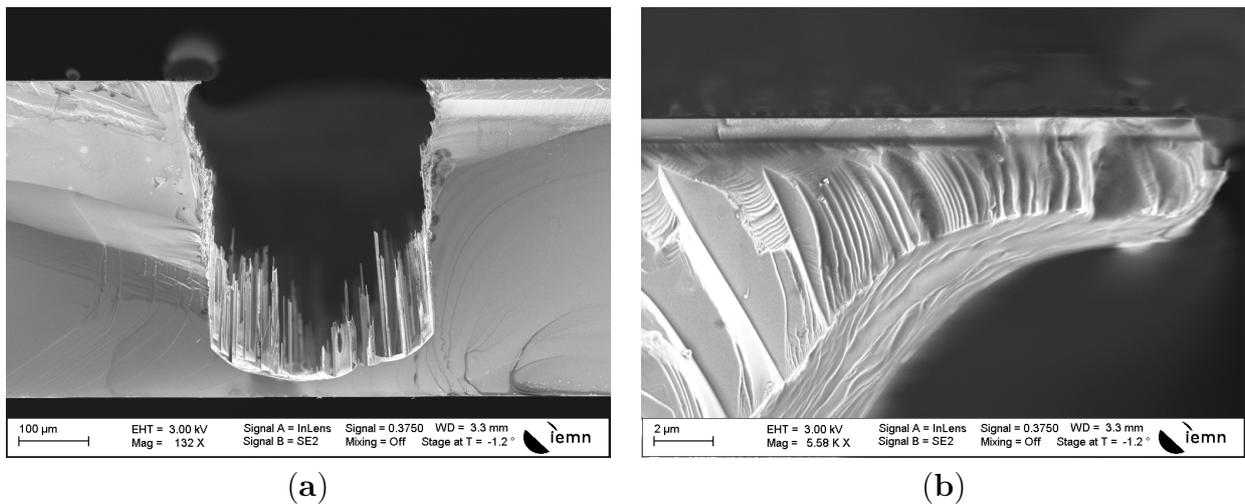


FIGURE 3.18 – Images MEB d'une gravure ICP-DRIE de 6 h réalisée à l'IEMN avec des flancs de résine flués. La résine a été retirée. (a) Vue en coupe d'une tranchée. (b) Zoom en haut à gauche de la tranchée où l'on distingue la couche de silice au-dessus du GaAs.

Comme aucune expérience particulière n'a pu être menée pour analyser ces renforcements, nous nous contentons de proposer deux hypothèses concernant leur origine. La première est que, malgré l'absence de retrait du masque, la couche de passivation se décroche en haut des tranchées, à cause par exemple de son épaisseur trop importante à cet endroit. On peut imaginer en effet que le carbone issu de la résine s'accumule plus facilement proche du masque, c'est-à-dire en haut des tranchées. La couche de passivation rencontrerait alors des difficultés à se redéposer proprement sur une zone où elle s'est décrochée ce qui favoriserait une gravure chimique latérale en haut des tranchées. La seconde hypothèse est que le bombardement ionique n'est pas parfaitement vertical et que certains rayons frapperaient les flancs de tranchée avec un angle d'incidence suffisamment élevé pour attaquer la couche de passivation. Un tel angle d'incidence n'est possible qu'en haut des tranchées, autrement il est bloqué par le masque, ce qui expliquerait la présence de ces renforcements au sommet seulement. La déviation à l'horizontale des rayons ioniques est courante pour les gravures plasma de substrats silicium sur isolant où la silice joue le rôle de couche d'arrêt. On observe alors des renforcements dans les flancs comme dans notre cas mais seulement en bas des tranchées. Cet effet, appelé *notching*, est dû à l'accumulation de charges électriques positives dans la silice une fois le silicium gravé. Ces charges dévient les ions vers les flancs [141]. Il semble toutefois peu probable que cela se

produise ici car d'une part la couche de silice n'est quasiment pas exposée au bombardement ionique et n'a donc pas l'occasion de se charger électriquement et d'autre part l'accumulation de charges positives aurait plutôt tendance à repousser les rayons du haut des tranchées qu'à les attirer. Étant donné que ces renforcements ont été principalement observés pour des gravures avec des masques en résine dégradés, il est raisonnable d'attendre des résultats de gravure avec un masque bicouche silice/résine sans fluage avant d'investiguer ce défaut plus en détail.

Pour durcir la 3^e couche de résine AZ9260 et ainsi empêcher le fluage du masque, nous avons ajouté, pendant la fabrication du masque, une étape de recuit en étuve à 90 °C pendant 5 h avant l'insolation. Contrairement au recuit sur plaque chauffante le recuit en étuve a un effet direct sur la 3^e couche. Des essais indépendants ont montré que ce recuit empêche effectivement le fluage pendant l'ouverture de la silice en RIE. De plus, il diminue la densité de micro-piliers en fond de tranchée. Ceci est attribué au durcissement de la résine qui limiterait le micro-masquage.

3.6 Conclusion

Les objectifs à atteindre pour notre procédé de micro-usinage collectif de wafer sont de graver dans un wafer de GaAs (001) des tranchées profondes et verticales aux flancs lisses dans la direction $\langle 110 \rangle$. Nos expériences ont montré que la gravure humide permet d'obtenir facilement des tranchées profondes aux flancs lisses mais qu'elle ne tient pas les autres spécifications. En effet, outre le fait que les plans cristallins du GaAs qui délimitent le profil de gravure donnent des flancs inclinés dans la direction $\langle 110 \rangle$, la gravure humide du GaAs est peu anisotrope et souffre de sous-gravures importantes. Il n'est donc pas possible de s'en servir pour fabriquer des structures complexes, d'autant plus si la gravure est profonde.

Théoriquement, seule la gravure sèche, c'est-à-dire la gravure ionique réactive, répond à notre problématique. Si la technologie est aujourd'hui encore peu utilisée pour les gravures profondes du GaAs, un procédé BCl_3/Cl_2 de gravure traversante jusqu'à 450 μm de profondeur a été développé pour n'importe quelle orientation de tranchée avec un rapport d'aspect de 1,5. Nous avons montré qu'il fonctionne mais nous avons également mis à jour son manque de robustesse conduisant à l'apparition de défauts de gravure. Des investigations ont été menées pour en comprendre l'origine.

- La sous-gravure est causée au niveau des ouvertures des tranchées par la gravure latérale du masque trop peu sélectif vis-à-vis du plasma.
- La rugosité relativement importante des flancs et la présence occasionnelle d'une marche au sommet des tranchées sont dues à la délamination de la couche de passivation pendant la gravure. Elle est formée en partie de carbone issu de la résine du masque. Si la résine est consommée trop rapidement, la couche de passivation s'épaissit jusqu'à décrocher. Ce phénomène est renforcé par la sous-gravure suite au retrait latéral du masque.
- Des pieds de tranchées peuvent apparaître au moment du débouchage si le fond de tranchée se fracture sous la pression des contraintes thermomécaniques.
- Des micro-piliers apparaissent sur le fond de tranchée pendant la gravure suite à la projection de débris de résine du masque qui créent du micro-masquage. Leur densité doit être maintenue suffisamment basse autrement la vitesse de gravure chute tellement que le débouchage n'est plus possible.

À l'exception du pied de tranchée, ces défauts sont liés au masque de gravure. Les améliorations du procédé se sont donc concentrées sur celui-ci. Une sous-couche de silice a été ajoutée

sous la résine pour augmenter la sélectivité au niveau des ouvertures tout en gardant le faible micro-masquage de la résine. Le masque est également recuit en étuve pour durcir la dernière couche de résine. Ainsi, il supporte mieux le bombardement ionique à la fois pendant l'ouverture de la silice en RIE et pendant la gravure DRIE du GaAs, limitant le micro-masquage. La gravure latérale du masque a disparu mais a mis en évidence un nouveau défaut : des gravures latérales localisées en haut des tranchées. Si leur origine n'est pas identifiée, il est clair qu'elles sont permises par le décrochage du haut de la couche de passivation. Le retour prochain de gravures au C2N où le bâti a des paramètres de gravure (puissances, pression, flux...) plus stables devrait améliorer ce point.

Plusieurs perspectives sont envisagées concernant ce procédé de fabrication de MEMS en GaAs.

- Les améliorations du masque ont été guidées par le profil de gravure mais finalement ce sont surtout les performances des résonateurs qui nous intéressent. Il faudrait à l'avenir fabriquer des résonateurs avec ce masque amélioré pour les comparer aux résonateurs que nous avons fabriqués avec le procédé initial et caractérisés dans le chapitre 5. De telles réalisations permettraient également de vérifier si les renforcements en haut des tranchées existent même quand le nouveau procédé est respecté de bout en bout.
- Suite à des problèmes de macro-loading réduisant considérablement la vitesse de gravure lorsque plusieurs structures sont réalisées en même temps, nous nous sommes limités dans nos travaux à faire nos gravures une par une. Une fois le procédé pleinement fonctionnel pour des gravures uniques, il sera important de lever cet obstacle du macro-loading pour tenir la spécification C1 imposant le micro-usinage collectif.
- Le défaut du pied de tranchée, qui a moins d'impact sur les performances du résonateur car il s'agit de résidus petits devant la taille des éléments vibrants, pourrait être éliminé. Il nécessite de ne pas faire déboucher la gravure. Une option pour finir la gravure serait alors de protéger les flancs avec de la résine déposée par spray-coating et de faire une gravure humide isotrope en face arrière de l'épaisseur restante. Des essais de spray-coating ont montré une bonne adhérence (les aspérités rugueuses améliorent l'adhérence) et une continuité de la résine déposée sur les flancs. Des références de gravure isotrope sont données dans le tableau 3.1.

Chapitre 4

Modélisation du dépôt et de la délimitation des électrodes latérales

Pour actionner et détecter piézoélectriquement des modes de vibration hors-plan de poutres en GaAs dans la direction $\langle 110 \rangle$, il est nécessaire qu'il y ait des électrodes latérales sur les flancs de ces poutres (voir section 1.3.1). Il s'agit de la spécification C5 listée dans la section 2.1. Pour y répondre, Adrien Piot a présenté dans sa thèse un procédé innovant de délimitation de films minces sur les flancs verticaux de tranchées qui combine un dépôt incliné et un masquage par ombrage (*shadow-masking*) à l'aide de pochoirs réalisés dans un film sec [2][90]. Par évaporation de chrome et d'or, on peut ainsi réaliser des électrodes latérales avec une connexion vers la face supérieure. Pour mieux comprendre la géométrie de ces électrodes latérales, notamment les distributions de masse volumique et d'épaisseur, des dépôts inclinés sur wafers vierges avaient également été réalisés et observés.

Nous ne présentons dans ce chapitre aucun résultat expérimental nouveau mais nous développons les formules mathématiques prédisant, à partir de la configuration géométrique du dépôt par évaporation, la forme et l'épaisseur des électrodes latérales. Dans la section 4.1, nous présentons d'abord les techniques existantes de dépôt sur des flancs de tranchées. Dans la section 4.2, nous obtenons les expressions analytiques de l'épaisseur du dépôt pour un wafer vierge, avec ou sans rotation. Enfin dans la section 4.3, nous établissons les équations décrivant la forme et l'homogénéité du dépôt latéral dans le cas d'un wafer en rotation.

4.1 Techniques de dépôt latéral

Le dépôt de films minces métalliques et la délimitation dans ceux-ci des motifs souhaités, comme des électrodes, sont des étapes bien maîtrisées quand elles ont lieu sur des surfaces planes horizontales. Par exemple, pour fabriquer des électrodes en or avec une couche d'adhérence en chrome, le dépôt peut se faire par évaporation des métaux sous vide puis condensation sur la cible à recouvrir (comme décrit dans la section 4.2.1), tandis que la délimitation des motifs peut être réalisée par décollement (*lift-off*) ou par gravure humide de l'or et du chrome (voir figure 4.1). Pour un lift-off, le masque des formes, fabriqué par enduction puis photolithographie d'une couche de résine photosensible sur le wafer, est appliqué avant le dépôt de sorte que les métaux n'adhèrent au wafer qu'aux endroits visés, à savoir les ouvertures dans la résine, et qu'ils se décrochent partout ailleurs lorsque la résine est dissoute par un solvant. Pour une délimitation par gravure humide, le masque de résine est appliqué après le dépôt et cette fois ses ouvertures

délimitent les endroits où l'or et le chrome sont retirés à l'aide de solutions acides adéquates qui n'attaquent pas la résine. La résine est retirée ensuite par un solvant.

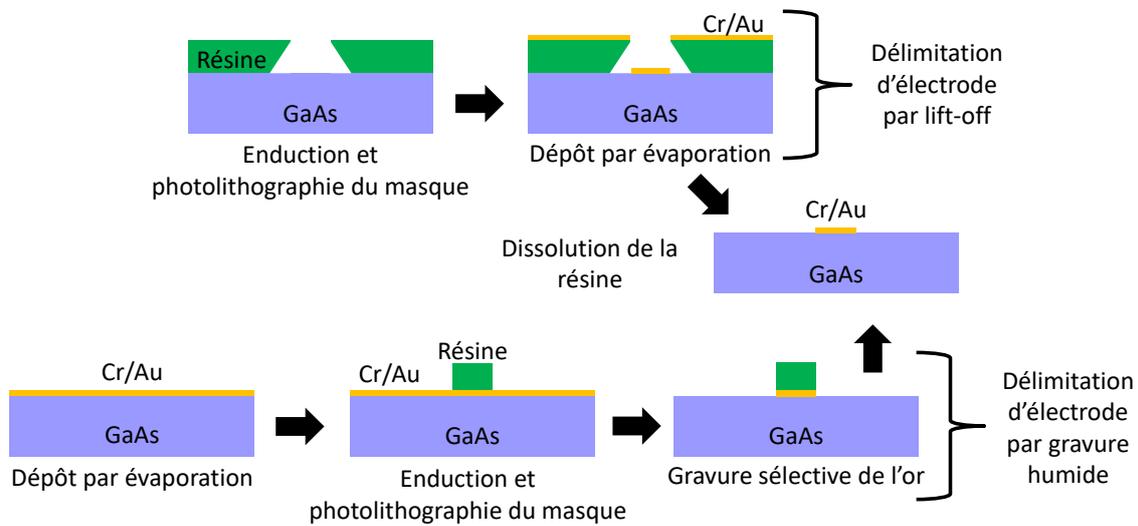


FIGURE 4.1 – Délimitation d'une électrode horizontale par lift-off et par gravure humide.

Malheureusement ces procédés ne sont pas transposables tels quels pour déposer et surtout délimiter des formes 2D sur des surfaces verticales comme les flancs d'une tranchée. Déposer un film sur les flancs peut se faire relativement facilement soit en inclinant le wafer lors d'un dépôt par évaporation, soit en utilisant des techniques de dépôt plus conformes comme la pulvérisation cathodique. La principale difficulté provient en fait du masque en résine car, d'une part, l'enduction par centrifugation (*spin-coating*) ne fonctionne pas bien sur des surfaces où des motifs ont déjà été gravés et, d'autre part, l'insolation aux UV sur les flancs nécessite de maîtriser le trajet de la lumière. Différentes solutions existent pour contourner ces problèmes.

Si le masque de gravure n'est pas trop dégradé une fois les tranchées ouvertes, il est possible de s'en servir comme masque de lift-off pour un dépôt conforme qui recouvre à la fois les flancs et les faces supérieure et inférieure [27, sec. 3.2.3]. Lors du retrait du masque de gravure, seuls restent les dépôts latéraux. Un masque d'aluminium réutilisable est plaqué sur chaque face pour empêcher le dépôt dans les tranchées qu'on ne souhaite pas atteindre (voir figure 4.2(a)). Cette méthode est efficace pour recouvrir l'intégralité des flancs exposés mais limitée. D'une part, il n'est pas possible de délimiter des motifs et, d'autre part, l'alignement du masque d'aluminium est manuel et donc peu précis.

Une technique pour déposer de la résine sur les faces d'un wafer, mais aussi sur les flancs des tranchées ouvertes dans celui-ci, est la projection de résine par spray (*spray-coating*). Si elle est bien effectuée, la couche de résine est continue et d'épaisseur à peu près constante sur les faces comme sur les flancs. Il est possible, dans ces conditions, d'insoler seulement le bas des tranchées en combinant inclinaison du wafer et shadow-masking [142][144]. Le masque en verre et chrome utilisé pendant l'insolation est conçu de manière à créer un surplomb sur un bord de la tranchée (voir figure 4.2(b)). Comme le wafer et son masque sont inclinés pour cette étape, les rayons lumineux qui les atteignent sont obliques. Le surplomb masque par ombrage une partie de la tranchée seulement, c'est le principe du shadow-masking. Ainsi, il est possible de délimiter des motifs dans la résine déposée sur les flancs, puis de réaliser les mêmes motifs dans une couche métallique, à l'aide d'un dépôt et d'un lift-off. En adaptant le shadow-masking, la

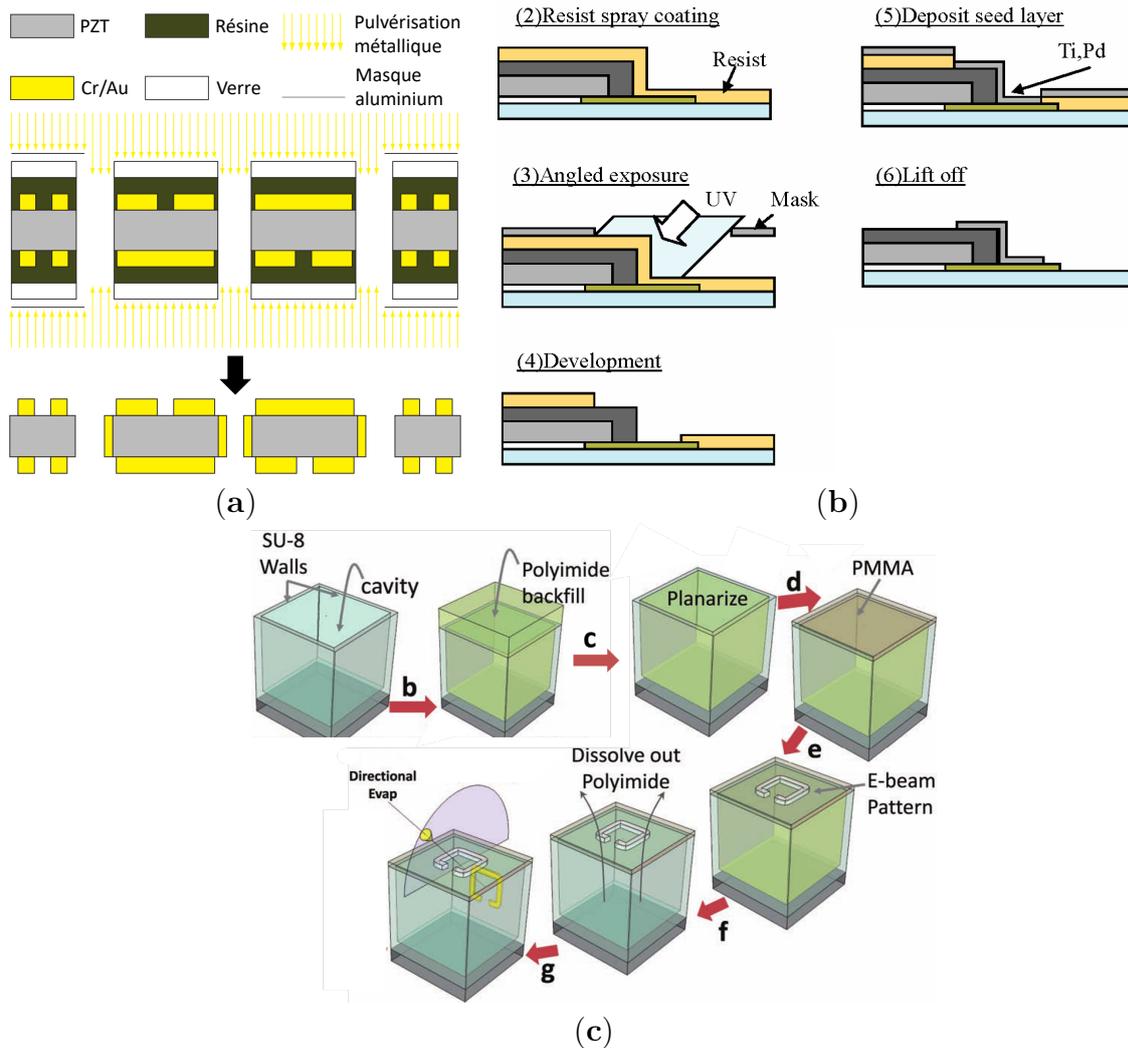


FIGURE 4.2 – Dépôts latéraux employés dans la littérature : (a) emploi d'un masque en aluminium et d'un dépôt conforme [27], (b) enrésinement sur les flancs par spray-coating et insolation avec inclinaison du wafer [142] et (c) fabrication d'un masque suspendu au-dessus de la tranchée et dépôt incliné [143].

délimitation des motifs pourrait se faire sur n'importe quelle zone du flanc concerné mais elle est limitée par la trajectoire des rayons lumineux, notamment leurs réflexions sur les différents parois de la tranchée qui peuvent insoler des zones normalement masquées. Pour améliorer ce dernier point, l'utilisation d'une encre absorbante baignant les tranchées et réduisant les réflexions pendant l'insolation a été proposée [145].

Utiliser le shadow-masking, non plus pour insoler les flancs, mais directement pour y délimiter les motifs souhaités à l'aide d'un dépôt incliné par évaporation permet d'évacuer le problème des réflexions, les flux de vapeur métallique se réfléchissant bien moins que les rayons lumineux. Pour cette technique, les solutions diffèrent notamment par le matériau du masque. Il est ainsi possible d'utiliser un masque en silicium réutilisable que l'on aligne mécaniquement sur le wafer [146]. Cette solution est plutôt simple à réaliser mais la précision de l'alignement est mécanique, et donc moins bonne qu'en lithographie, et le masque est forcément épais ce qui limite la gamme des motifs dessinables. On peut aussi remplir les tranchées de polyimide avant

l'étalage d'une couche de PMMA (voir figure 4.2(c)). Des motifs sont créés dans cette couche à l'aide d'une lithographie électronique (*e-beam*) puis le polyimide est dissous, le solvant passant par les motifs ouverts, laissant au final une membrane suspendue et lithographiée faisant office de masque [143]. L'étape de remplissage des tranchées complique tout de même la création de ces membranes.

On constate que les solutions existantes sont soit simples à mettre en place, en utilisant des masques durs réutilisables, mais limitées en précision et finesse des motifs, soit plus précises et fines mais complexes techniquement.

Pour nos dépôts d'électrodes latérales, nous retenons la solution du dépôt incliné avec masquage d'ombrage. Avant de nous intéresser aux formes et aux épaisseurs des électrodes latérales dans la section 4.3, nous modélisons dans la section 4.2 l'épaisseur du dépôt incliné dans un cas plus simple, qui se prête également plus facilement aux expérimentations, celui du dépôt sur wafer vierge.

4.2 Épaisseur d'un film évaporé sous incidence oblique

Pour éviter une dispersion spatiale importante des propriétés d'un film mince, un dépôt uniforme est privilégié. Cet objectif peut s'avérer difficile à atteindre, surtout si la surface à recouvrir est importante. Une modélisation de l'épaisseur du film déposé en fonction des paramètres du dépôt permet de prédire et garantir l'uniformité finale. Dans la section 4.2.1 nous présentons les configurations souvent utilisées dans le cas du dépôt métallique par évaporation puis dans la section 4.2.2 nous développons un modèle analytique de la distribution d'épaisseur pour le cas particulier du dépôt incliné.

4.2.1 Configurations de dépôt métallique par évaporation

Une technique courante pour fabriquer des films minces métalliques est le dépôt par évaporation. Une quantité du métal cible, souvent sous forme de granulés, est présente dans une enceinte sous vide : il s'agit de la *source*. L'objet à recouvrir, comme un wafer par exemple, est placé dans la même enceinte au-dessus de la source qui est chauffée à une température suffisamment élevée, souvent à l'aide d'un bombardement d'électrons, pour que le métal à la surface se sublime ou fonde puis s'évapore. La vapeur métallique est alors éjectée dans l'enceinte et se dépose par condensation sur le wafer à recouvrir. Cette méthode a l'avantage de déposer des couches minces à une température basse, leur donnant ainsi de meilleures propriétés comme une contrainte résiduelle moindre et moins d'irrégularités. La vitesse de dépôt est cependant faible, souvent inférieure à $0,3 \text{ nm.s}^{-1}$. Pour notre cas d'un dépôt métallique par évaporation avec inclinaison du porte-échantillon, la conductivité, les contraintes mécaniques et la porosité des électrodes en Au/Cr ainsi fabriquées ont été étudiées par Adrien Piot dans sa thèse [2]. Nous nous concentrons sur l'épaisseur du film déposé et notamment sur son uniformité.

On considère une source quelconque chauffée à sa température d'évaporation dont s'échappent un flux de vapeur. L'objet à recouvrir est un wafer. On suppose que les conditions de dépôt sont optimales, c'est-à-dire que la pression est suffisamment basse pour ne pas perturber le flux évaporé (peu de collisions) et que la vitesse d'évaporation de la masse est constante et faible. Dans ce cas on peut considérer que les atomes évaporés se propagent selon des trajectoires rectilignes. Pour un point P à la surface du wafer, on donne l'expression de l'épaisseur t du

dépôt [147][148].

$$t = \frac{m \cos \theta}{\mu r^2} F \quad (4.1)$$

où m est la masse évaporée, μ la masse volumique du dépôt, θ l'angle d'incidence des rayons, r la distance à la source et F un terme dépendant du type de source utilisé. La dépendance en $\cos \theta / r^2$ est géométrique, elle correspond à la projection d'un angle solide sur une surface.

Les sources sont de trois types : ponctuelle, filaire ou de petite surface [147]. Dans les faits, on utilise principalement la source de petite surface car il est plus difficile de faire coïncider les modèles et les mesures avec les deux premières. La source de petite surface correspond à une portion de plan avec une évaporation uniforme. Elle est une bonne approximation d'un creuset contenant du métal en fusion dans le cas où le wafer est situé suffisamment loin de la source pour qu'elle puisse être considérée géométriquement comme un point. C'est une source orientée où les rayons de vapeur ont une direction d'émission préférentielle : la verticale de la surface. F dépend alors de l'angle ϕ entre le rayon de vapeur et cette verticale alors que, par exemple, dans le cas d'une source ponctuelle c'est une constante. On considèrera dans la suite que le plan d'évaporation est horizontal.

$F(\phi)$ décrit la décroissance de la densité du nuage de vapeur émis par la source dont le maximum est atteint à la verticale de la source. Cette décroissance peut être approximée par la loi en cosinus de Knudsen qui possède plusieurs variantes.

$$F(\phi) = \begin{cases} \frac{\cos \phi}{\pi} & [147] \\ \frac{\cos^n \phi}{\pi} & [149] \\ \frac{1+n}{2\pi} \cos^n \phi & [148] \end{cases} \quad (4.2)$$

$$(4.3)$$

$$(4.4)$$

(4.3) et (4.4) font usage du paramètre n , qui est habituellement un entier, pour ajuster la forme du nuage de vapeur en fonction des observations. n augmente quand la vitesse d'évaporation est élevée ou quand le creuset a des bords hauts, les deux cas correspondant à une émission des rayons de vapeur de plus en plus verticale. Dans la suite on suppose que la vitesse d'évaporation est faible et que le creuset a des bords bas et on utilise (4.2) qui correspond au cas $n = 1$. On obtient alors l'expression suivante pour l'épaisseur du dépôt.

$$t = \frac{m \cos \theta \cos \phi}{\pi \mu r^2} \quad (4.5)$$

Comme on s'intéresse particulièrement à l'uniformité de l'épaisseur sur le wafer, il est pratique de normaliser t par sa valeur au centre du wafer que l'on indexe par 0.

$$t_n = \frac{\mu_0 r_0^2 \cos \theta \cos \phi}{\mu r^2 \cos \theta_0 \cos \phi_0} \quad (4.6)$$

D'après (4.6), l'uniformité du dépôt est finalement dépendante de trois paramètres géométriques, à savoir l'angle d'incidence θ , l'angle d'émission ϕ et la distance à la source r , et d'un paramètre physique : la masse volumique du film déposé μ . Dans le cas d'un dépôt par évaporation, μ/μ_0 dépend principalement de l'angle d'incidence. Adrien Piot a ainsi mesuré

une décroissance de la masse volumique d'un dépôt incliné d'or en fonction de θ [2]. Plusieurs modèles existent [150, sec. 4.4.1] et on peut notamment citer celui de Poxson [151]

$$\mu = \mu_0 \frac{c}{c + \theta \tan \theta} \quad (4.7)$$

où c est un paramètre d'adaptation du modèle. S'il est possible d'intégrer (4.7) dans (4.6), comme le fait la référence [152], cela complexifie le modèle alors même que la variation de μ n'est pas toujours bien modélisée. L'hypothèse est donc souvent prise dans les études d'une masse volumique constante du film déposé sur le wafer ($\mu = \mu_0$) et nous la retiendrons également en première analyse. On obtient alors l'expression suivante pour l'épaisseur t_{n,μ_0} du film déposé sur un wafer normalisée par l'épaisseur au centre du wafer dans le cas $\mu = \mu_0$.

$$t_{n,\mu_0} = \frac{r_0^2 \cos \theta \cos \phi}{r^2 \cos \theta_0 \cos \phi_0} \quad (4.8)$$

Les paramètres géométriques sont, eux, directement contraints par la configuration du dépôt. Il est donc possible d'exprimer t_{n,μ_0} en fonction des différentes longueurs du dispositif. Traitons pour l'exemple le cas du dépôt sur un wafer horizontal dont le centre est situé sur la verticale de la source à une distance h de la source (voir figure 4.3). Un point P quelconque sur le wafer est normalement repéré par ses coordonnées polaires (ρ, α) à partir du centre. Toutefois, l'axe central du wafer est ici un axe de symétrie par révolution du dépôt et l'épaisseur est donc indépendante de α . On simplifie l'étude en considérant seulement ρ . Par ailleurs on constate que dans cette configuration géométrique $\phi = \theta$, $\theta_0 = 0^\circ$ et $r_0 = h$. On obtient alors

$$\left. \begin{array}{l} r \cos \theta = h \\ r^2 = h^2 + \rho^2 \end{array} \right\} \Rightarrow t_{n,\mu_0} = \frac{h^4}{(h^2 + \rho^2)^2} = \frac{1}{\left(1 + \frac{\rho^2}{h^2}\right)^2} = 1 - 2\frac{\rho^2}{h^2} + o\left(\frac{\rho^2}{h^2}\right) \quad (4.9)$$

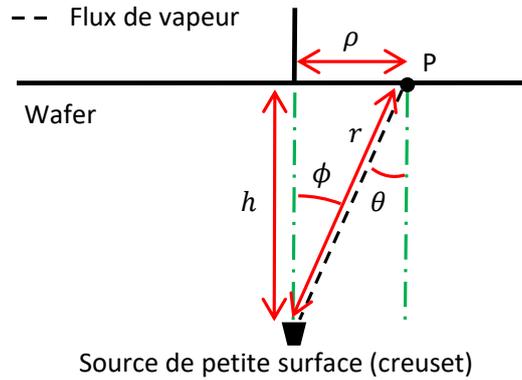


FIGURE 4.3 – Configuration géométrique d'un dépôt avec wafer horizontal et centré autour du creuset.

Pour un wafer de 100 mm de diamètre avec $\rho \leq 50$ mm, si on prend $h = 650$ mm, on obtient une variation d'épaisseur de 1,2% entre le centre et le bord. Cette configuration donne une uniformité correcte mais limitée car le seul moyen de l'améliorer est d'augmenter h ce qui augmente l'encombrement de l'appareil ainsi que les pertes de métal sur les parois de l'enceinte. En effet, plus le wafer est placé loin de la source, plus sa surface est petite comparée à la surface du nuage de vapeur qui l'atteint.

D'autres configurations existent pour essayer d'améliorer l'uniformité. Il est par exemple possible de laisser le porte-échantillon à l'horizontal mais de le décentrer de la verticale de la source. Si le wafer tourne sur lui-même pendant le dépôt, les paramètres géométriques oscillent autour d'une valeur moyenne proche de celle au centre du wafer et sont moyennés ce qui améliore l'uniformité [148][149][153][154]. Cette logique peut être poussée plus loin en ajoutant une rotation supplémentaire du wafer autour de la verticale à la source ; on parle alors d'une configuration en planétaire. Dans ce cas l'épaisseur du film est encore plus moyennée sur le wafer [155][156][157]. Considérant le fait que les isosurfaces de la projection de l'angle solide $\cos\theta/r^2$ sont des sphères, des configurations avec dépôt sur calotte sphérique sont également employées [149][158][159]. Enfin d'autres dispositifs moins courants comme l'inclinaison du creuset [160] (qui diffère de l'inclinaison du porte-échantillon du fait qu'il modifie la loi cosinus) ou la présence de *shutters* mobiles pendant le dépôt [148][149][159] permettent aussi de modifier l'uniformité de l'épaisseur selon l'objectif visé.

La configuration qui nous intéresse dans la suite est celle du dépôt incliné.

4.2.2 Modélisation du dépôt sous incidence oblique avec décalage de l'axe d'inclinaison

Le dépôt incliné, intitulé *glancing angle deposition* en anglais ou GLAD, est appelé ainsi car le porte-échantillon peut tourner sur lui-même autour d'un axe perpendiculaire à la verticale de la source d'un angle de $\pm 90^\circ$ à partir de sa position horizontale initiale. Il est habituellement employé avec des angles d'inclinaison importants, supérieurs à 70° , pour fabriquer des films avec une microstructure colonnaire contrôlée. En effet, avec un angle d'incidence élevé la condensation du métal n'est plus uniforme : les premiers îlots métalliques qui se forment masquent le chemin des rayons de vapeur suivants ce qui entraîne l'apparition de colonnes inclinées. Avec des mouvements adéquats du porte-échantillon, il est possible de créer des structures colonnaires complexes [150][161] ; par exemple une rotation lente et continue du wafer pendant le dépôt donnera naissance à des structures hélicoïdales.

Deux articles ont particulièrement étudié l'épaisseur du film déposé sur un wafer incliné. Dans le premier, Wakefield a développé un modèle complet pour calculer l'épaisseur et la masse volumique du film déposé, ainsi que l'inclinaison et l'orientation des colonnes, dans n'importe quel scénario de rotation et d'inclinaison du wafer [152]. Toutefois en restant aussi général, il n'est pas possible de développer les formules analytiques, notamment le calcul de l'intégrale qui traduit le moyennage du dépôt lors de la rotation du wafer. Les applications d'un tel modèle sont donc nécessairement numériques. Dans un deuxième article, Wang se place dans le cas particulier d'une inclinaison fixe et d'une vitesse de rotation constante pendant le dépôt [162]. Les formules analytiques sont développées mais comme nous le verrons, elles comportent une erreur au niveau du calcul de l'intégrale.

Dans notre cas les électrodes sont composées d'une couche d'adhérence en chrome et d'une couche en or déposées par évaporation sous vide dans une machine PLASSYS Bestek 550S où il est possible d'incliner le porte-échantillon (voir figure 4.4). Une particularité est que l'axe d'inclinaison n'est pas situé dans le plan du wafer mais est déporté d'une distance R_h . En conséquence, d'une part l'angle d'incidence θ est différent de l'angle d'inclinaison β et d'autre part l'inclinaison du wafer entraîne une translation de celui-ci le long de l'axe x . Pour la modélisation, le creuset peut être assimilé à une source de petite surface car la distance minimale entre celle-ci et le wafer vaut $h_0 - R_h = 650$ mm qui est grand devant les 17 mm de

diamètre du creuset. Dans nos expériences et dans la modélisation qui suit, l'angle d'inclinaison du porte-échantillon est fixé au préalable et reste constant pendant toute la durée du dépôt.

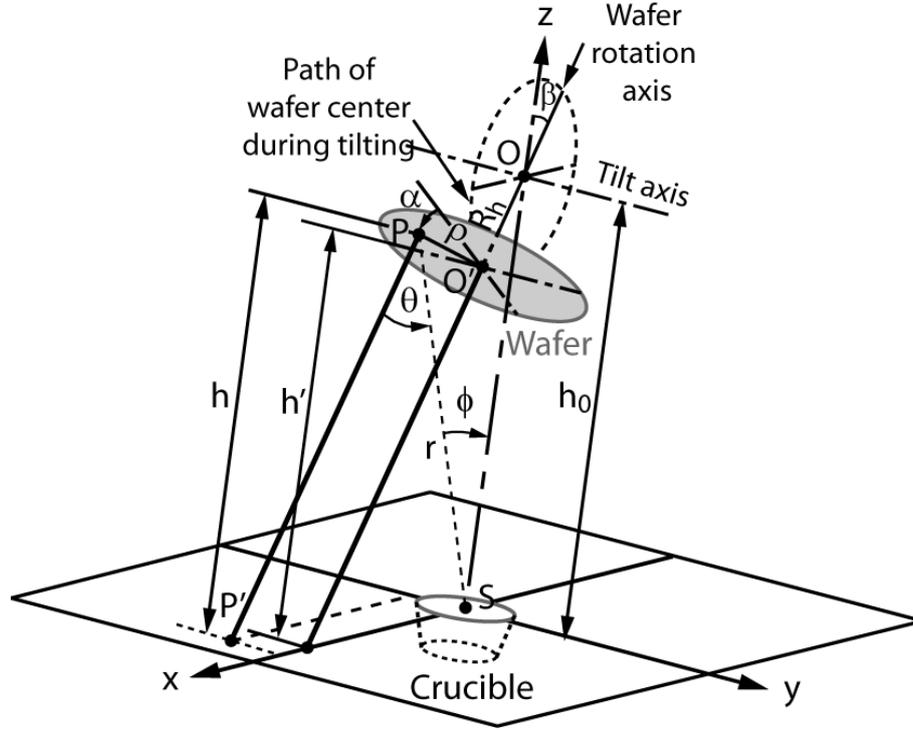


FIGURE 4.4 – Configuration géométrique d'un dépôt par évaporation sous incidence oblique (échelle non respectée). $R_h = OO' = 62,5$ mm. $h_0 = 712,5$ mm. Diamètre du creuset : 17 mm. Diamètre du wafer : 100 mm. Angle d'inclinaison $\beta : 0-90^\circ$. Coordonnées polaires de $P : (\rho, \alpha)$.

Dépôt sans rotation

On considère dans un premier temps le cas d'un wafer sans rotation. On souhaite exprimer les épaisseurs déposées t et t_{n,μ_0} issues des équations (4.5) et (4.8) en fonction de l'angle d'inclinaison β , du décalage de l'axe d'inclinaison R_h et des coordonnées polaires ρ et α du point P à la surface du wafer. À partir de la figure 4.4, on déduit

$$h' = h_0 - R_h \cos \beta \quad (4.10a)$$

$$h = h' + \rho \cos \alpha \sin \beta \quad (4.10b)$$

où h est la hauteur de P le long de l'axe z , h' est la hauteur du centre du wafer O' et h_0 est la distance entre le creuset et l'axe d'inclinaison.

On calcule les coordonnées du point P considéré et de sa projection orthogonale P' sur le plan horizontal (xSy) où l'origine S de notre repère est le centre du creuset.

$$P(x, y, z): (\rho \cos \alpha \cos \beta + R_h \sin \beta, -\rho \sin \alpha, h) \quad (4.11a)$$

$$P'(x, y, z): (\rho \cos \alpha \cos \beta + R_h \sin \beta + h \tan \beta, -\rho \sin \alpha, 0) \quad (4.11b)$$

À l'aide des équations (4.10) et (4.11) on calcule pour $\overrightarrow{PP'}$ et \overrightarrow{PS} .

$$\overrightarrow{PP'} = \begin{pmatrix} h \tan \beta \\ 0 \\ -h \end{pmatrix} \Rightarrow \|\overrightarrow{PP'}\| = \frac{h}{\cos \beta} \quad (4.12a)$$

$$\begin{aligned} \overrightarrow{PS} &= \begin{pmatrix} -\rho \cos \alpha \cos \beta - R_h \sin \beta \\ \rho \sin \alpha \\ -h \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\rho \cos \alpha \cos \beta - R_h \sin \beta \\ \rho \sin \alpha \\ -h_0 + R_h \cos \beta - \rho \cos \alpha \sin \beta \end{pmatrix} \\ \Rightarrow \|\overrightarrow{PS}\| &= r = \sqrt{h_0^2 + R_h^2 + \rho^2 + 2h_0(\rho \cos \alpha \sin \beta - R_h \cos \beta)} \end{aligned} \quad (4.12b)$$

À partir de (4.12) et du produit scalaire adéquat, on exprime $\cos \theta$.

$$\cos \theta = \frac{\overrightarrow{PP'} \cdot \overrightarrow{PS}}{\|\overrightarrow{PP'}\| \|\overrightarrow{PS}\|} = \frac{h_0 \cos \beta - R_h}{r} = \frac{h_0 \cos \beta - R_h}{[h_0^2 + R_h^2 + \rho^2 + 2h_0(\rho \cos \alpha \sin \beta - R_h \cos \beta)]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.13)$$

Comme l'axe d'inclinaison n'est pas situé dans le plan du wafer, l'angle d'incidence θ est différent de l'angle d'inclinaison β . En notant le produit vectoriel \wedge , on donne à partir de (4.12) et (4.13) l'équation reliant θ et β .

$$\tan \theta = \frac{\|\overrightarrow{PP'} \wedge \overrightarrow{PS}\|}{\overrightarrow{PP'} \cdot \overrightarrow{PS}} = \frac{[(\rho \sin \alpha)^2 + (h_0 \sin \beta + \rho \cos \alpha)^2]^{\frac{1}{2}}}{h_0 \cos \beta - R_h} \quad (4.14)$$

Si on a $R_h \ll h_0$, on peut simplifier l'équation (4.14) pour θ_{centre} au centre du wafer ($\rho = 0$) à l'aide d'un développement limité au premier ordre.

$$\theta_{centre} \approx |\beta| + \frac{R_h}{h_0} |\sin \beta| \quad (4.15)$$

Avec nos conditions expérimentales où $R_h = 62,5$ mm et $h_0 = 712,5$ mm, cette approximation donne une erreur absolue sur θ_{centre} inférieure à $0,3^\circ$ dans la plage $0-80^\circ$.

À l'aide des équations (4.10) et (4.12b), on exprime $\cos \phi$.

$$\cos \phi = \frac{h}{r} = \frac{h_0 - R_h \cos \beta + \rho \cos \alpha \sin \beta}{[h_0^2 + R_h^2 + \rho^2 + 2h_0(\rho \cos \alpha \sin \beta - R_h \cos \beta)]^{\frac{1}{2}}} \quad (4.16)$$

Finalement en combinant les équations (4.12b), (4.13) et (4.16), on trouve l'expression de l'épaisseur t .

$$t = \frac{m}{\pi \mu} \frac{(h_0 \cos \beta - R_h)(h_0 - R_h \cos \beta + \rho \cos \alpha \sin \beta)}{[h_0^2 + R_h^2 + \rho^2 + 2h_0(\rho \cos \alpha \sin \beta - R_h \cos \beta)]^2} = \frac{m}{\pi \mu} \frac{h(h_0 \cos \beta - R_h)}{r^4} \quad (4.17)$$

Pour évaluer l'évolution de l'épaisseur déposée selon l'angle d'inclinaison β , on normalise t issu de (4.17) par sa valeur au centre du wafer ($\rho = 0$) à incidence normale ($\beta = 0^\circ$). On considère que la masse volumique μ est constante sur le wafer.

$$t(\rho = 0, \beta = 0) = \frac{m}{\pi \mu} \frac{1}{(h_0 - R_h)^2} \Rightarrow \frac{t(\beta, \rho, \alpha)}{t(0, 0, 0)} = \frac{h(h_0 \cos \beta - R_h)(h_0 - R_h)^2}{r^4} \quad (4.18)$$

Pour différents points d'un wafer de 100 mm de diamètre, la figure 4.5 présente l'épaisseur du film, normalisée à incidence normale et calculée à l'aide de l'équation (4.18), en fonction de l'angle d'inclinaison β . On constate que, indépendamment de la position sur le wafer, la décroissance de l'épaisseur est toujours plus importante quand le décalage de l'axe d'inclinaison R_h est plus grand que 0. Pour $R_h = 62,5$ mm, elle est de 61 % à $\beta = 60^\circ$ au centre du wafer. Comme attendu, l'épaisseur est presque constante le long du diamètre $[DE]$ qui est parallèle à l'axe d'inclinaison, alors qu'elle varie beaucoup le long du diamètre $[BC]$. En réalité la masse volumique du film étant une fonction décroissante de l'angle d'inclinaison, les variations de la figure 4.5 sont surestimées.

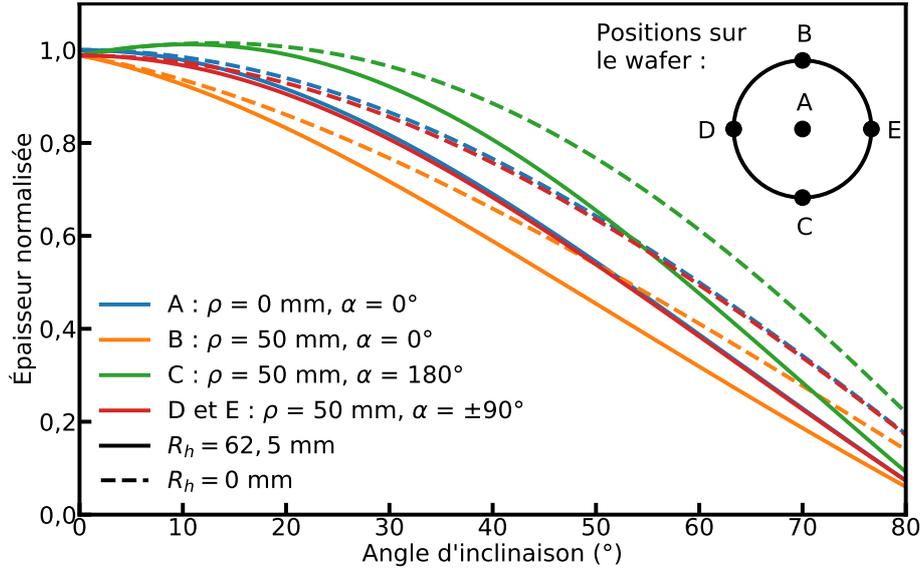


FIGURE 4.5 – Épaisseur du film déposé normalisée par sa valeur à $\beta = 0^\circ$ au centre du wafer ($t(\beta, \rho, \alpha) / t(0, 0, 0)$) en fonction de l'angle d'inclinaison β du porte-échantillon pour différentes positions sur un wafer de 100 mm de diamètre (centre, nord, sud, ouest, est). $h_0 - R_h = 650$ mm. Lignes pleines : $R_h = 62,5$ mm. Lignes pointillées : $R_h = 0$ mm.

Soit r' la distance $\left\| \overrightarrow{SO'} \right\|$ entre le creuset et le centre du wafer.

$$r' = \sqrt{h'^2 + R_h^2 \sin^2 \beta} = \sqrt{h_0^2 + R_h^2 - 2R_h h_0 \cos \beta} \quad (4.19)$$

En considérant toujours une masse volumique μ constante sur le wafer, on donne alors l'expression de l'épaisseur normalisée par sa valeur au centre du wafer pour tout β (i.e. t_{n,μ_0} voir équation (4.8)) afin d'évaluer l'uniformité du dépôt.

$$\begin{aligned} t_{n,\mu_0} &= \frac{t(\beta, \rho, \alpha)}{t(\beta, 0, 0)} = \frac{hr'^4}{h'r^4} = \frac{r'^4 (h' + \rho \cos \alpha \sin \beta)}{h' (r'^2 + \rho^2 + 2h_0 \rho \cos \alpha \sin \beta)^2} \\ &= \frac{(h_0^2 + R_h^2 - 2h_0 R_h \cos \beta)^2 (h_0 - R_h \cos \beta + \rho \cos \alpha \sin \beta)}{(h_0 - R_h \cos \beta) (h_0^2 + R_h^2 + \rho^2 + 2h_0 (\rho \cos \alpha \sin \beta - R_h \cos \beta))^2} \end{aligned} \quad (4.20)$$

La figure 4.6 représente l'évolution de l'épaisseur normalisée t_{n,μ_0} , calculée à partir de (4.20), le long du diamètre du wafer paramétré par $\alpha = 0^\circ$ pour différentes valeurs de β . On rappelle que le wafer est statique pendant le dépôt. On voit que même pour des valeurs faibles d'inclinaison

comme $\beta = 15^\circ$, l'épaisseur varie de plus de 10 % le long du diamètre considéré. Pour $\beta = 75^\circ$, cette variation est de plus de 40 %. De plus cette évolution n'est pas symétrique par rapport au centre du wafer et dépend de α . On constate donc que sans rotation du porte-échantillon l'uniformité du dépôt incliné est mauvaise.

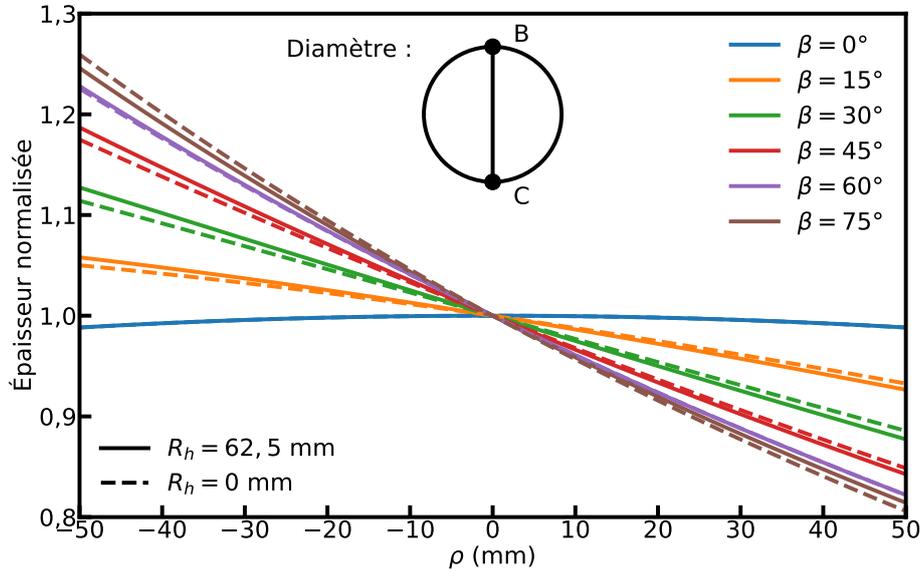


FIGURE 4.6 – Épaisseur du film déposé t_{n,μ_0} , normalisée par sa valeur au centre du wafer, tracée à différents angles d'inclinaison du porte-échantillon le long du diamètre $[CB]$ correspondant à $\alpha = 0^\circ$. $h_0 - R_h = 650$ mm. Lignes pleines : $R_h = 62,5$ mm. Lignes pointillées : $R_h = 0$ mm.

Bien que l'équation (4.17) ait une écriture différente de l'équation (9) dans la référence [162], les deux expressions mathématiques de l'épaisseur déposée t sont en fait identiques quand le décalage de l'axe d'inclinaison R_h est nul. En revanche concernant l'épaisseur normalisée t_{n,μ_0} , l'équation (10) dans [162] ne prend pas en compte le fait que $h = r = h_0$ quand $\rho = 0$. Ainsi pour $R_h = 0$, l'expression correcte est la suivante.

$$t_{n,\mu_0}(R_h = 0) = h_0^3 \frac{h_0 + \rho \cos \alpha \sin \beta}{(h_0^2 + \rho^2 + 2h_0\rho \cos \alpha \sin \beta)^2} \quad (4.21)$$

La dépendance de t_{n,μ_0} à α n'est pas la même dans l'équation (4.21) et dans l'équation (10) dans [162] ce qui a un impact important sur la modélisation du dépôt dans le cas d'un wafer en rotation.

Dépôt avec rotation

On considère maintenant le cas d'un wafer tournant sur lui-même à une vitesse de rotation constante pendant toute la durée du dépôt, l'axe de rotation étant la normale au wafer passant par son centre O' (voir figure 4.4). Alors pour un point P quelconque de coordonnées polaires (ρ, α_0) , les conditions de dépôt varient périodiquement et moyennent l'épaisseur le long du cercle de rayon ρ . Pour calculer l'épaisseur t_r du film déposé sur un wafer en rotation, il faut donc intégrer l'épaisseur t (voir équation (4.17)) sur tous les tours ce qui revient à intégrer sur

α .

$$t_r = \frac{1}{2k\pi + \alpha_1} \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + 2k\pi + \alpha_1} t(\beta, \rho, \alpha) d\alpha \quad (4.22a)$$

$$= \frac{k}{2k\pi + \alpha_1} \int_{-\pi}^{\pi} t(\beta, \rho, \alpha) d\alpha + \frac{1}{2k\pi + \alpha_1} \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + \alpha_1} t(\beta, \rho, \alpha) d\alpha \quad (4.22b)$$

où $k \in \mathbb{N}$ est la partie entière du nombre de tours subi par le wafer pendant le dépôt tandis que $\alpha_1 \in [0, 2\pi[$ est l'angle en radians du dernier tour incomplet. La simplification entre (4.22a) et (4.22b) est due à la 2π périodicité de $t(\alpha)$. Pour obtenir l'épaisseur normalisée en rotation t_{r,n,μ_0} , il suffit de remplacer t par t_{n,μ_0} (voir équation (4.20)) dans (4.22).

Nombre entier de tours On considère dans un premier temps le cas d'un nombre entier de tours, i.e. $\alpha_1 = 0$. L'expression de l'épaisseur normalisée en rotation devient alors

$$t_{r,n,\mu_0} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} t_{n,\mu_0}(\beta, \rho, \alpha) d\alpha \quad (4.23)$$

Les détails du calculs de l'intégrale (4.23) sont donnés dans l'annexe A. L'équation (A.13) nous permet ainsi d'écrire

$$t_{r,n,\mu_0} = \frac{1 + \left(1 - 2\frac{h_0}{h'} \sin^2 \beta\right) \frac{\rho^2}{r'^2}}{\left[1 + 2\left(1 - 2\frac{h_0^2}{r'^2} \sin^2 \beta\right) \frac{\rho^2}{r'^2} + \frac{\rho^4}{r'^4}\right]^{\frac{3}{2}}} \quad (4.24)$$

où h' est défini par (4.10a) et r' par (4.19).

Si $\rho \ll r'$, il est possible d'approximer (4.24) par un développement limité au 1^{er} ordre. Une condition suffisante indépendante de β est $(\rho + R_h) \ll h_0$.

$$t_{r,n,\mu_0} \approx 1 + 2 \left[\left(3\frac{h_0^2}{r'^2} - \frac{h_0}{h'}\right) \sin^2 \beta - 1 \right] \frac{\rho^2}{r'^2} \quad (4.25)$$

Dans le cas particulier où $R_h = 0$, alors $h' = r' = h_0$ et l'équation (4.25) se simplifie.

$$t_{r,n,\mu_0}(R_h = 0) \approx 1 - 2\frac{\rho^2}{h_0^2} \cos(2\beta) \quad (4.26)$$

La variation de l'épaisseur normalisée du film déposé, calculée à l'aide de (4.24), en fonction de la position radiale ρ à la surface du wafer est visible sur la figure 4.7 pour différents angles d'inclinaison β dans la plage 0–75°. L'effet de la rotation du wafer pendant le dépôt pour améliorer l'uniformité est confirmé. L'erreur sur celle-ci est inférieure à 1% quelle que soit l'inclinaison dans la plage 0–75° tandis que, sans rotation, elle varie entre 1% et 25% selon β (voir figure 4.6). Sur la figure 4.7 on voit aussi que les développements limités (4.25) et (4.26) fournissent dans notre cas des approximations très satisfaisantes de la formule (4.24). Par ailleurs, si on prend des hypothèses identiques sur le dépôt, à savoir $R_h = 0$, une masse volumique constante sur le wafer et un nombre entier de tours pendant la durée du dépôt, nos simulations numériques coïncident parfaitement avec celles du modèle de Wakefield [152].

Une caractéristique intéressante visible dans (4.25) et (4.26) est la possibilité d'obtenir une épaisseur constante au 1^{er} ordre. En effet il existe un angle d'inclinaison spécifique β_u qui annule le terme quadratique du développement limité. Pour $R_h = 0$ on déduit de l'équation (4.26) $\cos 2\beta_u = 0 \Leftrightarrow \beta_u = \pm 45^\circ$ indépendamment de h_0 . Dans notre cas avec $R_h = 62,5$ mm et $h_0 = 712,5$ mm, on calcule à partir de (4.25) $\beta_u \approx \pm 40,6^\circ$. Ces valeurs sont cohérentes avec les résultats affichés dans la figure 4.7.

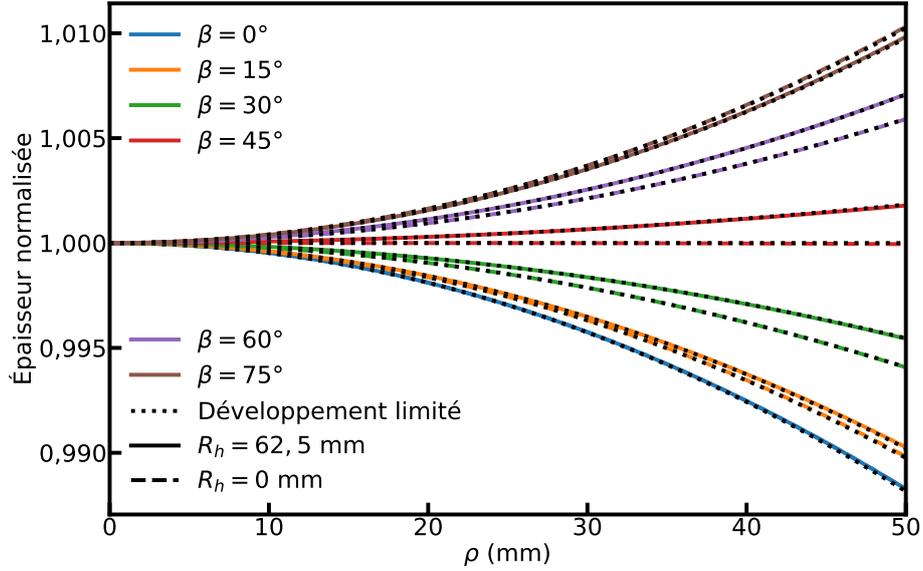


FIGURE 4.7 – Épaisseur du film déposé sur un wafer en rotation normalisée par sa valeur au centre du wafer en fonction de la distance au centre pour différentes valeur d'inclinaison β dans la plage $0-75^\circ$. $h_0 - R_h = 650$ mm. Lignes pleines : $R_h = 62,5$ mm. Lignes pointillées : $R_h = 0$ mm. Les petits pointillés représentent les valeurs approchées calculées à l'aide du développement limité (4.25).

Nombre de tours non-entier Les calculs menant à la formule (4.24) ne sont exacts que si le nombre de tours subis par le wafer pendant la durée du dépôt est entier. On souhaite évaluer l'erreur commise si en réalité le wafer tourne encore d'un angle $\alpha_1 \in]0, 2\pi[$ avant que le dépôt ne finisse. Comme il n'est pas possible avec la machine que nous utilisons de connaître α_1 , la rotation du porte-échantillon n'étant pas un processus contrôlé avec précision, l'objectif est de fournir un majorant de l'erreur relative ε_t valable pour tout α_1 . Un moyen de majorer ε_t est de trouver un majorant t_r^+ et un minorant t_r^- de l'épaisseur t_r (voir équation (4.22)) tel que $t_r^- \leq t_r \leq t_r^+$, on a alors

$$\varepsilon_t \leq \frac{t_r^+ - t_r^-}{t_r^-} \quad (4.27)$$

ε_t est valable pour l'épaisseur absolue comme pour l'épaisseur normalisée.

Une façon simple de minorer ou de majorer t_r est de considérer l'épaisseur du film déposé pour un nombre entier de tours juste inférieur et juste supérieur au nombre réel. À partir de l'équation (4.22a) on écrit

$$\frac{1}{2k\pi + \alpha_1} \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + 2k\pi} t(\alpha) \, d\alpha \leq t_r \leq \frac{1}{2k\pi + \alpha_1} \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + 2k\pi + 2\pi} t(\alpha) \, d\alpha \quad (4.28a)$$

$$\Rightarrow \frac{k}{2k\pi + \alpha_1} \int_{-\pi}^{\pi} t(\alpha) \, d\alpha \leq t_r \leq \frac{k+1}{2k\pi + \alpha_1} \int_{-\pi}^{\pi} t(\alpha) \, d\alpha \quad (4.28b)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_t \leq \frac{1}{k} \quad (4.28c)$$

L'expression (4.28c) est également valable pour t_{r,n,μ_0} , il suffit de remplacer t par t_0 dans (4.28a) et (4.28b). L'expression (4.28c) est cohérente avec notre intuition que plus de tours conduit à plus de moyennage et donc moins de dispersion de l'épaisseur. Une façon d'améliorer

l'uniformité est donc d'augmenter la vitesse de rotation du porte-échantillon ou de diminuer la vitesse du dépôt.

Pour fabriquer les électrodes dans notre procédé, on dépose 200 nm d'or à $0,1 \text{ nm.s}^{-1}$ avec une vitesse de rotation du porte-échantillon de 5 tr.min^{-1} ce qui correspond à un nombre de tours compris entre 166 et 167. En utilisant l'équation (4.28c), on trouve que l'erreur relative commise en calculant l'épaisseur normalisée t_{r,n,μ_0} à partir de (4.24) est inférieure à $1/166 = 0,6 \%$.

Cette majoration peut être affinée en prenant en compte la variation de t en fonction de α . On considère ainsi un minorant t_{min} et un majorant t_{max} de $t(\alpha)$.

$$\forall \alpha \in [0, 2\pi], t_{min} \leq t(\alpha) \leq t_{max} \quad (4.29)$$

À l'aide de (4.22b), (4.27) et (4.29) on écrit

$$\alpha_1 t_{min} \leq \int_{\alpha_0}^{\alpha_0 + \alpha_1} t(\alpha) d\alpha \leq \alpha_1 t_{max} \quad (4.30a)$$

$$\Rightarrow \frac{k}{2k\pi + \alpha_1} \int_{-\pi}^{\pi} t(\alpha) d\alpha + \frac{\alpha_1 t_{min}}{2k\pi + \alpha_1} \leq t_r \leq \frac{k}{2k\pi + \alpha_1} \int_{-\pi}^{\pi} t(\alpha) d\alpha + \frac{\alpha_1 t_{max}}{2k\pi + \alpha_1} \quad (4.30b)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_t \leq \frac{\alpha_1 (t_{max} - t_{min})}{k \int_{-\pi}^{\pi} t(\alpha) d\alpha + \alpha_1 t_{min}} \leq \frac{\alpha_1}{2k\pi + \alpha_1} \frac{t_{max} - t_{min}}{t_{min}} \quad (4.30c)$$

$$\Rightarrow \varepsilon_t \leq \frac{1}{k} \frac{t_{max} - t_{min}}{t_{min}} \quad (4.30d)$$

La simplification entre (4.30c) et (4.30d) est due au fait que $0 \leq \alpha_1 < 2\pi$. Si $t_{max}/t_{min} < 2$, l'expression (4.30d) donne effectivement une majoration plus fine que (4.28c). L'expression (4.30d) est également valable pour t_{r,n,μ_0} , il suffit de remplacer t par t_{n,μ_0} dans (4.29) et (4.30). On détaille dans l'annexe B les calculs pour obtenir t_{min} et t_{max} encadrant t_{n,μ_0} . Pour cela, il est nécessaire de respecter la condition suivante issue de (B.6).

$$h_0^2 > \rho^2 + R_h^2 \quad (4.31)$$

Dans notre cas $h_0 = 712,5 \text{ mm}$, $\rho \leq 50 \text{ mm}$ et $R_h = 62,5 \text{ mm}$, donc la condition (4.31) est vérifiée. L'équation (B.9) nous donne alors un équivalent de (4.29) pour t_{n,μ_0} .

$$\forall \alpha \in [0, 2\pi[, \frac{r'^4 (h' + \rho |\sin \beta|)}{h' (r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \leq t_{n,\mu_0}(\alpha) \leq \frac{r'^4 (h' - \rho |\sin \beta|)}{h' (r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \quad (4.32)$$

On utilise (4.30d) et (4.32) pour calculer un majorant de l'erreur sur l'épaisseur.

$$\varepsilon_t \leq \frac{1}{k} \frac{(h' - \rho |\sin \beta|) (r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho |\sin \beta|)^2 - (h' + \rho |\sin \beta|) (r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2}{(h' + \rho |\sin \beta|) (r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \quad (4.33a)$$

$$\leq \frac{1}{k} \frac{\frac{h' - \rho |\sin \beta|}{h' + \rho |\sin \beta|} (r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho |\sin \beta|)^2 - (r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2}{(r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \quad (4.33b)$$

$$\leq \frac{1}{k} \frac{(r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho |\sin \beta|)^2 - (r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2}{(r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \quad (4.33c)$$

$$\leq \frac{1}{k} \frac{8 (r'^2 + \rho^2) h_0\rho |\sin \beta|}{(r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \quad (4.33d)$$

La majoration de l'erreur sur l'épaisseur due à un nombre non-entier de tours est plus fine avec (4.33d) notamment parce qu'elle prend en compte l'éloignement ρ du centre du wafer et l'inclinaison β du wafer. Un nombre non-entier de tours a moins d'impact sur l'uniformité proche du centre du wafer que sur les bords ou sur un wafer peu incliné que sur un wafer fortement incliné. Dans le cas des électrodes de 200 nm d'or déposées avec un nombre de tours k compris entre 166 et 167, si on considère un angle d'inclinaison optimal $\beta_u = 40,6^\circ$, l'erreur sur tout le wafer ($\rho = 50$ mm) calculée à l'aide de (4.33d) se révèle inférieure à 0,3%. Cette erreur relative due à un nombre non-entier de tours est donc négligeable et justifie l'utilisation des formules développées précédemment pour un nombre entier de tours.

4.3 Forme et homogénéité en épaisseur des électrodes latérales

L'actionnement et la détection piézoélectriques de déplacements hors-plan de poutres en GaAs dans la direction $\langle 110 \rangle$ nécessitent des électrodes le long des flancs. De telles électrodes ont des formes plutôt simples, globalement des rectangles, auxquelles il faut ajouter des connexions avec les faces supérieure et inférieure pour pouvoir appliquer ou mesurer les tensions électriques. Différentes solutions technologiques permettent de réaliser ces électrodes mais elles ne sont pas toujours faciles à mettre en œuvre, ni toujours compatibles avec notre procédé global. Bien que non exempte de défauts, la solution retenue d'un dépôt incliné avec masquage partiel à l'aide d'un film sec [2][90][163] répond à notre problème et son utilisation pourrait être élargie à d'autres dépôts sur les flancs. Dans la sous-partie 4.3.1 nous détaillons le procédé que nous avons employé. À l'aide de résultats obtenus dans la section 4.2 dans le cas du dépôt incliné sur wafer vierge, un modèle mathématique permettant de prédire la forme et l'épaisseur du dépôt latéral est alors développé dans la sous-partie 4.3.2, puis quelques résultats expérimentaux sont présentés dans la sous-partie 4.3.3.

4.3.1 Shadow-masking d'un dépôt incliné à l'aide d'un film sec

La solution de shadow-masking d'un dépôt incliné, initialement étudiée par Adrien Piot et reprise pour nos travaux, apporte deux innovations : l'utilisation d'un film sec (*dry film*) photosensible pour fabriquer le masque et la rotation du wafer pendant le dépôt pour déposer le film latéral sur plusieurs flancs en une fois [2][90][163].

La figure 4.8 récapitule les différentes possibilités offertes par cette méthode de dépôt selon les configurations. Les schémas sont des vues en coupe d'une tranchée ouverte dans le wafer. Théoriquement, le dépôt réduit l'ouverture du masque, comme montré dans la figure 4.8, mais dans notre cas les ouvertures dans le film sec ont des dimensions supérieures à 50 μm tandis que le dépôt a une épaisseur inférieure à 400 nm et donc cet effet est négligé dans la suite. La figure 4.8(a) correspond au dépôt d'une électrode latérale sur un seul flanc dans le cas d'un wafer statique. La géométrie de l'électrode dépend de l'angle d'incidence θ , de la largeur W de la tranchée et des surplombs L_1 et $W - L_2$ du masque d'ombrage. Quand le porte-échantillon est en rotation comme dans la figure 4.8(b), le dépôt se fait sur les deux flancs mais la géométrie de l'électrode sur le flanc opposé sera différente de la première si $L_1 \neq W - L_2$. Cela doit être pris en compte lors de la conception du dessin des électrodes. Quand il n'y a pas de surplomb gauche ou qu'il est en retrait, l'électrode latérale peut être connectée à une électrode de la face

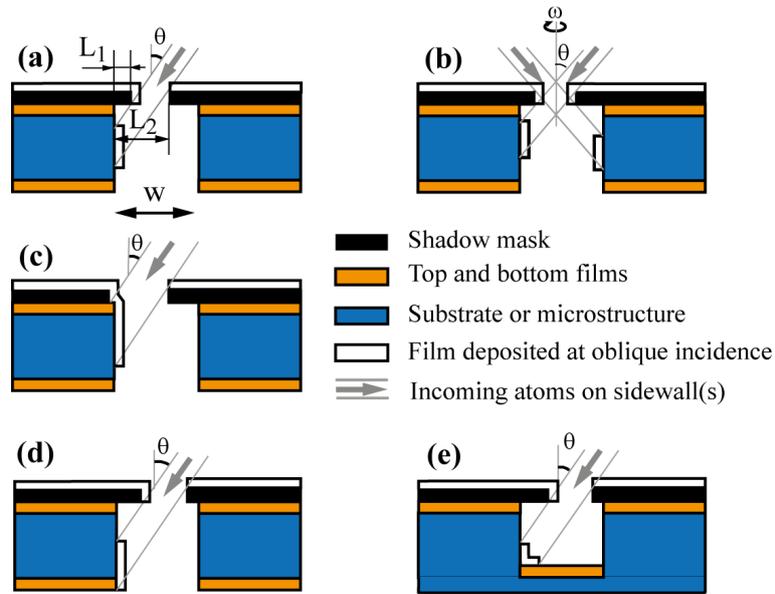


FIGURE 4.8 – Scénarios de dépôt latéral : (a) motif présent sur un seul flanc, (b) motifs présents sur les deux flancs par rotation du wafer ($\omega > 0$), (c) film latéral connecté à un film de la face supérieure, (d) film latéral connecté à un film de la face inférieure, (e) film latéral connecté à un film au fond de la tranchée.

supérieure (voir figure 4.8(c)). De la même manière à l'aide d'un θ bien choisi en fonction de la longueur du surplomb droit $W - L_2$, une connexion peut être établie avec une électrode de la face inférieure, comme dans la figure 4.8(d) ou avec une électrode au fond de la tranchée, comme dans la figure 4.8(e). Dans le cas d'une tranchée traversante, la connexion entre l'électrode latérale et l'électrode inférieure peut également être réalisée à l'aide de la configuration décrite par la figure 4.8(c) après avoir retourné le wafer. La figure 4.8 montre que ce procédé de dépôt est polyvalent mais qu'il nécessite un dessin approprié des électrodes et du masque d'ombrage, notamment dans le cas du wafer en rotation.

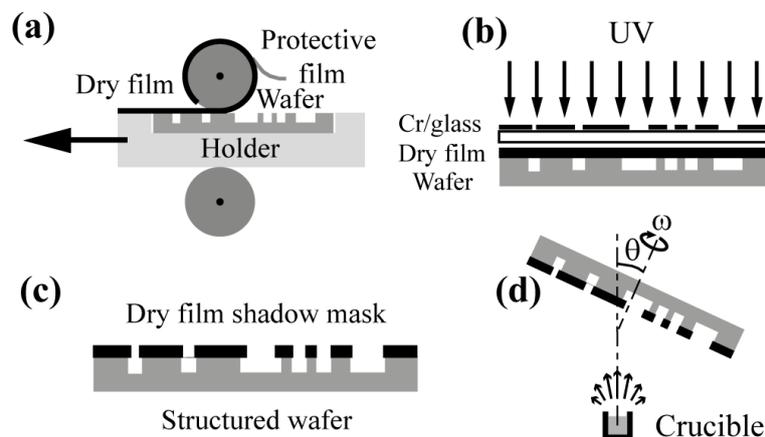


FIGURE 4.9 – Étapes du procédé de dépôt.

La mise en pratique du procédé est présentée dans la figure 4.9. Un film sec de résine photosensible est laminé sur le wafer usiné (figure 4.9(a)) puis photolithographié aux UV à l'aide

d'un aligneur standard (figure 4.9(b)). On obtient après développement un masque pochoir aligné sur le wafer (figure 4.9(c)). Le wafer est ensuite introduit dans une machine d'évaporation à canon à électrons permettant le dépôt sous incidence oblique (figure 4.9(d)). Contrairement aux masques durs réutilisables alignés mécaniquement, le masque d'ombrage en film sec ne peut être utilisé qu'une fois mais son alignement optique à l'aide d'un insolateur UV est plus précis et présente moins de risques d'abîmer les micro-structures. Comme il se dépose par lamination et non par spin-coating, il est également plus facile à fabriquer que les membranes classiques qui nécessitent de remplir les tranchées préalablement.

4.3.2 Modélisation

Comme pour le dépôt sur wafer plein décrit dans la section 4.2, on souhaite prédire la distribution d'épaisseur des électrodes latérales. On aimerait également déterminer la forme finale de ces électrodes en fonction des ouvertures du masque et des conditions du dépôt.

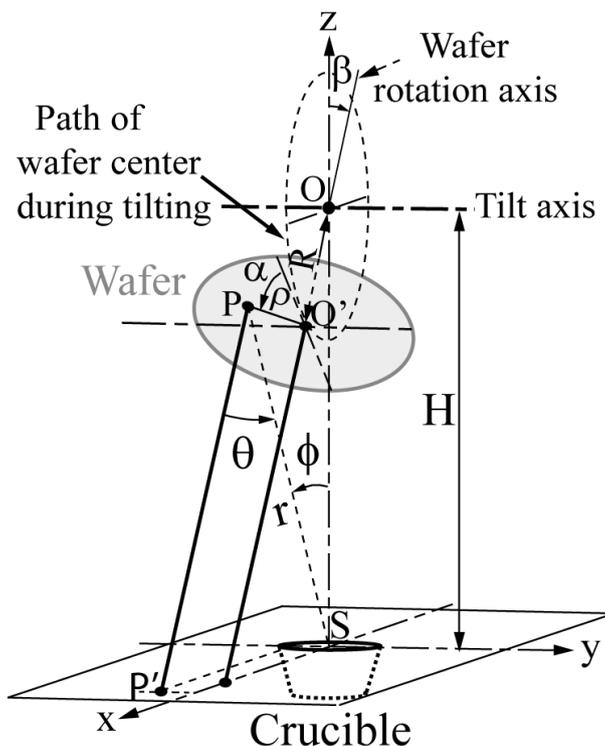


FIGURE 4.10 – Géométrie du dépôt sous incidence oblique (l'échelle n'est pas respectée, H est divisé par 4).

Le dépôt se fait toujours par évaporation d'une couche d'adhérence en chrome et d'une couche en or déposées par évaporation sous vide dans une machine PLASSYS Bestek 550S où il est possible d'incliner le porte-échantillon d'un angle β mais où l'axe d'inclinaison n'est pas situé sur le wafer mais est déporté d'une distance R . Le schéma de la configuration employée est visible dans la figure 4.10. Il est identique à celui présenté dans la figure 4.4 mais certaines notations sont changées : h_0 devient H et R_h devient R . On rappelle les dimensions : la distance entre le creuset et l'axe d'inclinaison $H = 712,5$ mm, la longueur du décalage de l'axe d'inclinaison $R = 62,5$ mm et le rayon du wafer $\rho \leq 50$ mm. Les équations établies précédemment pour

calculer l'épaisseur dans le cas d'une source de petite surface (équation (4.5)) comme pour calculer le cosinus et la tangente de l'angle d'incidence θ à la surface du wafer (équations (4.13) et (4.14)) sont toujours valides. Notons toutefois que pour calculer l'épaisseur d'un dépôt latéral il nous faut l'angle d'incidence à la surface du flanc, qui est différent de l'angle d'incidence θ à la surface du wafer, ainsi que l'angle ϕ entre le rayon de vapeur et la verticale de la source, qui là-aussi varie entre la surface du wafer et le flanc de tranchée. Ces points seront traités par la suite.

On s'intéresse dans cette section au point P à la surface d'un flanc de tranchée surplombé par du film sec dans lequel une ouverture a été réalisée. Afin de simplifier les calculs, on considère que cette tranchée est initialement orientée perpendiculairement au plan (xOz) (voir figure 4.10). Un exemple d'une telle tranchée est présenté dans la figure 4.11. Dans le cas d'un dépôt sans rotation, cela signifie que l'orientation du wafer sur le porte-échantillon est précisément ajustée lors de sa fixation. On suppose également que l'ouverture dans le masque de film sec est centrée par rapport au plan (xOz) de sorte que la coordonnée angulaire α de l'ouverture est égale à zéro. Nous verrons par la suite que même avec cette hypothèse le modèle donne des résultats valables pour tout le wafer tant que ρ reste petit devant la distance r entre le creuset et P et tant que l'angle d'inclinaison β est suffisamment grand.

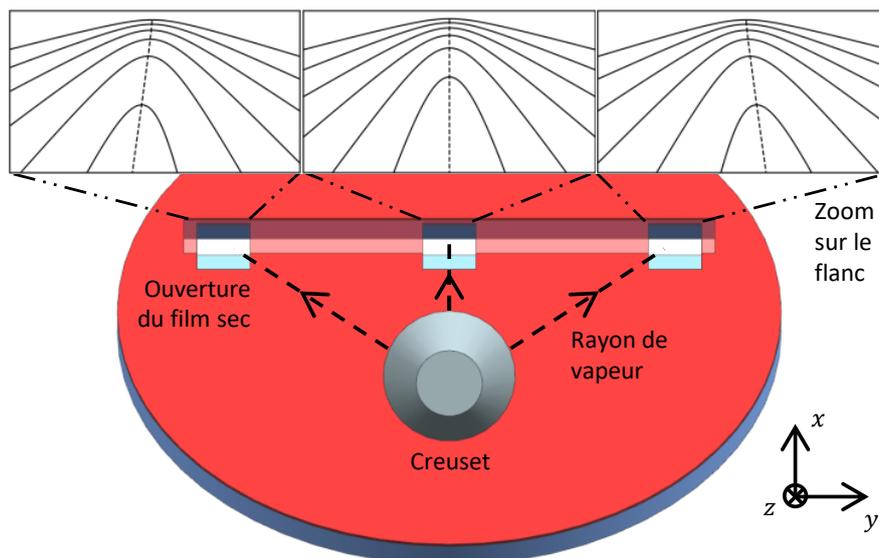


FIGURE 4.11 – Vue depuis l'arrière du creuset (échelle non respectée) d'un wafer recouvert d'un film sec où une tranchée a été gravée. Les hyperboles présentes sur le flanc au niveau des trois ouvertures dans le film sec, créées par la rotation du porte-échantillon (comme décrit par la suite), sont tracées pour β variant entre 10° (ligne du bas) et 60° (ligne du haut) par pas de 10° . Les sommets des hyperboles sont reliés par des tirets pour mieux souligner l'asymétrie des formes obtenues quand l'ouverture n'est pas dans le plan (xOz) .

Dépôt sans rotation

Dans le cas d'un wafer statique pendant le dépôt, on peut supposer l'épaisseur du dépôt latéral quasi uniforme le long du flanc de la tranchée car la longueur de celle-ci est normalement petite devant la distance au creuset. On s'intéresse donc seulement à la forme de l'électrode. Pour fabriquer une électrode sur le flanc opposé, il est nécessaire d'effectuer un autre dépôt

après une rotation de 180° du wafer. De même, il faut faire deux dépôts supplémentaires à 90° et -90° pour obtenir des électrodes sur les flancs des tranchées perpendiculaires.

À partir de la figure 4.12 on constate que la position verticale et la taille de l'électrode dépendent de la longueur L_1 du surplomb, de la largeur $L_2 - L_1$ de l'ouverture du masque d'ombrage et de l'angle d'incidence θ . L'épaisseur du masque n'a pas d'effet sur la frontière haute de l'électrode en revanche elle remonte la limite basse : d_2 est réduit d'un montant égal à l'épaisseur du masque. Toutefois pour simplifier les calculs nous considérerons dans la suite que t_1 , t_3 et l'épaisseur du masque sont égales à zéro.

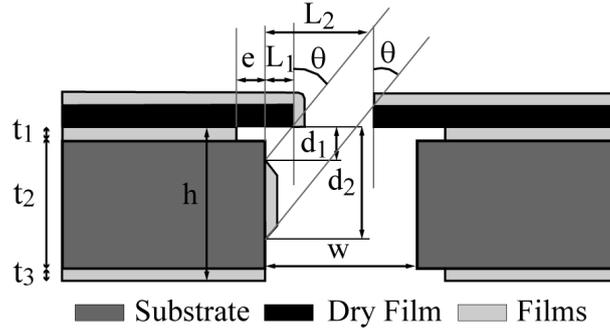


FIGURE 4.12 – Géométrie du dépôt par shadow-masking sous incidence oblique pour un wafer statique.

Soit W la largeur de la tranchée. Si la condition

$$W \geq L_2 > L_1 \geq 0 \quad (4.34)$$

est remplie, les profondeurs d_1 et d_2 sont reliées à L_1 et L_2 par les expressions suivantes.

$$\begin{cases} L_1 = d_1 \tan \theta \\ L_2 = d_2 \tan \theta \end{cases} \Rightarrow \frac{L_1}{d_1} = \frac{L_2}{d_2} \quad (4.35)$$

$$\theta = \arctan\left(\frac{L_1}{d_1}\right) = \arctan\left(\frac{L_2}{d_2}\right) \quad (4.36)$$

Pour maximiser la masse volumique et la vitesse de dépôt du film, il faut minimiser l'angle d'incidence sur le flanc ce qui revient, d'après la figure 4.12, à maximiser l'angle θ ($0^\circ \leq \theta < 90^\circ$). En conséquence il faut, d'après l'équation (4.36), maximiser L_1 et L_2 tout en respectant les conditions (4.34) et (4.35). La solution optimale de ce problème vaut donc :

$$\begin{cases} L_2 = W \\ L_1 = L_2 \frac{d_1}{d_2} \\ \theta = \arctan\left(\frac{W}{d_2}\right) \end{cases} \quad (4.37)$$

À l'aide de l'équation (4.14), il est possible de calculer l'angle β associé. Notons qu'une fois β fixé, les longueurs L_1 et L_2 doivent être adaptées pour les autres tranchées ailleurs sur le wafer car θ dépend des coordonnées polaires (ρ, α).

Dépôt avec rotation

Délimiter des électrodes sur des flancs verticaux de tranchées dans le cas où le wafer tourne pendant le dépôt est plus complexe que dans le cas statique mais permet d'obtenir des électrodes sur tous les flancs en une seule fois. Comme montré dans la figure 4.8(b), la forme des électrodes sera généralement différente sur les flancs opposés d'une même tranchée. Pour que les électrodes soient identiques, il faut que les surplombs du masque d'ombrage aient la même longueur de chaque côté de la tranchée, c'est-à-dire $L_1 = W - L_2$. Quand le porte-échantillon est en rotation pendant le dépôt, la forme finale des motifs déposés varie le long de la tranchée. Comme il a été proposé par Adrien Piot [2], cet effet peut être modélisé par analogie avec un cadran solaire en se servant de la discipline qui lui est associée : la gnomonique [164]. Nous proposons dans la suite un modèle complet de la géométrie et de l'uniformité des électrodes fondé sur cette analogie.

On peut en effet considérer chaque bord des ouvertures rectangulaires dans le film sec comme des gnomons (ou styles) de cadran solaire tandis que le creuset joue le rôle du soleil et le flanc de tranchée celui d'un cadran qui serait positionné à l'horizontal sur l'équateur (voir figure 4.13). Dans ce cas le chemin suivi par le bout de l'ombre du gnomon sur le cadran correspond aux rayons de vapeur passant au plus près du bord du surplomb de film sec et atteignant le flanc de tranchée. Les parcours de ces rayons délimitent la forme finale de l'électrode latérale. Quatre gnomons différents, correspondant aux quatre bords d'une ouverture rectangulaire, doivent être pris en compte pour déterminer toutes les bordures de l'électrode latérale. Les deux gnomons de taille $L = L_1$ délimitent le haut de l'électrode tandis que les deux gnomons de longueur $L = L_2$ délimitent le bas de l'électrode.

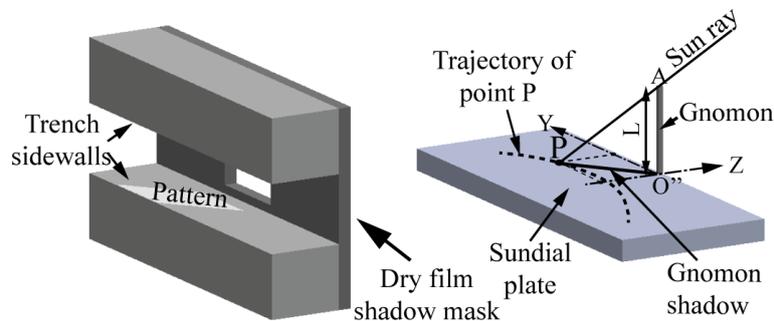


FIGURE 4.13 – Analogie entre le shadow-masking et le fonctionnement d'un cadran solaire pour un bord d'une ouverture dans le masque d'ombrage.

Pour faciliter la modélisation, on effectue un changement de repère. On considère que le wafer usiné est fixe et que c'est le creuset qui tourne comme présenté dans la figure 4.14. Afin d'alléger la figure seul le flanc gauche de la tranchée est dessiné. Chaque bordure de l'électrode latérale est une conique issue de l'intersection entre le plan du flanc de tranchée et le cône d'apex le point A (i.e. le bout du gnomon) et de courbe génératrice le cercle parcouru par le centre S du creuset autour de l'axe de rotation. On note que h représente maintenant l'épaisseur du wafer.

Dans la section 4.2.2 on a utilisé α pour désigner indifféremment la coordonnée polaire ou l'angle de rotation du wafer. On utilisera désormais ζ pour représenter l'angle de rotation du wafer et α ne représente plus que la coordonnée polaire. L'orientation initiale du wafer pour $\zeta = 0^\circ$ est choisie de sorte que la tranchée considérée soit perpendiculaire au plan (xOz) . O'' est

Pour Z donné, l'équation du cône considéré (voir figure 4.14) est l'équation du cercle dont le centre est sur (AD) et qui coupe (AS) .

$$\left(X - L - \frac{X_D - L}{Z_S} Z\right)^2 + Y^2 = \frac{(X_S - X_D)^2}{Z_S^2} Z^2 \quad (4.41)$$

La conique décrite par l'ombre du gnomon est alors l'intersection entre le cône décrit par (4.41) et le plan $(YO''Z) \Leftrightarrow X = 0$. À partir des expressions (4.39) et (4.41), on trouve l'équation de la conique dans le référentiel $(O''XYZ)$.

$$\begin{aligned} & \frac{(X_D - L)^2 - (X_S - X_D)^2}{Z_S^2} Z^2 + Y^2 + 2L \frac{X_D - L}{Z_S} Z + L^2 = 0 \\ \Leftrightarrow & \frac{(\rho - L)^2 - H^2 \sin^2 \beta}{(H \cos \beta - R - h)^2} Z^2 + Y^2 + 2L \frac{\rho - L}{H \cos \beta - R - h} Z + L^2 = 0 \end{aligned} \quad (4.42)$$

Si on se place dans le cas particulier $L = \rho$, c'est-à-dire si le bout A du surplomb est au centre du wafer, si on néglige l'épaisseur h du wafer et si on se sert de l'expression (4.14) donnant $\tan \theta$, on obtient l'équation suivante pour la conique.

$$Z^2 = (Y^2 + L^2) \frac{(H \cos \beta - R)^2}{H^2 \sin^2 \beta} = (Y^2 + L^2) \tan^2 \left(\frac{\pi}{2} - \theta \right) \quad (4.43)$$

θ correspond ici à l'angle d'incidence au centre du wafer ($\rho = 0$) puisque c'est là que s'arrête le surplomb dans notre cas particulier. L'équation (4.43) a bien la même expression que l'équation (23) dans la thèse d'Adrien Piot [2, p. 123].

L'équation (4.42) a une solution physiquement valide, c'est-à-dire comportant des valeurs négatives de Z qui correspondent au dépôt sur le flanc de tranchée (voir figure 4.14), si l'une des conditions suivantes est vraie.

$$H |\sin \beta| > |\rho - L| \quad (4.44)$$

$$0 \leq L < \rho \quad (4.45)$$

L est une longueur orientée selon l'axe X et peut donc prendre des valeurs négatives ce qui correspond au cas, non représenté sur la figure 4.14, du flanc droit avec le surplomb orienté vers $-X$ (voir aussi figure 4.15(b)). Sur ce flanc droit, la bordure haute de l'électrode est décrite par la conique d'équation (4.42) si on fixe $L = L_2 - W$; de même pour la bordure basse si on fixe $L = L_1 - W$. Si la condition (4.44) est vraie, la bordure du motif sur le flanc est une hyperbole comme présentée dans les trois figures 4.15 quand $|\beta| > \beta_l$, la configuration 4.15(c) étant toutefois assez rare. Si la condition (4.45) est vraie, on est dans le cas présenté dans la figure 4.15(a) et le type de la conique dépend de si la condition (4.44) est vraie, ce qui donne une hyperbole, ou fautive, ce qui donne une ellipse ou une parabole dans le cas particulier $H |\sin \beta| = |\rho - L|$. Notons que même s'il existe une solution de (4.42) avec des Z négatifs, il reste encore à s'assurer en pratique que le film se dépose bien sur le flanc de hauteur finie h et pas en-dessous, c'est-à-dire sur le porte-échantillon.

Habituellement le surplomb est bien plus petit que la coordonnée radiale, i.e. $L \ll \rho$. Dans ce cas, on peut calculer l'angle maximal $\beta_{max} = \arcsin(\rho/H)$ pour lequel on obtient une ellipse dans la configuration de la figure 4.15(a). Pour $\rho = 50$ mm, on trouve $\beta_{max} = 4^\circ$. Ce cas n'est

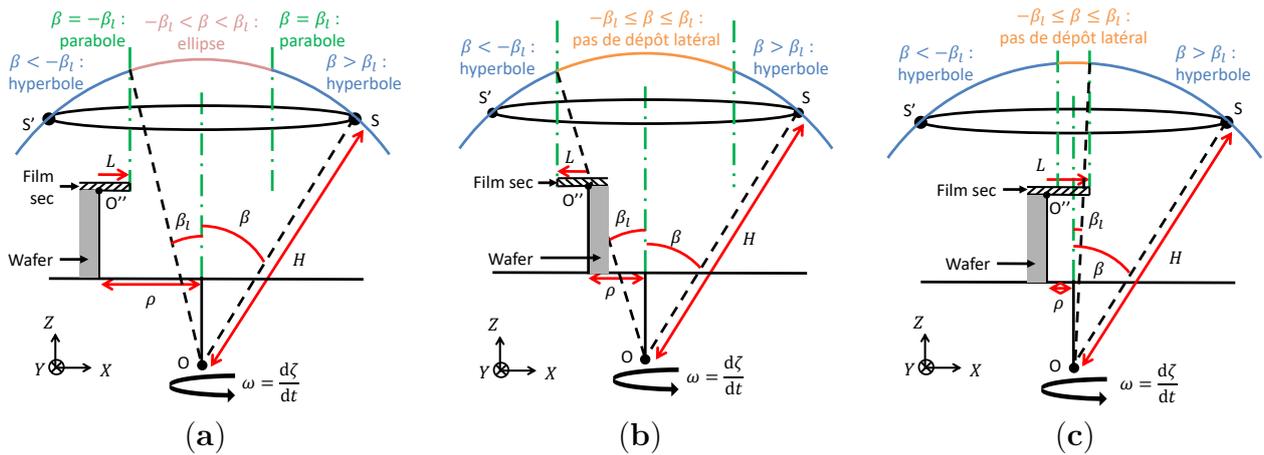


FIGURE 4.15 – Coniques obtenues sur les flancs selon les configurations. (a) Surplomb orienté vers X ($L > 0$). (b) Surplomb orienté vers $-X$ ($L < 0$). (c) Surplomb passant au-dessus de l'axe de rotation du wafer.

pas réalisable en pratique car avec une telle inclinaison la vitesse de dépôt et la masse volumique du film sur le flanc seraient très faibles.

La figure 4.16 présente la forme du motif dans le cas du wafer en rotation calculée en fonction de paramètres choisis proches de ceux utilisés dans nos expériences. Par rapport au motif attendu sans rotation (i.e. la ligne tiret-pointillée), le bas est fortement déformé tandis que le haut reste relativement inchangé. La présence des hyperboles dans la zone rectangulaire tiret-pointillée montre que la rotation influence également cette zone en masquant certaines parties pendant le dépôt.

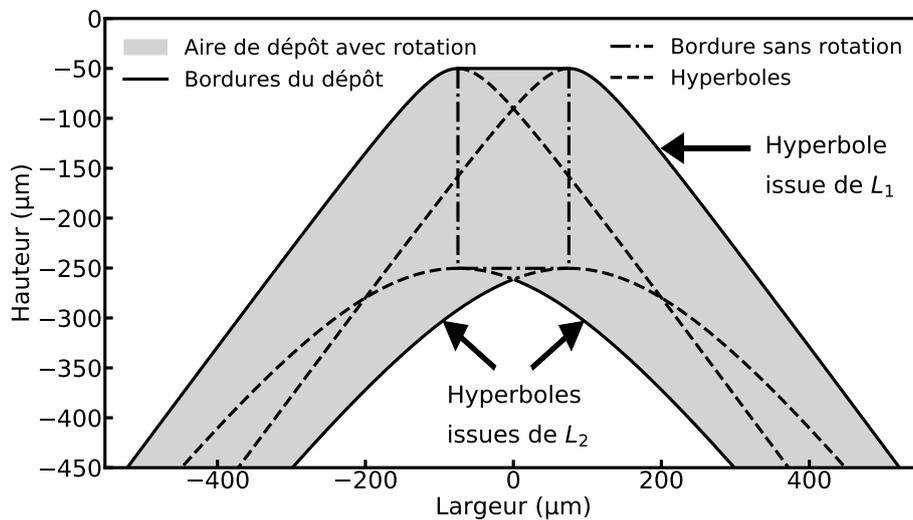


FIGURE 4.16 – Forme du dépôt latéral pour une ouverture du masque de largeur $150 \mu\text{m}$ et les paramètres : $L_1 = 50 \mu\text{m}$, $L_2 = 250 \mu\text{m}$, $W = 300 \mu\text{m}$, $\rho = 0 \text{ mm}$, $\beta = 41,4^\circ$ et $h = 450 \mu\text{m}$.

Tous les calculs ont été effectués dans le cas d'une ouverture du masque centrée sur la tranchée comme celle du milieu visible dans la figure 4.11. L'effet d'un décalage horizontal selon l'axe y de l'ouverture est illustré par les courbes en haut de la figure 4.11 (voir annexe C pour le détail des calculs). On obtient une asymétrie des hyperboles dépendant du signe de

la coordonnée $y = \rho \sin \alpha$ de l'ouverture. La déformation est visible, particulièrement pour les faibles valeurs de β , mais reste négligeable si ρ est petit devant la distance r entre le creuset et le point considéré P . Comme de plus β est souvent supérieur à 20° , l'hypothèse simplificatrice $\alpha = 0^\circ$ est généralement une bonne approximation pour la modélisation de la forme du motif. Dans le cas d'un wafer statique, l'amplitude de déformation est encore plus petite car la surface du flanc exposée aux rayons de vapeur métallique est plus petite.

Pour calculer la distribution d'épaisseur, nous nous servons de l'équation (4.5) mais nous remplaçons $\cos \theta$ par $\cos \psi$ (voir figure 4.14) car le dépôt se fait sur le flanc. Nous simplifions également l'équation en utilisant l'approximation $\|SP\| \approx \|SA\|$. En effet, nous avons $\|SP\| = \|SA\| + \|AP\|$ avec $\|SA\| > H - R - h$. Or $\|AP\| < \|AO''\| + \|O''P\|$ avec $\|AO''\| = L \ll H - R - h$ et $\|O''P\|$ qui est plus petit que la longueur de la tranchée qui est habituellement bien plus petite que $H - R - h$. Ainsi l'épaisseur du dépôt sur le flanc est donnée par l'équation suivante.

$$t = \frac{m \cos \psi \cos \phi}{\pi \mu \|\vec{SP}\|^2} \approx \frac{m \cos \psi \cos \phi}{\pi \mu \|\vec{SA}\|^2} \quad (4.46)$$

Contrairement au cas du dépôt sur wafer plein (voir section 4.2.2) où l'angle d'incidence θ à la surface du wafer ne connaît que de petites variations, dans le cas du dépôt latéral l'angle d'incidence ψ à la surface du flanc change beaucoup au cours de la rotation. La masse volumique μ du film déposé dépendant de l'angle d'incidence, l'hypothèse prise précédemment de μ constante pour simplifier les expressions mathématiques est alors plus difficilement justifiable. Toutefois la variation de la masse volumique μ en fonction de l'angle d'incidence étant délicate à modéliser, on s'intéressera d'abord à la distribution de l'épaisseur dans l'électrode latérale indépendamment de μ , puis on évaluera la variation de μ dans l'électrode avant d'en extrapoler une distribution complète de l'épaisseur.

On exprime les coordonnées des points A , S et O dans le référentiel ($O''XYZ$) en prenant désormais en compte l'angle de rotation ζ du wafer.

$$\begin{aligned} A : & \quad (\quad \quad \quad L, \quad \quad \quad 0, \quad \quad \quad 0 \quad) \\ S : & \quad (\quad H \sin \beta \cos \zeta + \rho, \quad -H \sin \beta \sin \zeta, \quad H \cos \beta - R - h \quad) \\ O : & \quad (\quad \quad \quad \rho, \quad \quad \quad 0, \quad \quad \quad -R - h \quad) \end{aligned} \quad (4.47)$$

On calcule alors la distance $\|SA\|$

$$\|\vec{SA}\|^2 = H^2 + (R + h)^2 + (\rho - L)^2 + 2H((\rho - L) \sin \beta \cos \zeta - (R + h) \cos \beta) \quad (4.48)$$

puis les valeurs de $\cos \phi$ et $\cos \psi$.

$$\cos \phi = \frac{\vec{SA} \cdot \vec{SO}}{\|\vec{SA}\| \|\vec{SO}\|} = \frac{H - (R + h) \cos \beta + (\rho - L) \sin \beta \cos \zeta}{\|\vec{SA}\|} \quad (4.49)$$

$$\cos \psi = \frac{\vec{AS} \cdot (1, 0, 0)}{\|\vec{SA}\|} = \frac{H \sin \beta \cos \zeta + \rho - L}{\|\vec{SA}\|} \quad (4.50)$$

L'insertion des équations (4.48), (4.49) et (4.50) dans l'équation (4.46) permet de déterminer la distribution de l'épaisseur $t(\zeta)$. Pour prendre en compte le dépôt à différentes valeurs de ζ durant la rotation, il faut intégrer $t(\zeta)$. Pour chaque point à l'intérieur des formes du motif

(voir figure 4.16) et chaque angle ζ entre $-\pi$ et π , le point d'intersection entre la droite (SP) et le plan ($XO''Y$) $\Leftrightarrow Z = 0$ est calculé numériquement. Si ce point est à l'intérieur de l'ouverture du masque, cela signifie que le rayon de vapeur atteint le flanc. Dans ce cas nous calculons l'épaisseur associée $t(\zeta)$ et l'ajoutons au calcul de l'intégrale, sinon nous l'ignorons. Dans la figure 4.17 nous présentons les résultats d'une telle intégration pour une configuration donnée en considérant μ constant. Il s'agit de la distribution d'épaisseur dans le motif, normalisée par sa plus grande valeur, quand le wafer est en rotation. La figure 4.17 montre que pour un jeu de paramètres choisis, l'épaisseur du film décroît de plus de 60 % dans la zone rectangulaire visée initialement et décroît encore le long des bras hyperboliques.

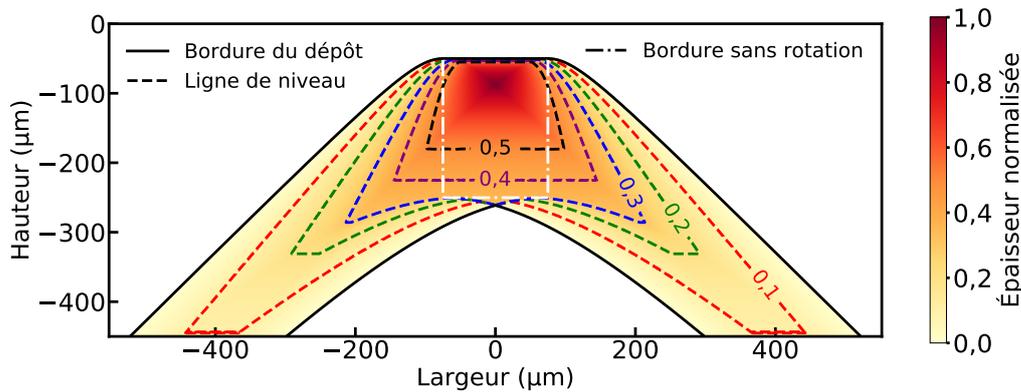


FIGURE 4.17 – Distribution d'épaisseur normalisée du film sur un flanc de tranchée quand la masse volumique μ est considérée constante. Les paramètres de dépôt sont les mêmes que pour la figure 4.16.

Pour évaluer la variation de la masse volumique en fonction de l'angle d'incidence, nous nous appuyons sur les mesures faites par Adrien Piot [2]. Trois dépôts Au/Cr avaient été effectués pour $\beta = 0^\circ, 30^\circ$ et 60° sur un wafer plein qui correspondent à des angles d'incidence θ de $0^\circ, 32,7^\circ$ et $64,5^\circ$ (équation (4.15)). L'épaisseur visée était de 200 nm déposée à $0,3 \text{ nm.s}^{-1}$ pour la couche d'or et 20 nm déposée à $0,1 \text{ nm.s}^{-1}$ pour la sous-couche d'adhérence en chrome. Grâce à une microbalance Sartorius d'une répétabilité de $0,3 \mu\text{g}$, la masse volumique du film d'or recouvrant des carrés de silicium de 1 cm^2 situés au centre du wafer a été mesurée en les pesant avant et après une gravure sélective de l'or dans une solution $\text{KI} : \text{I}_2 : \text{H}_2\text{O}$. Pour la simulation numérique, la valeur de la masse volumique du film d'or entre les angles d'incidence mesurés est arbitrairement estimée à l'aide d'une interpolation polynomiale du 2^e degré (voir figure 4.18).

En utilisant ce polynôme et l'équation (4.50), la distribution moyennée sur un tour du wafer de la masse volumique μ est tracée dans la figure 4.19. Elle est plutôt constante dans la zone rectangulaire visée dans le cas sans rotation puis décroît le long des bras hyperboliques. À l'aide de l'équation (4.46), la distribution d'épaisseur normalisée est évaluée en prenant cette fois en compte la variation de la masse volumique du film. Le résultat est visible dans la figure 4.20. Comparée à la figure 4.17 où μ est considérée constante, l'épaisseur dans les bras hyperboliques est un peu plus importante, ce qui est cohérent avec la figure 4.19. Ainsi, la ligne de niveau à 0,1 a des bras plus longs. Toutefois, la forme générale prédite des électrodes latérales n'est finalement pas altérée.

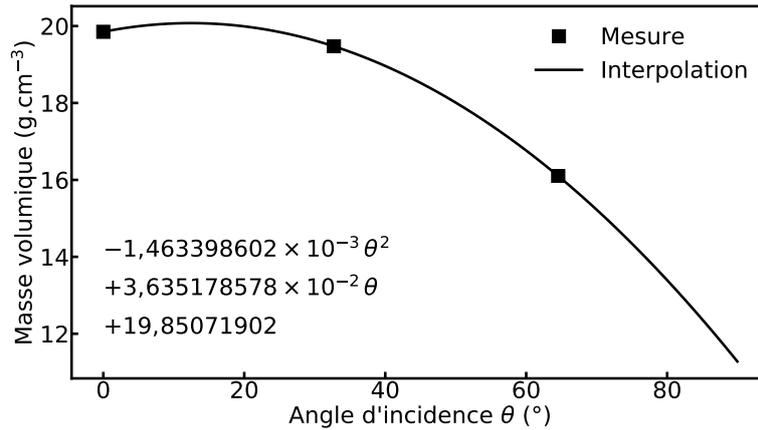
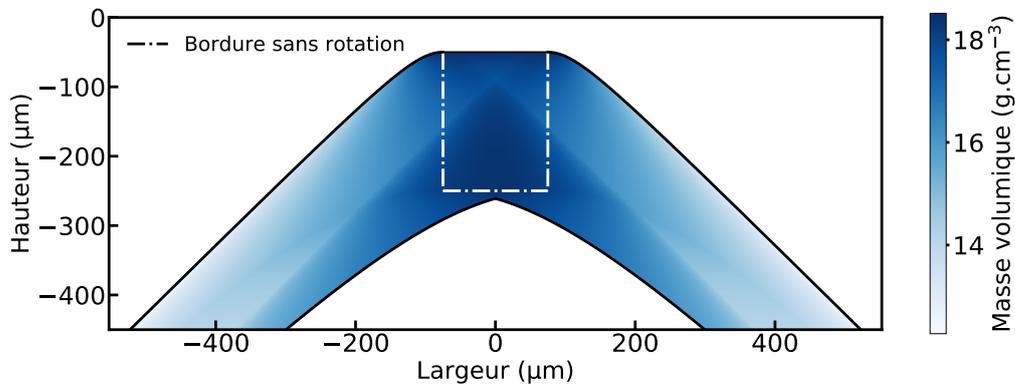
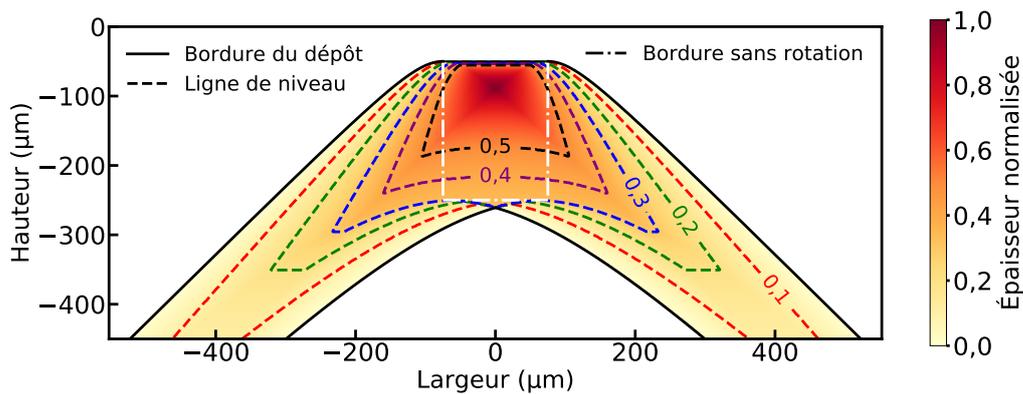


FIGURE 4.18 – Masse volumique du film d'or en fonction de l'angle d'incidence.

FIGURE 4.19 – Estimation de la masse volumique μ moyennée sur un tour d'un dépôt latéral. Les paramètres de dépôt sont les mêmes que pour la figure 4.16.FIGURE 4.20 – Distribution d'épaisseur normalisée du film sur un flanc de tranchée quand la variation de la masse volumique μ en fonction de l'angle d'incidence est prise en compte. Les paramètres de dépôt sont les mêmes que pour la figure 4.16.

4.3.3 Résultats expérimentaux

Nous reprenons quelques résultats présentés par Adrien Piot pour illustrer la modélisation [2][163]. Un film sec MX5015 de la compagnie Dupont d'épaisseur $15\ \mu\text{m}$ est laminé par-dessus des tranchées traversantes de largeur $300\ \mu\text{m}$ ouvertes dans un wafer de GaAs de $450\ \mu\text{m}$ d'épaisseur (voir figures 4.21(Ia) et 4.21(Ib)). Les lignes blanches visibles à la surface du film sec sont des reflets provoqués par des ondulations plus ou moins sinusoïdales. Elles trahissent la présence de contraintes compressives générées pendant le procédé de fabrication du masque d'ombrage.

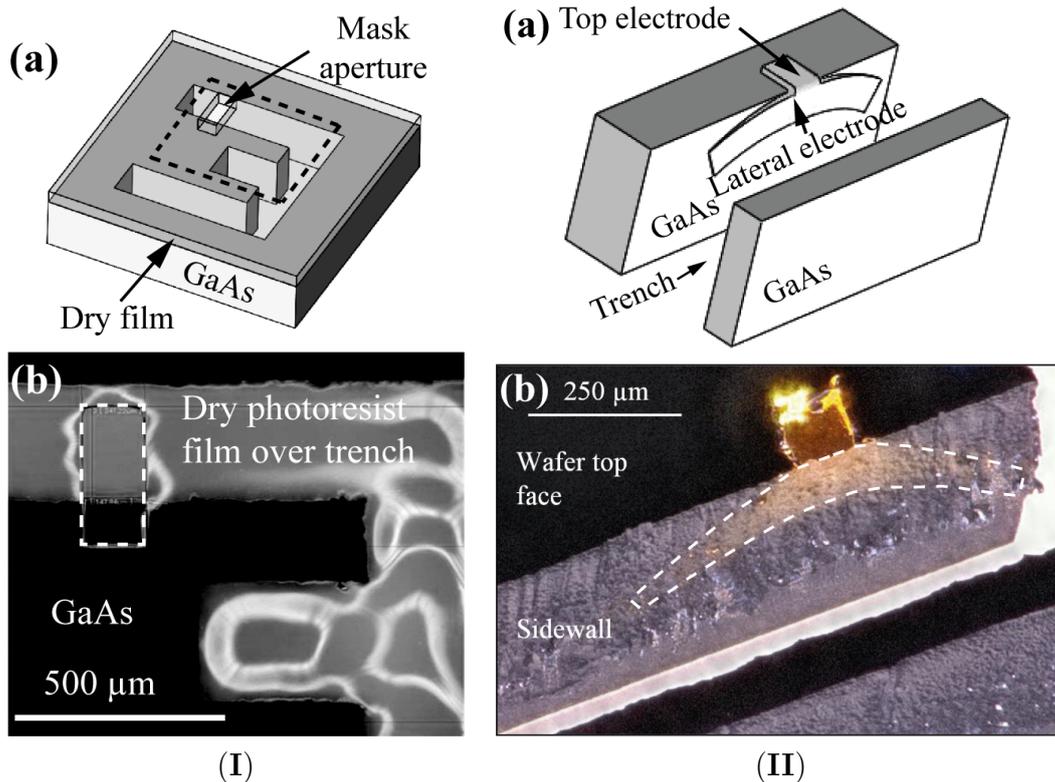


FIGURE 4.21 – (Ia) Dessin 3D de tranchées profondes dans un wafer en GaAs recouvert d'un film sec. Une ouverture rectangulaire est faite pour permettre une connexion entre la surface supérieure et le flanc latéral. (Ib) Photographie au microscope optique prise d'en-haut de la zone du dessin 3D délimitée par la ligne noire pointillée. L'ouverture du masque est soulignée par des tirets blancs. (IIa) Dessin 3D des formes attendues des électrodes supérieure et latérale sur une tranchée quand l'ouverture rectangulaire du masque est telle que présentée dans (Ia) et (Ib) et quand le wafer est en rotation pendant le dépôt. (IIb) Photographie au microscope optique d'une vue inclinée d'une tranchée après la fabrication d'électrodes Au/Cr à travers une ouverture du masque d'ombrage de largeur $150\ \mu\text{m}$ avec $L_1 = 0\ \mu\text{m}$ et $L_2 = 220\ \mu\text{m}$. Les bordures de l'électrode sur le flanc de tranchée sont approximativement marquées par des tirets blancs pour souligner la forme hyperbolique du film déposé.

Les échantillons de GaAs gravés et recouverts de masques d'ombrage en film sec mesurent environ $1 \times 1\ \text{cm}^2$. Lors du dépôt ils sont placés au centre du porte-échantillon. Pour l'électrode visible dans la figure 4.21(IIb), le dépôt a eu lieu avec un angle d'inclinaison $\beta = 46^\circ$ et une vitesse de rotation du wafer de $5\ \text{tr}.\text{min}^{-1}$. Les conditions de dépôt fourniraient à incidence

normale une épaisseur de la couche d'adhérence en chrome de 10 nm déposée à $0,1 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$ et une épaisseur de la couche d'or de 400 nm déposée à $0,3 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$.

Les figures 4.21(IIa) et 4.21(IIb) présentent le résultat d'un dépôt latéral pour une ouverture étroite du masque d'ombrage telle que montrée dans les figures 4.21(Ia) et 4.21(Ib). Étant donné la rugosité des flancs due à la gravure DRIE du GaAs, il est ardu de distinguer précisément les bordures de l'électrode. De plus la difficulté de mesurer l'épaisseur de films latéraux empêche toute comparaison directe entre notre modèle et les résultats expérimentaux. Néanmoins on retrouve bien la forme hyperbolique attendue.

Une limitation importante de ce procédé pour fabriquer des électrodes latérales est illustrée dans la figure 4.22. Si deux électrodes, même étroites, sont situées sur le même flanc, la déformation hyperbolique induite par la rotation du wafer pendant le dépôt peut créer un contact entre les électrodes et donc un court-circuit électrique. Ce phénomène existe même si l'espace entre les électrodes est grand. Cet aspect doit donc être pris en compte lors de la conception du dessin des électrodes. Autrement, il faudrait changer la forme soit de l'ouverture du film sec, soit du flanc de tranchée.

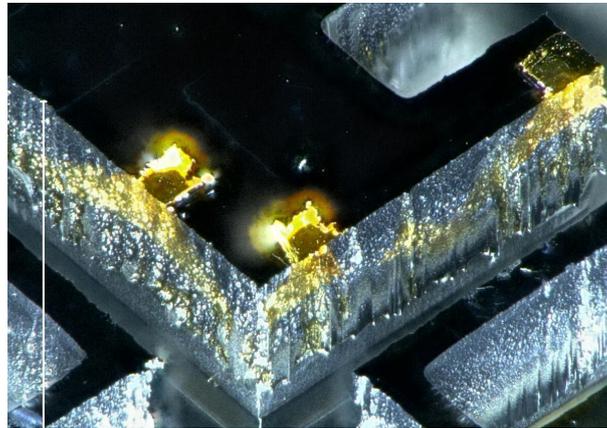


FIGURE 4.22 – Trois ensembles d'électrodes Au/Cr supérieures et latérales réalisées à l'aide d'un masque d'ombrage de film sec avec des ouvertures rectangulaires et étroites.

4.4 Conclusion

Il existe différentes techniques pour déposer des films minces sur les flancs des tranchées, que nous avons brièvement présentées dans la section 4.1. Parmi celles-ci, la méthode de dépôt de films minces sur les flancs des tranchées avec un masque d'ombrage en film sec et une inclinaison du porte-échantillon est à la fois simple à mettre en œuvre et précise dans la délimitation des motifs. Nous avons vu que les formes et les distributions d'épaisseur des motifs ainsi déposés peuvent être déterminées à l'aide de formules analytiques, donc à l'aide d'un modèle mathématique relativement simple. Ce modèle peut être divisé en deux parties, dépôt sur wafer vierge et dépôt latéral, le second se servant du premier.

Dans la section 4.2, sous les hypothèses d'avoir un dépôt lent et une source de petite surface, un premier modèle mathématique permettant de prédire l'épaisseur d'un dépôt métallique par évaporation sous incidence oblique a été développé. Il prend notamment en compte un décalage de l'axe d'inclinaison par rapport au plan du wafer. On a montré que la rotation du wafer

pendant le dépôt améliore l'uniformité de l'épaisseur du film sur un wafer quel que soit l'angle d'inclinaison et que, de plus, il existe pour chaque configuration un angle d'inclinaison qui rend l'épaisseur constante au 1^{er} ordre. Les formules analytiques de l'angle d'incidence à la surface du wafer et de l'épaisseur du dépôt ont été exprimées, cette dernière sous condition que le nombre de tours du wafer soit entier. L'erreur de la formule quand le nombre de tours n'est pas entier a été évaluée et il a été montré qu'elle est négligeable.

Dans la section 4.3, un modèle mathématique complet des électrodes latérales délimitées par dépôt incliné et shadow-masking à travers un masque en film sec a été développé. Il permet de prédire la forme et l'épaisseur des motifs en fonction des ouvertures dans le masque. À l'aide de ce modèle, il est ainsi possible de concevoir un masque adapté pour obtenir les motifs souhaités sur les flancs des tranchées. On a montré que dans le cas où le wafer est en rotation pendant le dépôt par évaporation, les bordures du dépôt latéral suivent la plupart du temps une trajectoire hyperbolique, comme les rayons du soleil sur un cadran solaire en une journée. Ce résultat théorique est cohérent avec les observations des expériences.

Chapitre 5

Caractérisations des résonateurs

Grâce au procédé de gravure DRIE, il a été possible de fabriquer des résonateurs en GaAs semi-isolant et de caractériser leurs fréquences et modes de résonance. Comme expliqué dans le chapitre 3, la gravure traversante, nécessaire dans notre cas pour détacher les structures de leur substrat, n'a pleinement fonctionné qu'au début de nos travaux à Orsay. Les dispositifs fabriqués cumulent donc tous les défauts que nous avons détaillés précédemment (sous-gravure, flancs inclinés et pied de gravure) puisque les actions pour les corriger n'ont été entreprises qu'après avoir pris connaissance de leurs existences et de leurs ampleurs.

La caractérisation de ces résonateurs est néanmoins intéressante puisqu'elle évalue les performances atteintes au niveau des fréquences de résonance et des facteurs de qualité (spécifications B2¹, B10² et B11³ de la section 2.1) dans un cas défavorable. On obtient ainsi une borne inférieure des valeurs atteignables. L'utilisation du nouveau masque de gravure plus sélectif avec sous-couche en silice et recuit en étuve ne peut que les améliorer. Des mesures en fonction de la température ont également été effectuées pour déterminer la stabilité thermique de la fréquence de résonance et la température maximum d'utilisation de résonateurs en GaAs semi-isolant.

Outre la tenue des spécifications, démontrer qu'il est possible avec notre procédé d'obtenir des résonances importantes répond aux interrogations soulevées par les premières mesures effectuées par Adrien Piot sur des gyromètres triaxiaux en GaAs fabriqués par DRIE [2]. Si les fréquences de résonance différaient des simulations avec des écarts acceptables compris entre 5% et 15%, les facteurs de qualité étaient, eux, anormalement bas et ne dépassaient pas 1200. Parmi les hypothèses émises pour expliquer ces valeurs, aucune n'avait pu être validée. Nous n'avions ainsi pas pu savoir si ces résultats étaient une conséquence des défauts de fabrication ou s'ils étaient dus à des causes externes, comme un collage défailant de la structure sur ses ancrages.

Nous présentons dans la section 5.1 les dispositifs de caractérisation employés pour mesurer les résonances et dans la section 5.2 les trois types de résonateurs qui ont été fabriqués : six poutres encastées-libres, un gyromètre diapason VIG et un gyromètre triaxial. Nous détaillons alors les résultats concernant la fréquence de résonance (section 5.3), le facteur de qualité (section 5.4) et la résistivité (section 5.5). Les résultats expérimentaux ont été comparés aux résultats obtenus avec des simulations par éléments finis.

-
1. L'écart entre les fréquences de résonance des modes pilote et de détection doit être contrôlé.
 2. Le facteur de qualité du mode pilote doit être supérieur à 100 000.
 3. Le facteur de qualité du mode de détection doit être supérieur à 100 000.

5.1 Dispositifs de caractérisation

Pour observer et mesurer les résonances d'une structure MEMS, c'est-à-dire les modes de vibrations, les fréquences de résonance et les facteurs de qualité associés, nous utilisons une méthode *in situ*, la mesure de l'impédance motionnelle, et deux méthodes *ex situ*, la vibrométrie optique par interférométrie moyennée dans le temps pour les vibrations hors-plan et la microscopie optique stroboscopique pour les vibrations dans le plan. La première est accessible facilement puisqu'elle ne requiert qu'un impédancemètre. Les deux autres en revanche nécessitent un appareillage optique sophistiqué et des logiciels adaptés. Les mesures *ex situ* se sont déroulées au sein du département Microsystèmes et nanobiofluidiques du C2N qui possède une grande expertise dans ce domaine.

5.1.1 Mesure de l'impédance motionnelle

Grâce au couplage piézoélectrique du GaAs, il est possible de considérer les résonateurs mécaniques comme des résonateurs électriques ; une oscillation mécanique de la structure générant une oscillation du courant électrique entre les électrodes et réciproquement. On peut donc modéliser le résonateur mécanique de raideur k , de masse m et d'amortissement c associé à un mode propre de vibration par une branche de circuit électrique, qu'on appelle branche motionnelle, composée d'une résistance R_m , d'une inductance L_m et d'une capacité C_m . En parallèle de la branche motionnelle, qui n'est qu'une analogie et qui représente en réalité une structure mécanique, il faut ajouter pour compléter notre circuit le condensateur C_p qui est la capacité, bien physique cette fois, entre les deux électrodes. Dans ce circuit composé de la branche motionnelle et de C_p , la charge électrique qui s'accumule sur les électrodes est directement proportionnelle au déplacement de la masse d'épreuve. Le rapport de proportionnalité dépend de la constante piézoélectrique du matériau, de la géométrie du mode propre et de la position des électrodes sur le résonateur. Il s'agit d'un modèle utilisé couramment pour les matériaux piézoélectriques non conducteurs comme le quartz [165]. Pour obtenir un modèle électrique des résonateurs pour des matériaux conducteurs ou semiconducteurs, ce qui est le cas du GaAs, il faut rajouter une troisième branche en parallèle composée d'une résistance R_p générée par la résistivité finie du matériau entre les électrodes d'excitation [166][167]. C'est l'approximation la plus simple mais elle est suffisante dans notre cas. On aboutit alors au circuit représenté dans la figure 5.1(a).

À partir de la mesure d'impédance du circuit électrique équivalent avec un balayage en fréquence autour de la fréquence de résonance, réalisé dans notre cas avec un impédancemètre Agilent 4294A, on peut extraire les valeurs numériques des paramètres en utilisant un ajustement numérique. Un exemple d'ajustement est présenté dans la figure 5.1(b) pour une poutre encastree-libre. On peut alors calculer la fréquence de résonance f_0 et le facteur de qualité Q avec les formules suivantes.

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_m C_m}} \quad (5.1)$$

$$Q = \frac{1}{R_m} \sqrt{\frac{L_m}{C_m}} \quad (5.2)$$

La mesure de l'impédance motionnelle, c'est-à-dire de l'impédance de la branche motionnelle, ne nous fournit en revanche aucune information concernant la déformation du mode excité. Il

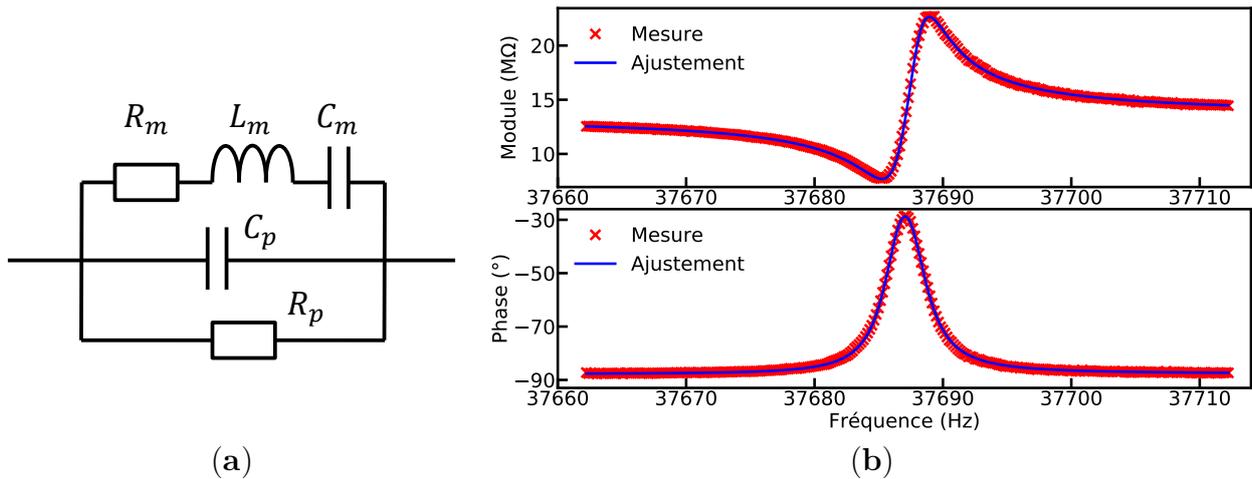


FIGURE 5.1 – (a) Circuit électrique équivalent pour un résonateur piézoélectrique. (b) Mesure à pression atmosphérique et ajustement numérique du module et de la phase de l'impédance d'une poutre encastrée-libre pour le mode fondamental en flexion dans le plan ($R_m = 11,66 \text{ M}\Omega$, $L_m = 591 \text{ kH}$, $C_m = 30,2 \text{ aF}$, $C_p = 0,31 \text{ pF}$, $R_p = 343 \text{ M}\Omega$, $f_0 = 37\,686 \text{ Hz}$, $Q = 12\,003$).

est donc nécessaire de la coupler avec des simulations par éléments finis ou des mesures optiques pour savoir quel mode est mesuré. Toutefois, un jeu d'électrodes est souvent conçu pour exciter efficacement un seul mode propre et donc les modes parasites qui pourraient être également sollicités ont souvent des réponses beaucoup plus faibles qui permettent de les discriminer.

5.1.2 Vibrométrie interférométrique

L'utilisation d'un microscope interférométrique où l'échantillon à observer joue le rôle d'un des deux miroirs d'un interféromètre de Michelson (voir figure 5.2(a)) permet également de mesurer les résonances de vibrations en flexion hors-plan ou en torsion. Évidemment, il est nécessaire que le matériau du résonateur réfléchisse la lumière; c'est le cas du GaAs poli qui a un coefficient de réflexion en intensité voisin de 34% pour la lumière rouge non polarisée. L'excitation de la structure peut se faire soit directement en appliquant des tensions électriques alternatives sur les électrodes comme pour la mesure de l'impédance motionnelle (voir section 5.1.1), soit indirectement en la collant sur des pastilles piézoélectriques en PZT métallisées fonctionnant en extension-compression et alimentées avec une tension alternative. En effet si les facteurs de qualité sont suffisamment importants, le mode propre entrera en résonance même si l'excitation est rudimentaire et ne correspond pas à la déformée du mode. On place une caméra pour enregistrer les interférogrammes résultant de l'interférence entre les faisceaux réfléchis sur l'échantillon ou sur le miroir.

Deux méthodes de mesure sont employées habituellement : l'interférométrie moyennée dans le temps et l'interférométrie stroboscopique à double décalage de phase [168][169].

Interférométrie moyennée dans le temps Quand le résonateur est statique et l'interféromètre éclairé avec une lumière monochrome et réglé en coin d'air (échantillon incliné), les franges d'interférences, qui sont normalement parallèles, se déforment avec le relief de la surface mais le contraste entre les franges est approximativement uniforme et élevé (voir figure 5.2(b)). Quand le résonateur est excité, les déplacements hors-plan de la structure changent la différence

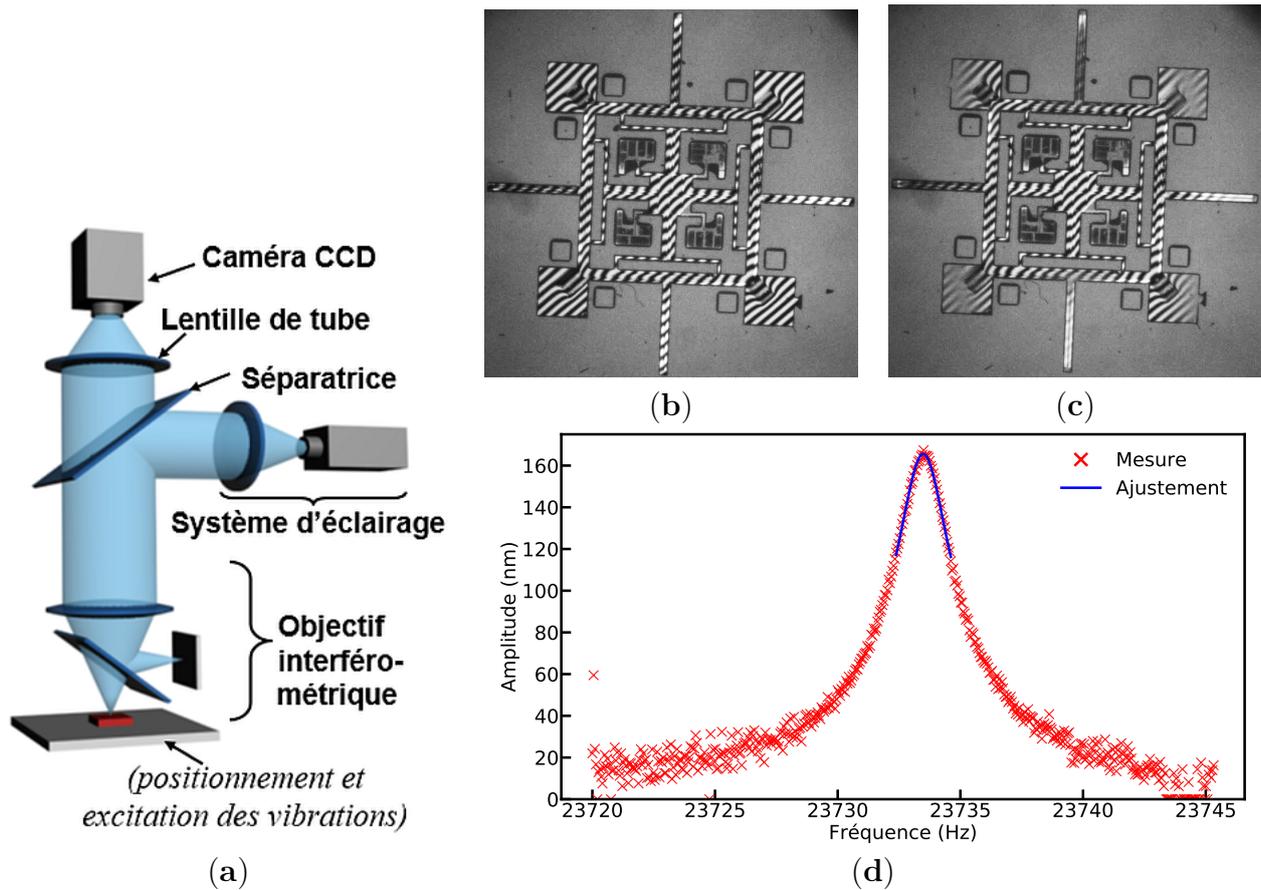


FIGURE 5.2 – (a) Microscope avec un objectif interférométrique de type Michelson permettant de mesurer des vibrations. (b) Image du gyromètre triaxial statique avec des franges d'interférence. (c) Image du gyromètre triaxial en vibration à 23 730 Hz avec des franges brouillées en bout de poutre. (d) Mesure de l'amplitude de vibration en bout de poutre lors d'un balayage en fréquence avec ajustement numérique ($f_0 = 23\,733$ Hz et $Q = 10\,676$). L'échelle des amplitudes est fautive mais n'empêche pas l'ajustement.

des chemins optiques entre le miroir et le cube séparateur d'une part et entre l'échantillon et le cube séparateur d'autre part. Ceci fait osciller spatialement les franges aux endroits concernés. Cette oscillation se produit à la fréquence de résonance qui est trop élevée pour que les différentes positions des franges soient capturées par la caméra. En fait, cette dernière moyenne la modulation des franges ce qui se traduit par une atténuation de leur amplitude moyenne. Plus exactement, l'amplitude des franges est réduite d'un facteur $J_0(4\pi a/\lambda)$ où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0, a est l'amplitude locale de vibration et λ la longueur d'onde de mesure. Pour $4\pi a/\lambda < 2,4048$, 1^{er} zéro de la fonction J_0 correspondant à une amplitude de vibration inférieure à 120 nm, l'amplitude moyennée des franges décroît de façon monotone avec l'amplitude de vibration. Pour les mesures, l'excitation est ajustée pour rester dans cette gamme d'amplitudes car, au-delà, la fonction de Bessel oscille autour de zéro et est multivaluée ce qui conduit à la superposition de franges additionnelles dites de Bessel liées aux zéros successifs de J_0 . Visuellement, on observe que plus l'amplitude du déplacement hors-plan est grande, plus l'amplitude d'oscillation des franges est élevée, transformant un contraste net entre des franges blanches et noires en une large bande grise floutée. Dans la figure 5.2(c) par exemple, on voit le

brouillage des franges aux bouts des poutres sensibles et sur les masselottes aux quatre coins du cadre. On y reconnaît une superposition des modes X et Y (voir section 2.3.1) où les poutres de détection opposées oscillent selon le 1^{er} mode de flexion hors plan et dont les fréquences de résonance sont proches. Les cartographies d'amplitude des franges dans les cas statique et dynamique peuvent être déterminées avec une démodulation par transformée de Fourier de l'interférogramme. L'amplitude de vibration a en chaque point peut alors être calculée à partir de l'amplitude des franges en régime dynamique normalisée par sa valeur en régime statique en inversant la fonction de Bessel $J_0(4\pi a/\lambda)$. En réalisant un balayage en fréquence autour de la fréquence de résonance, on peut ainsi obtenir la courbe de l'amplitude moyenne de vibration dans une zone donnée en fonction de la fréquence comme dans la figure 5.2(d). On constate une erreur d'échelle de l'amplitude, car au-delà de 120 nm on devrait observer un repliement, mais cela n'empêche pas l'utilisation d'un ajustement numérique avec le modèle du résonateur (voir section 1.2.1) pour extraire la fréquence de résonance et le facteur de qualité.

Interférométrie stroboscopique à double décalage de phase Pour cette configuration, le résonateur est excité à sa fréquence de résonance. Il est éclairé par une lumière monochrome avec des pulses de faible rapport cyclique (typiquement $< 5\%$) dont la fréquence est synchronisée sur l'excitation du résonateur. L'interférogramme enregistré correspond alors à la déformation de la structure pour une phase donnée entre l'excitation et la vibration. En faisant varier cette phase, on peut observer les différentes déformations subies par la structure lorsqu'elle oscille selon le mode propre excité. Comme dans le cas de l'interférométrie moyennée dans le temps, on ne détecte ainsi que les déplacements hors-plan. À partir de plusieurs mesures correspondant à des déplacements équidistants du miroir, à savoir cinq déplacements de $\lambda/8$ pour l'algorithme que nous avons utilisé, et à trois phases des impulsions lumineuses, on peut reconstruire à l'aide d'un traitement mathématique approprié, la déformation hors-plan du mode propre. Cette technique de double décalage de phase a été proposée et développée il y a une quinzaine d'années au C2N. Pour une structure avec plusieurs poutres on peut déterminer, par exemple, si les poutres fléchissent en phase ou en opposition de phase car la mesure est sensible à la fois à l'amplitude et à la phase de vibration.

La vibrométrie interférométrique permet donc de mesurer la fréquence de résonance, le facteur de qualité et la déformée du mode propre mais pour des déplacements hors-plan seulement. Théoriquement, la réponse d'un résonateur piézoélectrique n'est pas la même selon qu'il est excité directement par des tensions appliquées sur ses électrodes ou indirectement à l'aide d'une pastille en PZT. L'effet piézoélectrique appliqué dans le matériau modifie en effet sa raideur, ce qui altère notamment la fréquence de résonance [27][170]. Néanmoins, pour un matériau comme le GaAs avec un faible coefficient piézoélectrique, la différence est négligeable.

5.1.3 Microscopie stroboscopique

Cette dernière méthode de mesure de résonance permet d'observer les vibrations dans le plan [171]. Dans cette configuration l'échantillon est filmé d'en-haut via un microscope optique équipé d'un objectif de résolution la plus élevée possible permettant un éclairage suffisant. Comme en microscopie interférométrique stroboscopique, il est éclairé par une source monochrome avec des impulsions de faible rapport cyclique qui est synchronisée avec l'excitation mais dont cette fois la fréquence est supérieure à la fréquence d'excitation du résonateur de 1 Hz exactement. Vu depuis la caméra, le résonateur oscille donc à 1 Hz. À cette fréquence

basse, il est possible de détecter par traitement d'images les variations, même faibles, d'intensité lumineuse des pixels dues à des déplacements subpixel (jusqu'à un millième de pixel) dans le plan des parties vibrantes de la structure. À l'aide d'un balayage en fréquence autour de la fréquence de résonance, on obtient une oscillation d'amplitude variable mais dont l'enveloppe correspond à l'amplitude du mode propre en fonction de la fréquence comme dans la figure 5.3. Avec un post-traitement mathématique à base de transformées de Fourier, il est possible d'extraire cette enveloppe puis d'utiliser un ajustement numérique pour récupérer la fréquence de résonance et le facteur de qualité.

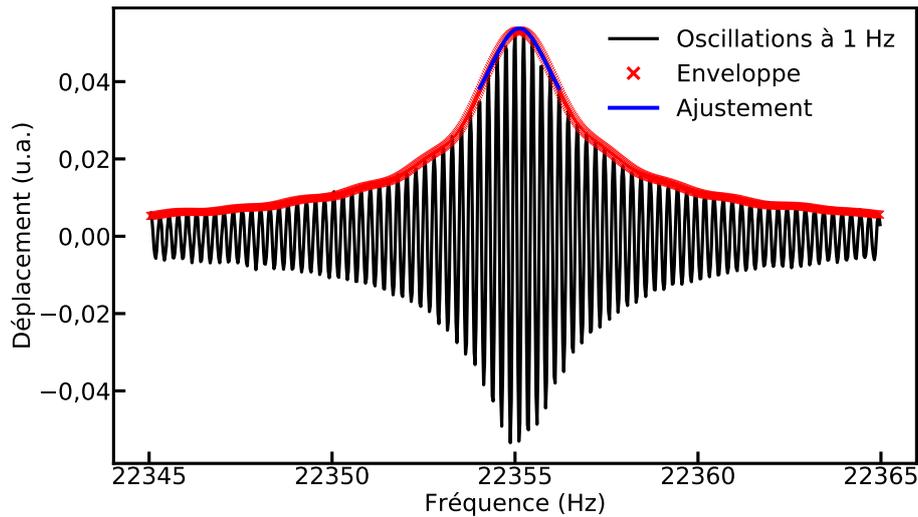


FIGURE 5.3 – Oscillations à 1 Hz d'une poutre du gyromètre triaxial en flexion dans le plan mesurées lors d'un balayage en fréquence autour de la fréquence de résonance ($f_0 = 22\,355$ Hz et $Q = 10\,072$). L'unité des déplacements est arbitraire.

5.2 Résonateurs fabriqués

En construisant trois types de résonateurs différents, nous avons évalué plusieurs critères de manière indépendante. La fabrication de structures simples comme les poutres encastrées-libres valide le procédé de fabrication et mesure directement l'impact des défauts de gravure sur les fréquences de résonance. En revanche le découplage étant très mauvais, il n'est pas possible d'utiliser les poutres pour quantifier la limite de facteur de qualité imposée par le procédé. C'est pourquoi nous avons également réalisé un gyromètre diapason VIG (voir section 1.2.3). Son architecture et son collage sur embase sont bien maîtrisés à l'ONERA puisqu'il est utilisé depuis plusieurs années [13][3]. Comme il est optimisé pour avoir un facteur de qualité élevé avec un actionnement piézoélectrique, il teste les limites de notre procédé pour obtenir des résonateurs à grand facteur de qualité. Enfin, nous avons gravé et caractérisé un gyromètre triaxial, c'est-à-dire capable de mesurer les vitesses de rotation selon trois axes orthogonaux, et ce pour deux raisons. D'une part il s'agit initialement de la structure pour laquelle le procédé de gravure DRIE du GaAs a été développé. Si ce dernier est fonctionnel, les performances théoriques élevées du gyromètre triaxial [1] associées à sa compacité répondraient aux besoins du marché inertiel (voir section 1.1.5). D'autre part, cette architecture complexe évalue les capacités du procédé à graver n'importe quelle structure.

Pour restreindre dans nos résultats l'impact des disparités statistiques dues à un procédé sensible à un grand nombre de conditions expérimentales, il aurait été judicieux de fabriquer et caractériser chaque structure en plusieurs exemplaires. Malheureusement, cela n'a pas été possible. La première raison est le manque de temps de travail sur le bâti de gravure du C2N à cause du déménagement de la salle blanche (voir section 3.4.1). La seconde raison est le taux de casse élevé observé pendant la fabrication. Le GaAs est un matériau très fragile, contrairement au silicium par exemple, et des chocs très faibles suffisent à le casser.

Suivant les spécifications B12 et C2, les résonateurs fabriqués mettent en œuvre des flexions de poutres (1^{er} mode) dans la direction $\langle 110 \rangle$. Idéalement, cinq électrodes sont déposées sur chaque poutre sensible : deux sur la face avant, deux sur la face arrière et une sur les flancs faisant le tour de la poutre en suivant la tranche. Ces électrodes permettent l'actionnement et la détection piézoélectriques de flexions dans le plan et hors-plan (voir figures 5.4(a) et 5.4(b)). Les électrodes latérales sont déposées après la gravure à l'aide d'un dépôt incliné et d'un shadow-masking (voir chapitre 4). Les résonateurs sont normalement fabriqués par gravure DRIE traversante du GaAs pendant 7 h. Un masque spécifique de photolithographie (chrome sur verre) a été dessiné et fabriqué pour les réaliser. Cette conception ayant eu lieu au tout début de nos travaux, nous nous sommes basés sur les résultats d'Adrien Piot pour le dimensionnement [2]. Les largeurs des tranchées dans le masque avant gravure font soit $260\ \mu\text{m}$, car c'était la largeur retenue finalement par Adrien Piot pour son propre masque de lithographie même si le risque existe de ne pas traverser le wafer en 7 h de gravure, soit $300\ \mu\text{m}$, pour assurer le débouchage. En contrepartie dans ce dernier cas, les motifs prennent plus de place. À cause des problèmes de macro-loading, les résonateurs sont gravés séparément.

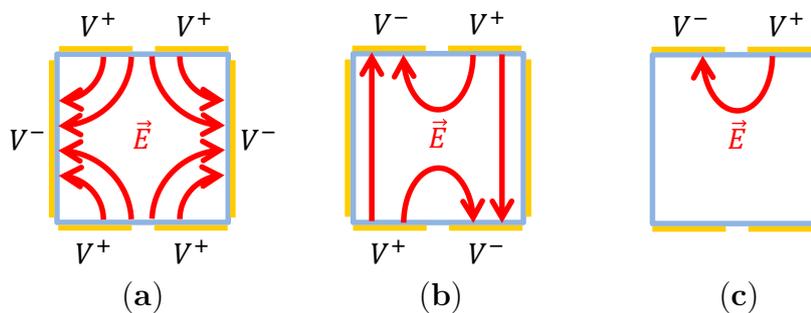


FIGURE 5.4 – Vues en coupe de poutres avec les champs électriques E générés par les tensions positive V^+ et négative V^- dans différentes configurations d'électrodes : (a) configuration pour imposer une flexion hors-plan, (b) configuration optimale pour imposer une flexion dans le plan et (c) configuration non-optimale pour imposer une flexion dans le plan.

5.2.1 Poutres encastrées-libres

Six poutres ont été fabriquées sur la même puce d'une surface environ égale à $1 \times 1,5\ \text{cm}^2$ (voir figure 5.5(a)). Elles sont numérotées de 1 à 6 dans la figure 5.5(b). Une première gravure de 6 h 30 min n'a pas été suffisante pour déboucher et elle a donc été suivie d'une deuxième gravure de 1 h. Nos observations indiquent qu'une double gravure a tendance à renforcer la sous-gravure. Les paires d'électrodes supérieures et inférieures ont été délimitées (visible dans la figure 5.5(c)). En revanche, suite à des problèmes de court-circuit rencontrés pour d'autres résonateurs avec les dépôts inclinés (voir section 5.2.4), cette étape technologique n'a pas été

réalisée pour les poutres et par conséquent les électrodes latérales n'ont pas été déposées. Les modes de flexion hors-plan n'ont donc pas été caractérisés. De même, les électrodes supérieures et inférieures ne sont pas connectées entre elles puisqu'il faudrait une piste électrique verticale, normalement réalisée par dépôt incliné.

Pour les mesures électriques, seules les électrodes en face avant ont été utilisées ce qui représente donc la moitié seulement du cas idéal, comme présenté dans la figure 5.4(c), pour les flexions dans le plan. Pour le résonateur mécanique cela n'a pas d'incidence : la fréquence de résonance et le facteur de qualité ne sont quasiment pas affectés. En revanche la transduction piézoélectrique est réduite, c'est-à-dire qu'il faut appliquer une tension électrique plus élevée que prévue (environ deux fois plus) pour faire fléchir les poutres. Pour un gyromètre ce serait critique puisque le facteur d'échelle serait diminué d'autant, mais pour la caractérisation des performances des résonateurs cela n'a pas d'importance.

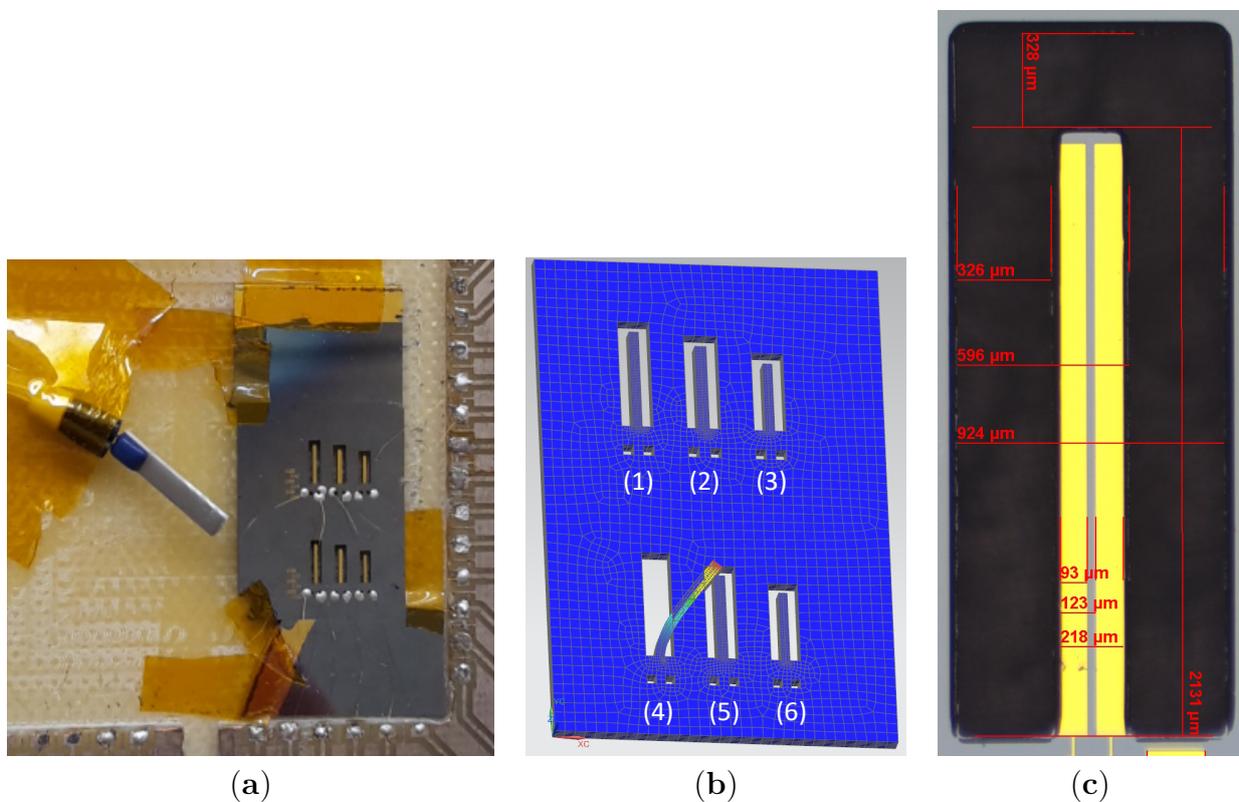


FIGURE 5.5 – (a) Photographie de la puce contenant six poutres encastées-libres posée sur des supports en GaAs. Des fils fins en or collés à la colle argent conductrice font les connexions électriques entre les électrodes des poutres et des connecteurs reliés ensuite à l'impédancemètre. On voit à gauche une sonde de température PT1000. (b) Simulation par éléments finis du mode propre de flexion dans le plan de la poutre n° 4. (c) Image prise au microscope optique en vue du haut de la poutre n° 3.

Les dimensions des poutres avant gravure, donc avant que la sous-gravure ne fasse effet, sont données dans le tableau 5.1. Pour la longueur, les poutres vont par paire : 1 et 4, 2 et 5, 3 et 6. Deux largeurs de tranchées sont utilisées : 300 μm pour les poutres 1 à 3 et 260 μm pour les poutres 4 à 6. Les fréquences de résonance f_0 pour les flexions simples dans le plan sont calculées avec la formule suivante, où t est la largeur de la poutre, L sa longueur, $E \approx 121$ GPa

le module d'Young du GaAs dans la direction $\langle 110 \rangle$ de la poutre et ρ la masse volumique du GaAs [170].

$$f_0 = 0,161\,540\,06 \times \frac{t}{L^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (5.3)$$

En réalité l'équation (5.3), qui est issue de l'équation des poutres élancées en flexion dans l'hypothèse de Bernoulli, n'est pas valide pour nos poutres car elle suppose un encastrement parfait, c'est-à-dire une absence de déplacement et de rotation à l'extrémité encastree. Or, dans notre cas, les poutres ont une forte section comparativement à leur support et déforment ce dernier quand elles vibrent. Néanmoins, la formule (5.3) nous donne un ordre de grandeur acceptable et nous permet de voir que les fréquences s'échelonnent approximativement entre 20 kHz et 50 kHz.

Numéro de poutre	1	2	3	4	5	6
Largeur sur le masque (μm)	295	358	295	280	343	280
Longueur sur le masque (μm)	3000	2620	2130	3000	2620	2130
Fréquence propre théorique (Hz)	25 133	39 989	49 856	23 855	38 313	47 321
Largeur des tranchées (μm)	300			260		

TABLE 5.1 – Dimensions des poutres sur le masque de photolithographie et fréquences de résonance théoriques associées pour des flexions dans le plan (calculées avec la formule (5.3)).

Les résistances motionnelles des poutres ont été mesurées électriquement à l'aide de deux dispositifs différents : d'abord avec des pointes métalliques pour faire les contacts électriques, ce qui perturbe peu la résonance mais ne permet pas des mesures sous vide, puis avec des microfils en or pour relier les électrodes à des connecteurs macro sur lesquels des câbles en cuivre peuvent être branchés. On peut alors mettre les résonateurs dans une enceinte sous vide avec les câbles qui ressortent. En revanche, la colle conductrice employée pour créer le contact électrique entre les fils et les électrodes ajoute localement de la masse et des frottements viscoélastiques qui dégradent les facteurs de qualité. Dans les deux cas, la puce est posée sur des petits morceaux de GaAs pour suspendre les poutres.

5.2.2 Gyromètre diapason VIG

La figure 5.6(a) présente une photographie du VIG en GaAs semi-isolant réalisé par gravure DRIE tandis que la figure 5.6(b) rappelle les déformations associées aux modes pilote et de détection. Contrairement aux poutres encastrees-libres, la structure du VIG est prévue pour être détachée de la puce en GaAs une fois la gravure terminée. Deux fines fixations au niveau des ancrages relient le VIG à la puce (voir figure 5.6(c)). Elles sont cassées à la pointe diamant. Les ancrages de la structure libérée sont alors collés à la main sous microscope binoculaire sur des piliers conducteurs eux-mêmes rattachés à une embase. Les connexions électriques entre les piliers et les électrodes, permettant ensuite de raccorder le résonateur à l'impédancemètre, ont été réalisées avec de la colle argent.

Pour réaliser les connexions électriques nécessaires entre les électrodes pour caractériser électriquement le mode pilote, il faut faire passer des fils au-dessus des pistes. Pour cela nous avons préféré utiliser une machine de micro-câblage (wire-bonding) qui fixe des fils d'or sur des électrodes horizontales par l'application simultanée d'une pression physique et d'ultra-sons

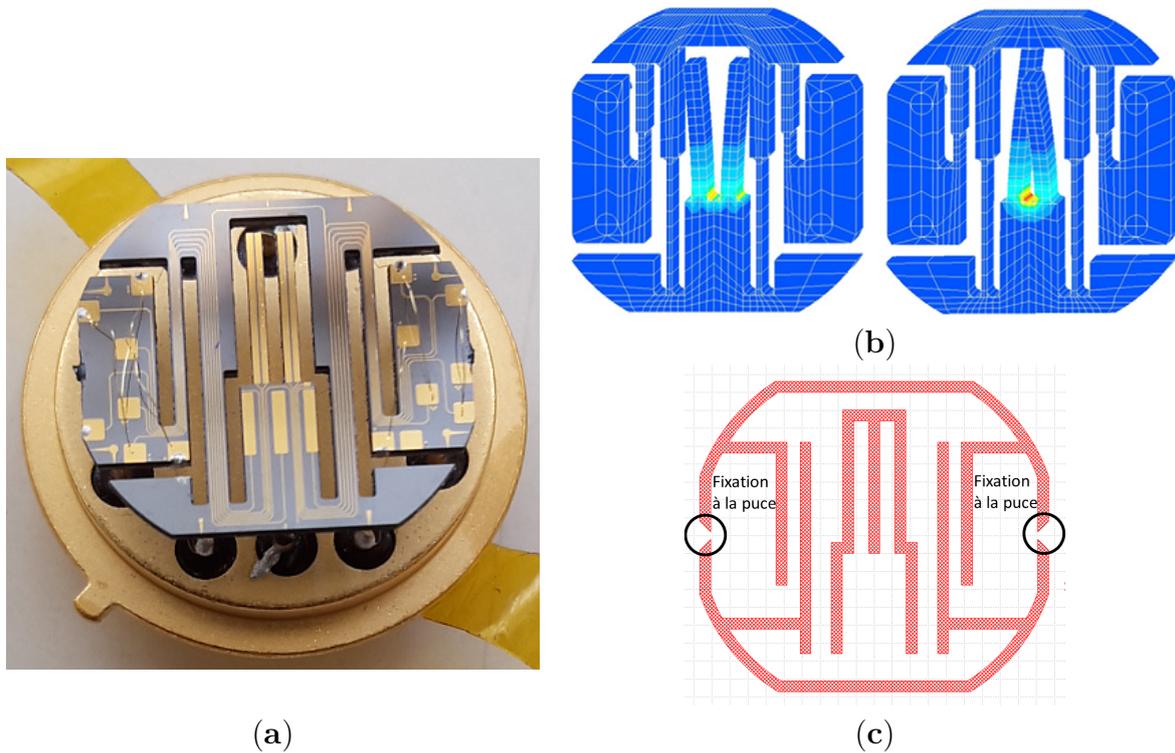


FIGURE 5.6 – (a) Photographie du VIG en GaAs semi-isolant collé sur embase. Sur les zones d’ancrage à gauche et à droite on distingue les points de colle argent créant les connexions entre les faces avant et arrière ainsi que les fils en or fixés par wire-bonding optimisant les connexions électriques pour l’actionnement piézoélectrique. (b) Illustrations des modes pilote (à gauche, flexion dans le plan) et de détection (à droite, flexion hors-plan) [3]. (c) Motif en rouge des tranchées du VIG sur le masque de gravure avec les fixations le rattachant à la puce entourées en noir.

plutôt que de la colle conductrice. Il s’agit d’une machine JFP Microtecnic WB-200 que nous utilisons en mode *wedge bonding* où le fil est cassé après le 2^e point laissant dépasser une queue d’environ 100 μm de longueur. Le problème principal que nous avons rencontré concerne la fixation de l’échantillon. Sur l’appareil elle se fait à l’aide d’un étau, ce qui est peu adapté aux structures fragiles comme nos MEMS. De plus, nos essais ont montré que, lorsqu’ils sont fixés avec un étau, les ultrasons pouvaient briser les résonateurs à cause des vibrations induites. Pour remédier à ce défaut, la structure est collée sur un substrat en silicium à l’aide de la cire Crystalbond 509 avant le câblage. Cette cire est solide à température ambiante et devient liquide, mais visqueuse, autour de 90 °C. Le résonateur n’est plus directement tenu par l’étau, le substrat de silicium joue le rôle d’intermédiaire. La cire Crystalbond 509 possède les avantages, outre celui de coller, de bien se dissoudre dans l’acétone chaud et de rigidifier toute la structure, ce qui la rend résistante mécaniquement aux ultrasons. Elle limite en revanche la température d’utilisation du wire-bonding, sachant qu’une température élevée facilite l’adhésion du fil d’or sur les électrodes. Nos essais ont montré qu’il fallait procéder au câblage à 70 °C pour que la colle reste suffisamment solide et que l’adhésion du fil ait lieu. Les paramètres que nous employons sont les suivants :

- une puissance de 250 mW pour le premier point et de 300 mW pour le deuxième ;
- un temps d’application de 200 ms ;

— une force de 0,3 N.

Le procédé s'est révélé suffisamment précis pour réaliser sur chaque ancrage trois connexions reliant des électrodes Cr/Au (5 nm/200 nm) couvrant une surface de $500 \times 500 \mu\text{m}^2$. Comme visible dans la figure 5.7, les fils se chevauchent à des hauteurs différentes. Comme pour les poutres encastrées-libres, les électrodes latérales n'ont pas été déposées afin de ne pas risquer de court-circuiter les autres électrodes.

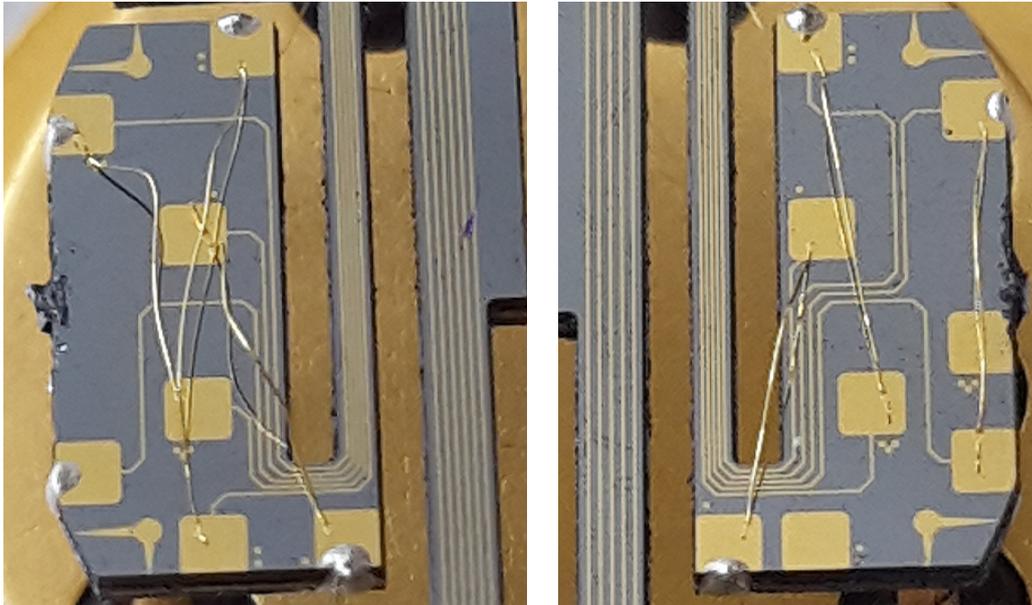


FIGURE 5.7 – Photographies des ancrages gauche et droite du VIG. On reconnaît les connexions horizontales par wire-bonding et les points de colle argent pour les connexions électriques verticales.

Pour le GaAs, les dimensions ont été adaptées à partir du modèle optimisé pour le quartz afin, d'une part, d'avoir les fréquences des deux modes proches mais écartés des autres modes propres parasites (spécification B2) et, d'autre part, que les tranchées aient une largeur de $300 \mu\text{m}$. Sur le masque les poutres du diapason font ainsi $3700 \mu\text{m}$ de long pour $425 \mu\text{m}$ de large. Si on suppose, un peu arbitrairement, que la sous-gravure d'une tranchée est de $15 \mu\text{m}$, c'est-à-dire que sa largeur finale fera $315 \mu\text{m}$, alors les simulations par éléments finis nous indiquent que la fréquence de résonance du mode pilote (12^e mode propre) vaut $20\,520 \text{ Hz}$ et celle du mode de détection (13^e mode propre) $20\,607 \text{ Hz}$. Les fréquences immédiatement supérieure et inférieure valent $14\,356 \text{ Hz}$ et $26\,399 \text{ Hz}$ ce qui donne une marge confortable. La fréquence propre du 1^{er} mode est 2057 Hz soit au-dessus de la limite fixée à 2 kHz . La structure occupe une surface d'environ 1 cm^2 .

5.2.3 Gyromètre triaxial

L'architecture de gyromètre triaxial développée par Iannis Roland puis Adrien Piot mesure les vitesses de rotation dans les trois directions de l'espace [65][1][90][2]. Il occupe une surface générale d'environ 1 cm^2 . Les poutres sensibles mesurent sur le masque $2620 \mu\text{m}$ de long pour $280 \mu\text{m}$ de large. Les fréquences simulées des modes pilote et de détections valent entre $22\,728 \text{ Hz}$ et $22\,856 \text{ Hz}$. Comme pour le VIG, la structure est libérée de la puce en cassant les fixations

à la pointe diamant. Pour suspendre le résonateur, ses quatre ancrages sont collés sur des piliers d'une puce en silicium précédemment fabriquée par RIE. Cette puce est elle-même collée sur deux pastilles piézoélectriques en PZT, l'une en compression-extension selon z et l'autre en cisaillement selon x/y , permettant d'exciter mécaniquement la structure dans les trois directions (voir figure 5.8(a)). Les électrodes latérales ont été déposées comme visible dans la figure 5.8(b).

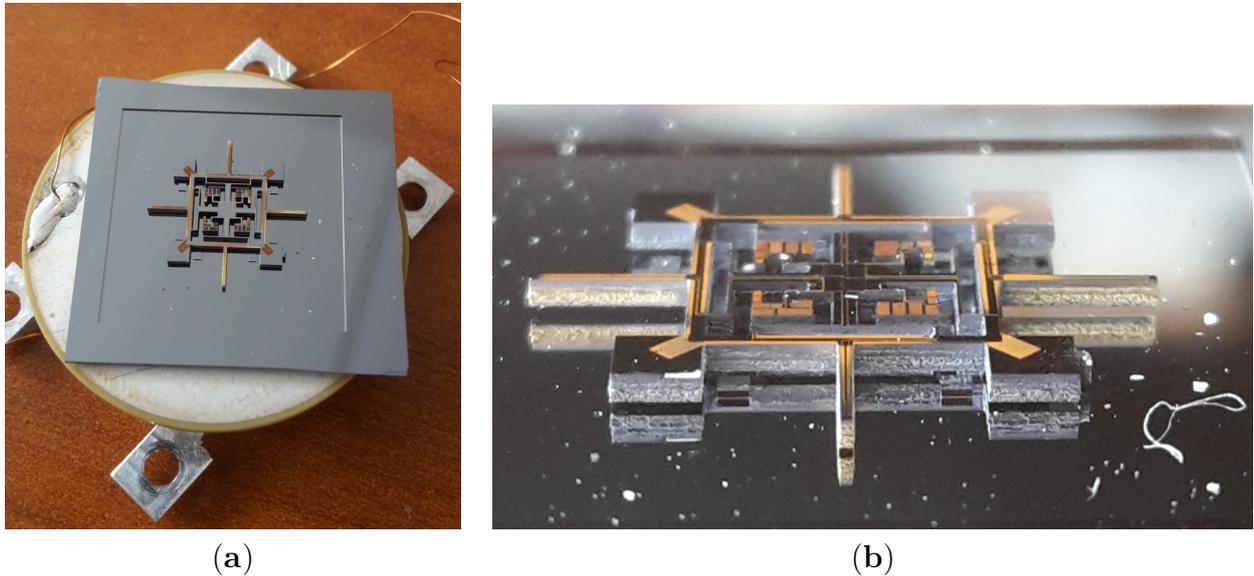


FIGURE 5.8 – (a) Photographie du gyromètre triaxial fixé sur une puce en silicium, elle-même collée sur des pastilles piézoélectriques et un support en aluminium. (b) Photographie en gros plan du gyromètre triaxial où l'on distingue la rugosité des flancs et les électrodes latérales sur les flancs des poutres.

Il s'est avéré que les bras des ancrages ont été cassés entre le collage et les mesures mais que la structure a quand même tenu. Il est probable que la colle soit remontée le long des bras par capillarité avant de sécher ce qui a en quelque sorte compensé les fractures.

5.2.4 Défauts de fabrication

Pour nos structures, deux types de défauts ont été relevés : des sous-gravures auxquelles on pouvait s'attendre vus les profils de gravure du chapitre 3 et des court-circuits des électrodes.

Les dimensions finales des poutres encastrées-libres et des poutres du VIG ont été mesurées avec un microscope binoculaire avec une précision d'environ $2,5\ \mu\text{m}$ (voir tableau 5.2). Pour le VIG, les différences entre les deux poutres du diapason se sont révélées être inférieures à l'incertitude de la mesure, c'est pourquoi nous ne présentons qu'une seule colonne dans le tableau 5.2. Comme l'inclinaison des flancs fait varier les largeurs, ces dernières ont été évaluées en haut et en bas des tranchées en changeant la mise au point du microscope. Pour les longueurs en revanche, les mesures en haut et en bas des tranchées fournissent le même résultat car la sous-gravure et l'inclinaison des flancs agissent dans le même sens à l'encastrement et à l'extrémité de la poutre. La mesure des longueurs quantifie seulement la précision du procédé tandis que la mesure des largeurs évalue également les défauts de gravure : sous-gravure et inclinaison des flancs. On peut voir un exemple de mesure en haut des tranchées de la poutre 3 avec la figure

5.5(c). Dans la suite pour les simulations par éléments finis utilisant des dimensions réalistes, et non celles du masque, nous nous servons des dimensions mesurées en bas des tranchées.

	Poutres encastrées-libres						VIG Tranchée : 300 μm
	Tranchée : 300 μm			Tranchée : 260 μm			
	1	2	3	4	5	6	
Largeur sur le masque l (μm)	295	358	295	280	343	280	425
Largeur en bas l_b (μm)	275	330	270	264	308	247	410
Sous-gravure $(l - l_b)/2$ (μm)	10	14	12,5	8	17,5	16,5	7,5
Largeur en haut l_h (μm)	233	297	218	196	253	182	330
Retrait dû à l'inclinaison $(l_b - l_h)/2$ (μm)	21	16,5	26	34	27,5	32,5	40
Longueur sur le masque (μm)	3000	2620	2130	3000	2620	2130	3700
Écart de longueur mesuré (μm)	-5	3	0	-15	-10	-14	11

TABLE 5.2 – Dimensions des poutres encastrées-libres et des poutres du VIG. Les largeurs des tranchées sur le masque sont également indiquées.

On peut définir la sous-gravure par la demi-différence entre les dimensions du masque et les dimensions en bas des tranchées et, de même, le retrait dû à l'inclinaison des flancs par la demi-différence entre les dimensions en bas des tranchées et les dimensions en haut. Il faut diviser les résultats du tableau par deux car ces défauts agissent des deux côtés d'une poutre. On constate alors pour ces deux paramètres qu'ils dépendent de la largeur des tranchées, ce qui est cohérent avec l'ARDE observée pour la gravure sèche. Ils sont plus élevés pour les tranchées de 260 μm que pour les tranchées de 300 μm . Ils connaissent également une dispersion relativement importante, phénomène aussi visible pour les longueurs mesurées. Cette dispersion est causée par l'aspect un peu aléatoire du retrait du masque en résine et du décrochage de la couche de passivation. Elle est probablement renforcée par la sensibilité de la gravure au micro-loading qui fait varier localement les conditions de gravure en fonction de la densité des motifs.

Au vu des résultats de sous-gravure des poutres 5 et 6, la largeur de la poutre 4 a probablement été mal mesurée : elle est surestimée. Cela est sûrement dû à une délamination des flancs plus importante sur cette poutre que sur les autres qui fausse la mesure en bas des tranchées. Cette hypothèse est cohérente avec les photos du microscope binoculaire bien que difficile à confirmer sans mesures complémentaires.

Le deuxième souci qui a été rencontré est le court-circuit des électrodes supérieures et inférieures pour les résonateurs dont les électrodes latérales ont été déposées. On peut voir dans la figure 5.9 un exemple de mesure d'impédance motionnelle pour un VIG aux électrodes court-circuitées. La résistance parallèle étant six fois plus petite que la résistance motionnelle à cause de ce court-circuit, elle déforme le signal et limite la qualité de l'ajustement numérique. Dans ce cas de figure, on voit qu'il est quand même possible d'extraire la fréquence de résonance et le facteur de qualité avec une précision d'environ 5%. Toutefois si la résistance parallèle est vraiment basse, elle aplatit tellement les courbes d'impédance que la résonance devient indétectable, surtout si le facteur de qualité n'est pas élevé. Par la suite le VIG ayant fourni les courbes de la figure 5.9 a été cassé avant d'avoir pu être caractérisé sous vide et il a donc été exclu des résultats.

L'origine de ces courts-circuits n'a pas pu être déterminée. Vu la très faible valeur de R_p , il semble peu probable que ce soit un résidu de film sec qui génère le contact électrique. Il s'agit peut-être d'un mince dépôt métallique mal placé bien qu'il ne soit pas visible au microscope.

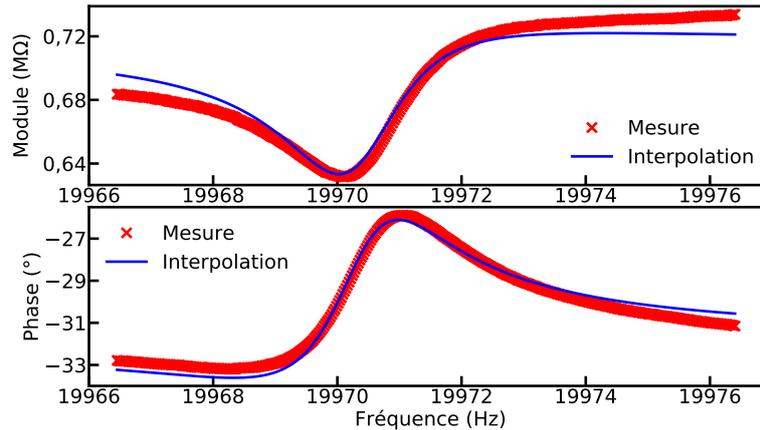


FIGURE 5.9 – Mesure et ajustement numérique à pression atmosphérique du module et de la phase de l'impédance du mode pilote d'un VIG aux électrodes court-circuitées ($R_m = 5,15 \text{ M}\Omega$, $L_m = 384 \text{ kH}$, $C_m = 165,5 \text{ aF}$, $C_p = 5,88 \text{ pF}$, $R_p = 0,842 \text{ M}\Omega$, $f_0 = 19\,970 \text{ Hz}$, $Q = 9346$).

Nos tentatives de faire griller l'éventuelle paillette métallique responsable du court-circuit en appliquant un courant électrique élevé n'ont pas abouti.

En conséquence les électrodes latérales n'ont pas été déposées sur les flancs des poutres du VIG et des six poutres encastrées-libres. Il a été possible de les caractériser par mesure de l'impédance motionnelle mais seules les flexions dans le plan ont pu être mesurées. Pour le gyromètre triaxial, les électrodes latérales avaient été déposées avant que l'on se rende compte de l'existence des courts-circuits. Ses modes propres ont donc été caractérisés à l'aide des mesures par interférométrie et stroboscopie dans le plan.

5.3 Fréquences de résonance

Les fréquences de résonance ont été mesurées à température ambiante puis, pour les poutres encastrées-libres, des paliers de température ont été appliqués pour évaluer les évolutions. Les mesures à température ambiante sont comparées aux prédictions théoriques des simulations par éléments finis. Il s'agit de simulations modales sans amortissement.

5.3.1 Mesures à température ambiante

Les fréquences mesurées sont présentées dans le tableau 5.3. Comme attendu, les fréquences de résonance des poutres diffèrent fortement de celles présentées dans le tableau 5.1 utilisant la formule analytique (5.3). L'encastrement n'est pas assez rigide. En plus des fréquences mesurées, nous présentons dans le tableau 5.3 les résultats de simulations par éléments finis.

Poutres encastrées-libres Nous donnons les fréquences de résonance pour deux jeux de dimensions : celles mesurées en bas des tranchées à la loupe binoculaire (voir tableau 5.2) à la ligne « f_0 simulée » et celles issues du masque (voir tableau 5.1) à la ligne « f_0 d'après le masque ». On constate que les simulations avec les dimensions mesurées sont plus proches de la réalité et que les erreurs relatives sont toutes positives, c'est-à-dire que le modèle surestime la fréquence de résonance. Pour les fréquences avec les dimensions du masque, on retrouve

Poutres	Numéro	1	2	3	4	5	6
	f_0 mesurée (Hz)	20 386	31 183	37 686	18 381	29 167	35 077
	f_0 simulée (Hz)	21 374	32 543	40 353	<i>20 511</i>	30 414	36 949
	Erreur relative (%)	4,6	4,2	6,6	<i>10,4</i>	4,1	5,1
	f_0 d'après le masque (Hz)	23 009	35 070	43 874	21 949	33 805	41 993
	Erreur relative (%)	11,4	11,1	14,1	16,3	13,7	16,5
VIG	Mode propre	Pilote					
	f_0 mesurée	19 443 Hz					
	f_0 simulée	20 696 Hz					
	Erreur relative	6,1 %					
Triaxial	Modes propres	Pilote	Z	X	Y		
	f_0 mesurée (Hz)	21 474	22 352	23 353	23 733		
	f_0 attendue (Hz)	22 787	22 855	22 728	22 728		
	Erreur relative (%)	5,8	2,2	-2,7	-4,4		

TABLE 5.3 – Fréquences de résonance mesurées et simulées par éléments finis. Pour les poutres, les simulations prennent en compte successivement les dimensions mesurées et les dimensions du masque (sans sous-gravure). La fréquence obtenue pour la poutre 4 (en rouge italique) est suspecte et laisse entendre qu'il y a eu une erreur de mesure des dimensions. Pour le VIG, on se sert seulement des dimensions mesurées pour la simulation tandis que, pour le gyromètre triaxial, on ajoute une sous-gravure estimée à 20 μm (réduction de la largeur de 40 μm) aux dimensions du masque.

comme pour les mesures de dimensions, une légère corrélation entre la largeur des tranchées et les erreurs relatives. Ces dernières étant un peu plus grandes pour les tranchées de 260 μm (poutres 4 à 6). L'erreur relative de la poutre 4 avec les dimensions mesurées (10,4 % en rouge italique) est plus élevée que pour les autres poutres. Elle semble de fait suspecte puisqu'un tel écart n'est pas visible avec les dimensions du masque (16,3 % comparable avec la poutre 6). Cela confirme qu'il y a eu une erreur de mesure de la largeur de la poutre 4 (probablement à cause de la délamination des flancs, voir section 5.2.4).

VIG Nous nous contentons pour cette structure de calculer la fréquence simulée avec les dimensions mesurées. On constate que, pour les dimensions mesurées, les erreurs relatives des modes de flexion dans le plan (poutres et VIG) sont relativement homogènes, comprises entre 4 % et 7 % si on exclut la poutre 4. Comme on a utilisé les dimensions mesurées en bas des tranchées, on peut considérer qu'on a retranché la sous-gravure et que les différences restantes sont dues aux autres défauts, notamment l'inclinaison des flancs. Des simulations ont été conduites en ajoutant des chanfreins sur les arêtes supérieures des tranchées pour essayer de modéliser l'inclinaison des flancs (voir figure 5.10). Elles ont effectivement permis de diminuer les fréquences simulées, ce qui est cohérent avec une réduction en moyenne de la largeur de la poutre vibrante comme visible dans l'équation (5.3). En revanche les chanfreins ajoutés pour retrouver les fréquences mesurées avaient des dimensions plus importantes que celles relevées sur les structures. Cela signifie que notre modèle est trop simple pour décrire réellement le flanc de tranchée après gravure et qu'il faudrait probablement ajouter d'autres défauts tels que la délamination du flanc et la présence d'un pied en bas de tranchée.

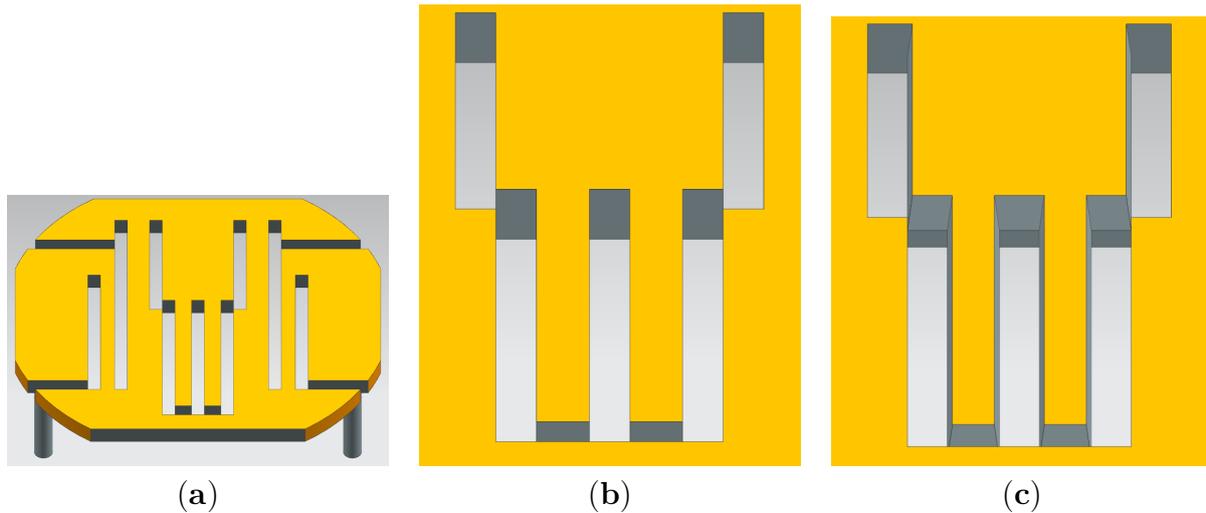


FIGURE 5.10 – Modèles du VIG : (a) structure entière avec des flancs verticaux, (b) zoom sur le diapason avec des flancs verticaux et (c) zoom sur le diapason avec des chanfreins sur le haut des flancs pour les incliner.

Gyromètre triaxial Pour ce dernier, les dimensions de la structure n’ont pas été mesurées. Les simulations ont été faites avec une sous-gravure estimée à $20\ \mu\text{m}$, ce qui correspond à une réduction de la largeur des poutres de $40\ \mu\text{m}$. Cette valeur est celle employée par Adrien Piot dans sa thèse [2] et elle est en accord avec les valeurs de sous-gravure relevées pour les tranchées de $260\ \mu\text{m}$ de large (voir poutres 5 et 6 tableau 5.2). On constate là-aussi une surestimation des fréquences de résonance des modes de flexion dans le plan (pilote et Z) bien que pour le mode pilote il s’agisse d’une déformation du cadre et pas d’une poutre encastree. En revanche on observe un mouvement inverse des modes de flexion hors-plan (X et Y) dont les fréquences sont plus élevées que la simulation. Une telle tendance est plutôt négative puisqu’elle complique l’appariement des fréquences (spécification B2). Nos mesures de fréquences sont inférieures à celle relevées par Adrien Piot autour de $26\ \text{kHz}$ pour son échantillon de gyromètre triaxial mais sont assez proches des valeurs théoriques fournies par Iannis Roland [1].

S’il était prévisible que les défauts de gravure aient un impact sur les fréquences de résonance, nos mesures et nos simulations mettent tout de même en lumière deux problèmes principaux : la dispersion des erreurs en général et l’interférence des modes parasites pour le gyromètre triaxial.

- Un décalage constant des fréquences, c’est-à-dire une valeur d’erreur relative identique pour tous les modes entre mesures et simulations, ne dégraderait pas les performances des résonateurs s’il restait faible. En effet, il conserverait l’écart entre les fréquences des modes pilote et de détection et serait simplement pris en compte lors de la phase de conception afin d’être compensé. La limitation est en fait induite par la dispersion des fréquences qui empêche leur contrôle. Pour les flexions dans le plan des poutres encastrees-libres, on observe ainsi une dispersion de 3 points de pourcentage des erreurs relatives (comprises en 4 % et 7 %).
- Pour le VIG, cette dispersion dégrade la bande passante et le facteur d’échelle et nuit à la modélisation puisqu’on ne peut pas vraiment prédire les performances. Mais elle n’empêche pas le gyromètre diapason de fonctionner. Pour le gyromètre triaxial en revanche, elle entraîne l’apparition de modes parasites entre les modes d’intérêt. Alors qu’en théorie

les quatre modes pilote, X, Y et Z sont censés se suivre si on trie les modes propres par fréquence croissante, nous avons détecté trois modes venant s'intercaler entre le mode pilote (21 474 Hz) et le mode Z (22 352 Hz) à 21 762 Hz, 21 969 Hz et 22 000 Hz. Il s'agit de modes de flexion des poutres sensibles dans le plan qui viennent perturber le fonctionnement du gyromètre (voir figure 5.11). Il semble peu probable de pouvoir réaliser des mesures inertielles avec de tels modes parasites. Au vu de l'architecture du gyromètre triaxial, ce problème était à craindre, contrairement au VIG qui possède une marge conséquente entre ses modes pilote et de détection. Il faut donc réduire considérablement la dispersion des fréquences.

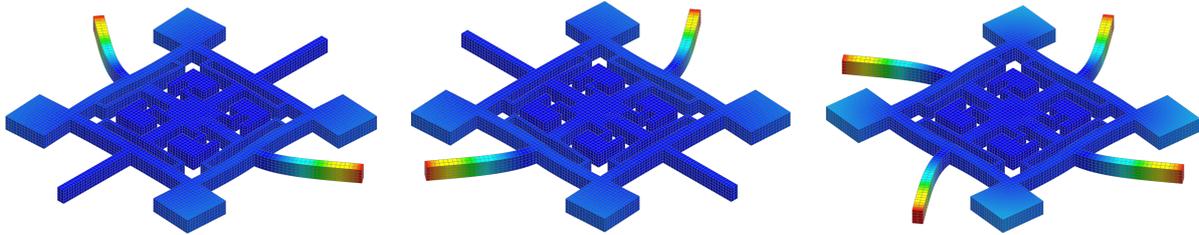


FIGURE 5.11 – Simulations par éléments finis des modes parasites dont les fréquences de résonance sont proches de celles des modes d'intérêt.

5.3.2 Variation en fonction de la température

La variation de la température fait évoluer les longueurs et les modules d'Young d'un matériau. En conséquence la fréquence de résonance d'un mode propre dépend de la température. Pour une poutre encastree-libre on peut se servir de la formule (5.3) pour calculer la dépendance linéaire (1^{er} ordre, voir section 1.3.2) autour de 25 °C.

$$\lambda = \frac{1}{f_0} \frac{\partial f_0}{\partial T} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{E} \frac{\partial E}{\partial T} + \alpha \right) \quad (5.4)$$

où α est le coefficient de dilatation thermique (6,4 ppm.K⁻¹). La variation linéaire du module d'Young en fonction de la température dépend de l'orientation de la poutre. Pour une poutre dans la direction $\langle 110 \rangle$ ⁴ elle vaut -109,5 ppm.K⁻¹. À l'aide de la formule (5.4) on trouve $\lambda = -51,5$ ppm.K⁻¹. C'est la valeur théorique calculée pour des diapasons [56], qui sont sujets en flexion à du cisaillement à la base des poutres. Cette valeur théorique est donc crédible pour nos poutres même si la formule (5.3) ne peut pas leur être appliquée pour déterminer la fréquence de résonance à cause d'un encastrement trop lâche.

Pour une poutre en flexion, on constate que λ dépend principalement du module d'Young ; le coefficient de dilatation thermique représente moins de 10 % de la valeur finale. Cela signifie que les défauts de fabrication, qui affectent la géométrie de la poutre et notamment la forme de sa coupe qui n'est plus vraiment rectangulaire, ont peu d'impact sur λ . Ce dernier dépend surtout du matériau.

Pour mesurer cette dépendance de la fréquence de résonance à la température, une sonde de température PT1000 a été ajoutée près des poutres (voir figure 5.5(a)). Ces mesures ont été

4. Le coefficient peut être calculé directement à l'aide des coefficients du GaAs (001) [45] après rotation de la matrice d'élasticité.

faites dans une enceinte à pression atmosphérique pour améliorer la conduction thermique. À cause de la rupture d'un fil de connexion en or, les mesures n'ont pas pu être effectuées sur la poutre 1. Des paliers de température d'environ 15 °C ont été appliqués entre 26 °C et 100 °C. À chaque fois nous avons laissé la température se stabiliser avant de relever les fréquences de résonance. Nos résultats sont présentés dans le tableau 5.4.

Numéro de poutre	2	3	4	5	6
Coefficient λ (ppm.K ⁻¹)	-58,3	-57,6	-58,7	-58,3	-57,6

TABLE 5.4 – Coefficients de dépendance linéaire de la fréquence de résonance à la température mesurés pour les poutres 2 à 6 entre 26 °C et 100 °C.

Les coefficients mesurés changent peu d'une poutre à l'autre. Cela confirme notre hypothèse qu'ils dépendent surtout du matériau, à savoir le GaAs semi-isolant. La valeur moyenne mesurée, environ égale à -58 ppm.K⁻¹, est légèrement différente de la valeur théorique. Cela pourrait être dû au dopage. L'impact du dopage sur la dépendance de la fréquence de résonance à la température est un phénomène qui a déjà été observé pour le silicium [58]. Pour des doubles diapasons dans la direction $\langle 100 \rangle$, ce coefficient a été mesuré à -25 ppm.K⁻¹ pour du GaAs dopé au carbone [65] (résistivité d'environ 280 MΩ.cm à 25 °C) contre une valeur théorique de -59 ppm.K⁻¹. Pour des diapasons dans la direction $\langle 110 \rangle$, il a été mesuré à -52,5 ppm.K⁻¹ pour du GaAs non-dopé (résistivité d'environ 20 MΩ.cm à 25 °C) [56]. Dans notre cas nous utilisons du GaAs non-dopé mais avec une résistivité d'environ 150 MΩ.cm à 25 °C.

5.4 Facteurs de qualité

Le facteur de qualité Q d'un résonateur (voir section 1.2.1) peut être décomposé en plusieurs contributions, chacune correspondant à un terme différent de dissipation de l'énergie [172]. Dans notre cas on en identifie trois prépondérants : Q_{air} associé aux frottements de l'air, Q_{thermo} associé aux pertes thermoélastiques correspondant aux échanges de chaleur irréversibles (voir section 1.3.2) et Q_{supp} associé aux pertes aux ancrages correspondant à l'énergie qui fuit dans le support. Tous les autres facteurs de pertes sont regroupés sous l'appellation Q_{autres} qui inclut notamment les défauts de gravure qui perturberaient la résonance. Si on considère que tous ces termes de perte sont indépendants alors ils sont reliés au facteur de qualité global Q par l'équation suivante.

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{air}} + \frac{1}{Q_{thermo}} + \frac{1}{Q_{supp}} + \frac{1}{Q_{autres}} \quad (5.5)$$

L'équation (5.5) montre que Q est limité par sa contribution la plus faible qui est idéalement Q_{thermo} . L'objectif de la mesure de Q est de déterminer Q_{autres} afin de quantifier la limite de Q imposée par les défauts de gravure et donc par le procédé de fabrication. Comme il n'est pas possible de caractériser séparément les contributions, nous les rendons négligeables ou nous les modélisons pour connaître leur valeur.

- En effectuant nos mesures dans une enceinte sous vide, à une pression inférieure à 10⁻³ mbar, nous éliminons les frottements de l'air ce qui fait tendre Q_{air} vers $+\infty$ et le rend donc négligeable d'après l'équation (5.5).
- De la même manière un bon découplage des parties vibrantes du résonateur avec les ancrages rend Q_{supp} très élevé. Un minorant de sa valeur peut être estimé à l'aide d'une

simulation par éléments finis en calculant la densité d'énergie de déformation du mode propre pour un cycle et en considérant que toute l'énergie présente au niveau des ancrages est perdue car transmise au support. Le minorant de Q_{supp} correspond au rapport entre l'énergie totale en un cycle et l'énergie dissipée. Il est difficile de modéliser plus précisément les pertes aux ancrages car la quantité d'énergie transmise à chaque cycle n'est pas connue.

- À moins de changer les dimensions de la structure, il n'est pas possible pour une poutre en flexion de rendre les pertes thermoélastiques négligeables. Or les dimensions des poutres sont fixées pour répondre aux besoins du capteur inertiel. Si les modèles analytiques tels que celui de Zener [53] manquent de précision, Q_{thermo} se calcule bien par éléments finis [55][91].

Les pertes par frottements viscoélastiques dues aux électrodes métalliques présentes sur les poutres en flexion sont parfois suffisamment importantes pour limiter le facteur de qualité global [3]. Néanmoins dans notre cas, le volume important des poutres comparativement aux électrodes et les valeurs peu élevées des Q_{thermo} rendent ces pertes viscoélastiques négligeables.

Poutres encastrées-libres Sous vide, des facteurs de qualité compris entre 7600 et 21 000 ont été mesurés, dont trois au-dessus de 18 000 (poutres 3, 5 et 6). Pour ces derniers cas, il s'agit de valeurs assez élevées pour des poutres encastrées-libres. Toutefois, en-dehors du fait que $Q_{autres} > 21\,000$, aucune information supplémentaire ne peut être extraite de ces mesures car nous ne pouvons pas négliger Q_{supp} . En effet, il n'y a pas de cadre de découplage autour des poutres et donc la transmission d'énergie au support est probablement importante.

Triaxial Q est mesuré sous vide à 11 000 pour les modes X, Y et Z et à 7000 pour le mode pilote. Bien que ces valeurs soient plus grandes d'un ordre de grandeur que celles obtenues précédemment par Adrien Piot [2], elles restent inférieures à Q_{thermo} . Ce dernier varie beaucoup entre les modes car, pour une fréquence quasiment identique, l'épaisseur vibrante vaut 100 μm pour le mode pilote (flexion des fines suspensions du cadre), 240 μm pour le mode Z (flexion dans le plan des poutres sensibles) et 450 μm pour les modes X et Y (flexion hors-plan des poutres). Les simulations par éléments finis donnent ainsi un Q_{thermo} à 15 000 pour le mode pilote, 28 000 pour le mode Z et 150 000 pour les modes X et Y, du même ordre de grandeur que le modèle de Zener (voir figure 1.14). La limitation des facteurs de qualité provient probablement du support. Théoriquement, les simulations indiquent que Q_{supp} est supérieur à 10^6 pour les modes d'intérêt mais, pour notre résonateur, il est possible que la fracture des bras d'ancrage ait dégradé le découplage. Si on relance les calculs de Q_{supp} en imposant un encastrement au niveau des bras d'ancrage, pour simuler les fractures et les collages des bras (voir figure 5.12(a)), on trouve des valeurs de Q_{supp} environ dix fois plus faibles. Comme on ne connaît pas les conditions de collage, les simulations ne peuvent pas vraiment être plus précises. On ne peut donc pas, là non plus, récupérer des informations sur Q_{autres} .

VIG Le facteur de qualité du mode pilote est mesuré sous vide à 50 000. Cette fois, on peut considérer que Q_{supp} est bien négligeable car la structure globale n'a pas été affectée pendant la fabrication. Q_{thermo} est calculé par éléments finis à 62 000 (voir figure 5.12(b)) et cette valeur ne change pas même si on ajoute une inclinaison des flancs pour simuler en partie les défauts de gravure. À l'aide de l'équation (5.5), on obtient donc $Q_{autres} = 1 / (1/Q - 1/Q_{thermo}) \approx 260\,000$. Il s'agit de la limite fixée par les défauts de gravure. Par rapport à notre objectif d'obtenir des

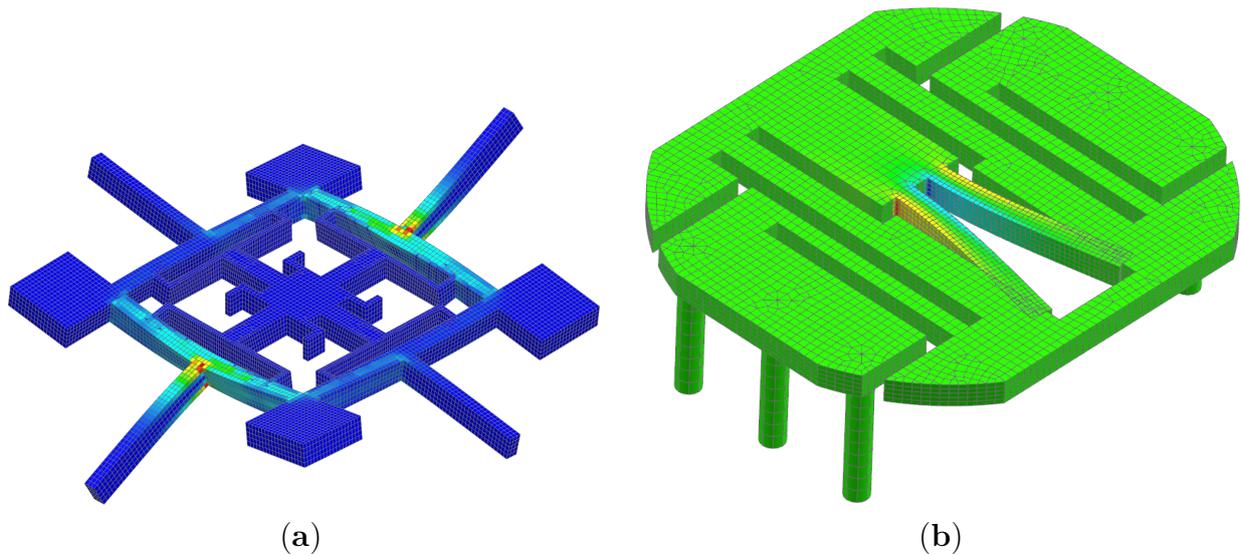


FIGURE 5.12 – (a) Modélisation par éléments finis de l'énergie de déformation du mode X du gyromètre traxial sans ses ancrages. (b) Modélisation par éléments finis de l'écart de température dû à la thermoélasticité pour le mode pilote du VIG. Les zones plus chaudes que la moyenne, là où il y a de la compression, sont en rouges et les zones plus froides, là où il y a de l'extension, sont en bleues.

facteurs de qualité supérieurs à 100 000 (spécifications B10 et B11), Q_{autres} reste non négligeable. Néanmoins, il est suffisamment élevé pour qu'avec d'autres dimensions donnant un Q_{thermo} plus grand ($Q_{thermo} > 160\,000$) il soit possible d'atteindre nos objectifs. Ce résultat obtenu avec un procédé non optimal est encourageant pour l'avenir. Par ailleurs, en l'état, des facteurs de qualité à 50 000 permettent de faire des mesures inertielles.

5.5 Résistivités

Comme pour tous les semiconducteurs, la résistivité du GaAs décroît de manière exponentielle quand la température augmente. Logiquement, la résistance parallèle R_p suit la même tendance. Comme pour les fréquences de résonance, R_p a été mesuré à différents paliers de température pour les poutres encastrées-libres numérotées de 2 à 6. La figure 5.13 présente les valeurs de R_p en fonction de la température avec une échelle semi-logarithmique. Un ajustement exponentiel générique, prenant en compte tous les points de mesure des cinq poutres, a été calculé.

Lors d'une flexion, des charges piézoélectriques apparaissent en proportion sur les électrodes de détection. Une fois ces charges existantes, le temps caractéristique pour que le condensateur formé par les électrodes se décharge, c'est-à-dire que les charges piézoélectriques soient compensées par des charges libres, vaut $2\pi R_p C_p$. En effet, plus R_p diminue, plus le courant de fuite entre les électrodes de détection est important. Comme les charges piézoélectriques sont générées à la fréquence de résonance f_0 , on considère que la condition à respecter pour les mesurer est la suivante.

$$R_p \geq \frac{1}{2\pi f_0 C_p} \quad (5.6)$$

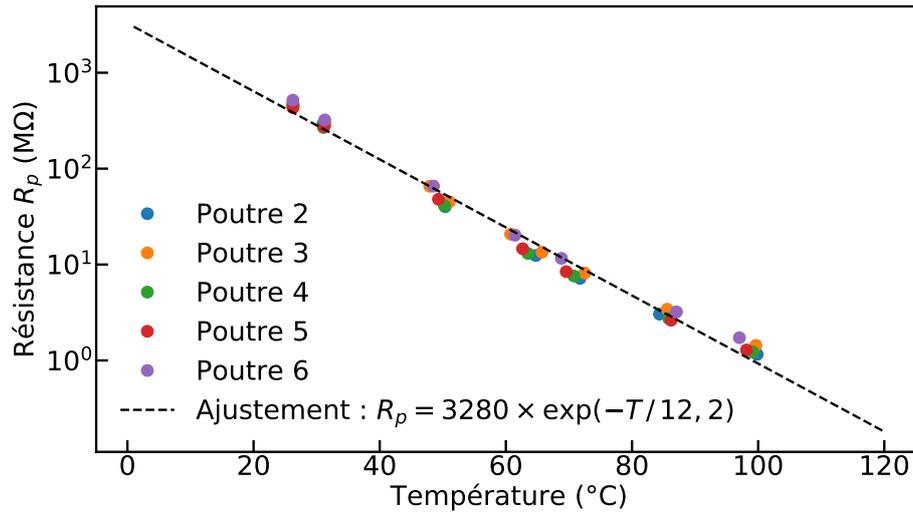


FIGURE 5.13 – Mesures de la résistance parallèle R_p des poutres encastrées-libres numéros 2 à 6 à différentes températures. Un ajustement exponentiel prenant en compte tous les points de mesures a été calculé.

Si la résistance parallèle devient inférieure à la limite fixée par l'équation (5.6), les charges disparaissent plus vite qu'elles n'apparaissent. La branche motionnelle est en quelque sorte court-circuitée par la résistance parallèle.

Comme R_p décroît avec la température, on souhaite calculer la température maximale T_m de fonctionnement du résonateur piézoélectrique à l'aide de l'expression (5.6) et de l'ajustement reliant R_p à T (voir figure 5.13). Pour les poutres encastrées-libres avec une configuration non-optimale des électrodes (voir section 5.2.1), C_p a été mesuré à peu près constant dans la plage de température utilisée et est compris entre 0,3 pF et 0,45 pF. T_m vaut donc environ 60 °C pour les fréquences de résonance basses autour de 20 kHz et 70 °C pour les fréquences de résonance supérieures à 30 kHz.

Comme T_m n'est pas sensible à la configuration des électrodes, mais seulement à la dépendance de la résistivité à la température, ce résultat est également valide pour le VIG. Ainsi la limite en température pour la détection et l'actionnement piézoélectriques de résonateurs en GaAs non-dopé est mesurée à 60 °C. Cette valeur est cohérente avec des mesures précédentes de la littérature [56][65].

5.6 Conclusion

Nos caractérisations ont démontré la possibilité de fabriquer des résonateurs MEMS piézoélectriques en GaAs semi-isolant par DRIE. Elles ont aussi validé la mise en résonance de ces structures par actionnement piézoélectrique, ce qui correspond en partie à la spécification B3⁵. À notre connaissance, une telle mesure électrique est une première pour des résonateurs en GaAs semi-isolant usinés par DRIE. Toutefois, ces caractérisations ont également mis en lumière les limites de nos réalisations. Ces limites sont de deux sortes : causées par le procédé ou intrinsèques au GaAs semi-isolant. La dispersion des fréquences de résonance et le plafond maximum du facteur de qualité trouvent leur origine dans les défauts de gravure, tandis que la

5. Le mode pilote doit être excité efficacement et l'amplitude du mode de détection doit être mesurée.

sensibilité de la fréquence de résonance à la température et la température maximale d'exploitation de l'effet piézoélectrique sont dues aux propriétés du GaAs semi-isolant, en l'occurrence la sensibilité du module d'Young à la température et la résistivité.

5.6.1 Limites dues au procédé

Les modifications de l'architecture des résonateurs dues aux défauts de gravure qui altèrent les performances (fréquence de résonance et facteur de qualité) semblent être de deux types : constantes ou aléatoires. Au vu des observations du chapitre 3, les modifications constantes seraient causées par le retrait du masque et concerneraient donc la sous-gravure et l'inclinaison des flancs, tandis que les modifications aléatoires seraient dues au décrochage de la couche de passivation et à la brisure du fond de tranchée. Ces deux derniers phénomènes ont une faible répétabilité et influent malheureusement sur tous les défauts : sous-gravure, inclinaison des flancs, rugosité et pied de tranchée.

On a vu que les modifications constantes diminuent les fréquences de résonance dans le plan par rapport aux prédictions des simulations par éléments finis. À l'aide des poutres encastées-libres, cette diminution a été quantifiée en moyenne à 12,2% pour les tranchées de 300 μm et à 15,5% pour les tranchées de 260 μm . En prenant en compte la sous-gravure dans les simulations, on arrive à éliminer les différences de résultats entre les deux largeurs de tranchée. La seule modification constante restante est l'inclinaison des flancs qui crée une diminution de la fréquence de résonance de 5% en moyenne⁶. On en déduit alors que les modifications aléatoires génèrent une dispersion des fréquences de trois points de pourcentage.

Si ces valeurs nécessiteraient des mesures sur un plus grand nombre d'échantillons pour être confirmées, elles permettent tout de même de tirer une première conclusion : en terme de fréquence de résonance des flexions dans le plan, la limitation la plus importante est la dispersion des fréquences. En effet, si elles ne sont pas trop importantes, des erreurs constantes peuvent être compensées au moment de la conception, soit en prévoyant des fréquences de résonance plus grandes pour anticiper leur baisse, soit en dimensionnant des poutres plus larges pour compenser la sous-gravure. La dispersion de trois points de pourcentage en revanche est seulement dépendante du procédé de fabrication et elle empêche pour l'instant de tenir la spécification B2 concernant le contrôle des fréquences des modes pilote et de détection. Ainsi trois modes parasites ont été détectés pour le gyromètre triaxial entre le mode pilote et le mode Z à cause de la dispersion des fréquences. Il est donc inévitable d'améliorer le procédé pour réduire les défauts de gravure ce qui vient confirmer *a posteriori* les développements technologiques proposés dans le chapitre 3. Théoriquement, avec le nouveau masque de gravure bicouche résine sur silice, la diminution constante et la dispersion des fréquences de résonance devraient être moindres.

Les autres critères dépendants de l'architecture finale, et donc de la précision du procédé de fabrication, ont fait l'objet de trop peu de mesures pour en tirer des conclusions générales mais ils donnent des tendances. À l'inverse des fréquences dans le plan, les fréquences hors-plan mesurées sur le gyromètre triaxial sont plus grandes que les prédictions mais l'écart, d'environ 3,6%, est similaire. Le facteur de qualité maximal a été mesuré à 50 000 sous vide pour le mode pilote du VIG. Grâce au découplage efficace et à la simulation par éléments finis du Q_{thermo} , on estime que les défauts de fabrication limitent le facteur de qualité à 260 000. Cette valeur est suffisamment élevée pour tenir les spécifications B10 et B11. On note également que si la

6. On ne prend pas en compte la poutre 4 qui a probablement été l'objet d'une erreur de mesure.

détection piézoélectrique du mode de détection avait été possible, un facteur de qualité à 50 000 pour le mode pilote aurait été suffisant pour réaliser des mesures inertielles. En toute logique le nouveau masque de gravure devrait également améliorer ces paramètres.

5.6.2 Limites dues au matériau

Les deux paramètres dépendants du matériau qui ont été caractérisés sont finalement cohérents avec les valeurs présentées dans la littérature. La sensibilité de la fréquence de résonance à la température a été mesurée à environ -58 ppm.K^{-1} . De son côté, la température maximale pour pouvoir utiliser l'effet piézoélectrique a été caractérisée à 60°C si la fréquence de résonance vaut 20 kHz. Cette limite peut être repoussée en élevant la fréquence ou en se servant d'un GaAs plus isolant, c'est-à-dire avec une résistivité plus grande. Dans les deux cas, le dopage du GaAs semble jouer un rôle et pourrait être une variable d'ajustement pour améliorer les valeurs.

5.6.3 Comparaisons

Iännis Roland dans sa thèse a caractérisé un double diapason orienté dans la direction $\langle 100 \rangle$ réalisé par gravure humide verticale d'un wafer de GaAs semi-isolant [65][1]. On a vu dans le chapitre 3 que la gravure humide offre théoriquement moins de liberté. À la différence de la gravure DRIE-ICP que nous utilisons, les tranchées ne peuvent être orientées que dans les directions perpendiculaires $\langle 100 \rangle$ et $\langle 010 \rangle$ et le rapport d'anisotropie vaut 0 ce qui limite la miniaturisation des structures. De plus, les angles droits entre les flancs sont fortement arrondis à cause des plans cristallins. Néanmoins, même si nos résonateurs n'auraient pas pu être fabriqués par gravure humide, il s'agit de la méthode de gravure profonde concurrente de la DRIE et il est intéressant de comparer entre eux des résonateurs issus des deux procédés.

- En prenant en compte la sous-gravure attendue, qu'il est possible de prédire théoriquement pour la gravure humide, Iännis Roland a mesuré un écart relatif d'environ 4,5 % entre la fréquence de résonance visée et celle mesurée. On peut s'attendre à la même précision pour notre procédé (sans le nouveau masque de gravure) si on calibre la sous-gravure. Il s'agit d'ailleurs des erreurs observées pour le VIG et le gyromètre triaxial qui n'ont pas eu de double gravure comme les poutres encastrées-libres et qui ont donc une sous-gravure plus proche de celle attendue.
- Pour un double diapason, une variation de la largeur des poutres avec un écart-type de $11,5 \mu\text{m}$ est constatée. Si on considère les résultats pour une même largeur de tranchée, on observe une variation moindre de la sous-gravure (sans prendre en compte l'inclinaison des flancs) pour notre procédé, avec un écart-type inférieur à $5 \mu\text{m}$ pour les poutres encastrées-libres. Pour le VIG, qui n'a pas eu la double gravure, la différence de largeur entre les deux poutres du diapason est même inférieure à $2,5 \mu\text{m}$, l'incertitude de mesure de la loupe binoculaire.
- Les doubles diapasons réalisés par gravure chimique donnent au maximum sous vide un facteur de qualité de 136 000 pour une flexion dans le plan, ce qui est supérieur au 50 000 mesuré pour notre VIG. Toutefois pour le double diapason la largeur des poutres vaut $750 \mu\text{m}$ ce qui est bien supérieur au $410 \mu\text{m}$ des poutres de notre diapason et améliore donc sensiblement le Q_{thermo} . Au vu de nos caractérisations, on devrait obtenir un résultat meilleur pour la même largeur de poutre.

Par ailleurs, en ce qui concerne les fréquences de résonance et les facteurs de qualité, les performances de notre gyromètre triaxial sont plutôt proches de l'état de l'art (voir section 2.2). Les quatre modes de résonance ont des fréquences comprises entre 21,47 kHz et 23,73 kHz pour des facteurs de qualité compris entre 7000 et 11 000. Il y a donc un peu plus de 2 kHz d'écart entre les fréquences. Seuls deux autres gyromètres triaxiaux, numérotés 3 et 4 dans le tableau 2.1, ont des fréquences plus proches mais avec des facteurs de qualité plus faibles, inférieurs à 4000. Le meilleur gyromètre triaxial que nous ayons relevé dans la littérature compte 4 kHz d'écart entre ses fréquences de résonance et des facteurs de qualité compris entre 34 000 et 53 000 [86]. De tels facteurs de qualité sont inatteignables avec l'architecture actuelle du gyromètre triaxial à cause de ses poutres sensibles trop fines qui rendent les pertes thermoélastiques trop importantes. Néanmoins, avec un autre design il semble possible d'arriver au niveau de l'état de l'art en terme de facteurs de qualité. Il est alors envisageable que les performances inertielles soient très bonnes puisque pour les mêmes performances de résonateur, nous profiterions de l'avantage de la piézoélectricité comparativement à la détection capacitive.

5.6.4 Perspectives

La première perspective serait de caractériser des résonateurs fabriqués avec le nouveau masque de gravure afin de déterminer si les performances sont effectivement améliorées. Il serait également intéressant de caractériser un gyromètre triaxial intact, sans cassure au niveau des bras d'ancrage, pour évaluer réellement les facteurs de qualité atteignables. Enfin, il faudrait comprendre l'origine des courts-circuits lorsque les électrodes latérales sont déposées. En effet la présence de ces électrodes est critique pour détecter les flexions hors-plan et donc pour réaliser un gyromètre. Néanmoins, une telle investigation nécessite de disposer de nombreuses pièces gravées pour faire des essais de dépôts latéraux sans craindre de rendre l'échantillon inutilisable. Étant donné les difficultés que nous avons rencontrées pour réaliser nos résonateurs, difficultés liées au déménagement de la salle blanche et à la fragilité du GaAs, nous avons préféré concentrer nos efforts sur les étapes précédentes, la gravure et la caractérisation des flexions dans le plan.

Conclusion générale

Pour les véhicules autonomes, les capteurs inertiels sont tels des phares dans la nuit, ils indiquent le cap à suivre, ils permettent de se positionner dans l'environnement. Étant donné la croissance que connaissent ces véhicules, il existe un besoin pour des capteurs inertiels, accéléromètres et gyromètres, à la fois miniatures et performants. Pour y répondre, les meilleurs candidats actuellement sont les capteurs de la technologie MEMS (Micro Electro Mechanical Systems). Les performances de ces derniers sont en progression constante depuis quelques décennies, grâce à l'amélioration des architectures et de l'électronique de traitement. Néanmoins, pour les gyromètres, elles restent encore inférieures aux performances des capteurs issus d'autres technologies, tels que les gyromètres optiques.

Cette thèse a participé à l'exploration de deux voies d'amélioration pour les gyromètres MEMS : l'emploi de l'arséniure de gallium (GaAs) semi-isolant comme matériau de fabrication et l'usage d'une architecture de gyromètre triaxial mesurant les vitesses de rotation dans les trois directions de l'espace. Aujourd'hui, une très grande partie des gyromètres MEMS est réalisée en silicium. La prépondérance de ce matériau ne s'explique pas par ses propriétés mais par la maturité des procédés de fabrication qui lui sont associés. Théoriquement, l'emploi d'un matériau piézoélectrique, comme le GaAs, augmenterait la résolution du capteur. Pour beaucoup d'applications, en particulier la navigation, il est nécessaire de connaître les vitesses de rotation dans les trois directions de l'espace. Un gyromètre triaxial remplit ce rôle tout en étant plus compact et moins consommateur d'énergie que la combinaison de trois gyromètres uniaxiaux.

En nous appuyant sur les travaux déjà réalisés lors de deux thèses précédentes [1][2], nous avons fixé des objectifs intermédiaires concernant la modification de l'architecture du gyromètre triaxial, la gravure profonde du GaAs ainsi que la réalisation et la caractérisation de résonateurs. Plusieurs d'entre eux ont été atteints au cours de cette thèse.

- Nous avons analysé les forces et les faiblesses de l'architecture actuelle du gyromètre triaxial avec actionnement et détection piézoélectriques et étudié la possibilité de sortir les ancrages en-dehors de la structure. Une telle modification facilite en effet les étapes de fabrication en rendant la structure plus robuste.
- Nous avons étudié la gravure réactive ionique profonde dans un plasma BCl_3/Cl_2 en réalisant des tranchées jusqu'à $450\ \mu\text{m}$ de profondeur. Nous avons montré qu'utiliser un masque de gravure en résine favorise l'apparition d'une couche de passivation composée en partie de carbone tout en limitant l'apparition de micro-piliers. Toutefois, la faible sélectivité de la résine présente deux inconvénients. D'une part, elle entraîne un retrait horizontal du masque en haut des tranchées, ce qui crée de la sous-gravure et une inclinaison des flancs. D'autre part, la consommation rapide de la résine par le plasma peut générer une passivation excessive sur les flancs et conduire à la délamination de la couche de passivation ce qui augmente la rugosité. Pour corriger ces défauts, nous avons développé un masque bicouche

résine sur silice qui favorise la passivation des flancs tout en augmentant la sélectivité en haut des tranchées. Nous avons aussi ajouté une étape de recuit en étuve pour durcir la résine et éviter une sur-passivation des flancs.

- La présence d'électrodes sur les flancs des tranchées étant nécessaire à la détection piézoélectrique des flexions de poutres hors-plan, nous avons modélisé complètement la forme et la distribution d'épaisseur des films métalliques déposés lors d'un dépôt par évaporation avec inclinaison du porte-échantillon. Nous avons développé les calculs pour deux types de dépôt en particulier. Dans le cas d'un dépôt sur wafer vierge avec rotation du porte-échantillon, nous avons montré qu'il existe toujours un angle d'inclinaison qui rend constant au 1^{er} ordre l'épaisseur du film déposé. Dans le cas d'un dépôt sur les flancs par masquage d'ombrage avec rotation du porte-échantillon, nous avons établi que la forme des électrodes suit la plupart du temps une courbe hyperbolique.
- Enfin, grâce à une gravure traversante de 450 μm de GaAs avec un masque composé seulement de résine, nous avons fabriqué puis caractérisé trois types de résonateurs : six poutres encastrées-libres, un gyromètre diapason VIG (Vibrating Integrated Gyroscope) et un gyromètre triaxial avec les ancrages à l'intérieur. Pour des tranchées de 300 μm de largeur, des sous-gravures environ égales à 12 μm en bas des tranchées et à 20 μm en haut ont été mesurées, la différence étant due à l'inclinaison des flancs. Pour les modes induisant des flexions de poutres dans le plan, les fréquences de résonance se sont révélées plus faibles que prévues par les simulations par éléments finis, avec une erreur relative comprise entre 4 % et 7 %. Le facteur de qualité le plus grand a été mesuré avec le VIG à 50 000 à l'aide d'une excitation piézoélectrique de la structure.

Finalement, à cause des courts-circuits observés après le dépôt des électrodes latérales, dont l'origine reste inconnue, nous n'avons pas pu faire de mesures inertielles avec un gyromètre en GaAs. Mais nous avons contribué à approfondir les connaissances concernant les résonateurs piézoélectriques en GaAs semi-isolant, dont les gyromètres vibrants sont une sous-catégorie, dans deux domaines : le procédé de fabrication par gravure sèche et la modélisation du dépôt des électrodes latérales. Nous avons également mis en lumière les limites de ces résonateurs.

Avantages démontrés Au cours de cette thèse, nous avons réussi, même avec un procédé de gravure encore imparfait, à fabriquer plusieurs dispositifs présentant des défauts de fabrication relativement répétables. La gravure sèche que nous utilisons s'est révélée profonde, globalement verticale et indépendante de l'orientation cristalline du GaAs. Elle permet d'obtenir des structures complexes, irréalisables en gravure humide, tout en assurant une précision de fabrication meilleure que la gravure humide. Grâce au modèle mathématique de la forme et de l'épaisseur des électrodes latérales et grâce aux mesures réalisées permettant d'anticiper la sous-gravure, il est possible désormais de concevoir les masques de gravure et de lithographie pour n'importe quelle structure. Au vu des caractérisations des résonateurs, notamment des facteurs de qualité et des fréquences de résonance, il s'avère que la plupart des spécifications listées dans la section 2.1 concernant le procédé de fabrication sont théoriquement atteignables. On a montré que les défauts de rugosité et de verticalité n'empêchaient pas d'atteindre un appariement des fréquences de résonance acceptable et des facteurs de qualité supérieurs à 100 000.

Limitations imposées par le procédé Il reste deux spécifications, C1⁷ et C5⁸, qui ne sont pas tenues. D'une part, à cause du macro-loading, la gravure d'un wafer entier n'est pas possible car la vitesse de gravure est trop faible. D'autre part, si le dépôt des électrodes latérales se fait correctement, il entraîne un court-circuit des électrodes supérieures et inférieures qui rendent la détection et l'actionnement piézoélectriques inutilisables. D'autres contraintes sont imposées par le procédé de fabrication. À cause de l'ARDE (Aspect Ratio Dependent Etching), la largeur des tranchées sur le masque de gravure doit être unique. De plus, pour une gravure de 450 µm de profondeur, cette largeur doit être supérieure à 300 µm. Enfin, à cause de la sous-gravure, il n'est pas possible de réaliser des poutres dont la largeur est inférieure à 40 µm.

Limitations imposées par le matériau Si le GaAs semi-isolant possède l'avantage d'être à la fois piézoélectrique et semiconducteur, il présente également des limitations intrinsèques à sa nature. Il est ainsi nécessaire que les épaisseurs vibrantes des poutres soient supérieures à 400 µm pour que le facteur de qualité limité par les pertes thermoélastiques soit supérieur à 100 000. La température maximale pour exploiter l'effet piézoélectrique du GaAs est fixée à 70 °C car, au-delà, la résistivité du matériau est trop faible et perturbe l'apparition des charges piézoélectriques. La sensibilité à la température de la fréquence de résonance d'une poutre en flexion est relativement élevée et vaut -58 ppm.K^{-1} . La température maximale pour la détection piézoélectrique comme la sensibilité de la fréquence de résonance dépendent du dopage du GaAs et pourraient donc être améliorées en utilisant des wafers dopés de façon adéquate.

Limitations imposées par l'architecture triaxiale L'architecture proposée de gyromètre triaxial, optimisée pour un actionnement et une détection piézoélectriques des modes pilote et de détection, possède actuellement trois défauts importants. Les modes propres parasites, qui concernent des flexions des poutres sensibles, ont des fréquences de résonance proches de celles des modes d'intérêt. Les poutres sensibles comme les poutres de suspension sont trop fines et limitent le facteur de qualité lié aux pertes thermoélastiques. Enfin, les ancrages sont situés à l'intérieur de la structure et il n'est donc pas possible d'y rattacher les fixations à la puce. On a montré qu'il est possible de sortir les ancrages à l'extérieur mais c'est au détriment du découplage des modes d'intérêt.

L'une des difficultés rencontrées par un gyromètre MEMS en GaAs, quand il s'agit d'évaluer son potentiel, est d'être comparé à l'état de l'art des gyromètres MEMS en silicium. En effet, la gravure profonde du silicium et la conception d'architectures de gyromètres optimisées pour ce matériau font l'objet, depuis des décennies, de nombreuses recherches partout dans le monde, sans commune mesure avec n'importe quel autre matériau. Grâce à ces efforts, la gravure profonde du silicium a atteint une grande finesse de fabrication. Il est donc intéressant d'évaluer notre procédé de fabrication par gravure profonde du GaAs, et les résonateurs ainsi produits, en considérant non seulement ses performances actuelles, mais également ses perspectives d'amélioration. Aujourd'hui, si le procédé n'est pas encore complètement stable, il est fonctionnel et, théoriquement, il permet de réaliser des capteurs inertiels performants. Il reste encore des points d'amélioration concernant la passivation et le débouchage des tranchées, mais les résultats obtenus avec la gravure réactive ionique profonde BCl_3/Cl_2 sont encourageants. Il

7. Le procédé de fabrication doit être par usinage collectif de wafer.

8. Il doit être possible de déposer des électrodes sur les faces supérieure, inférieure et latérale des poutres.

en va de même pour les résonateurs dont les facteurs de qualité sont encore en deçà des valeurs attendues, mais dont le potentiel est prometteur.

Perspectives Concernant les suites à donner à nos travaux, elles peuvent être découpées en trois catégories : la gravure, l'architecture du gyromètre triaxial et le dépôt latéral par masquage d'ombrage.

- Maintenant qu'un nouveau masque de gravure bicouche a été développé, il serait intéressant de réaliser des gravures et des résonateurs pour déterminer si son impact est réellement positif sur les défauts de gravure et les résonances. Néanmoins, il est certain que les pieds en bas des tranchées, dus à la fracture du GaAs juste avant le débouchage, ne disparaîtront pas avec le masque bicouche. Pour les éliminer, il faut soit ne pas traverser le wafer avec la gravure sèche, soit plaquer l'échantillon sur un substrat en GaAs. Dans le 1^{er} cas, une solution consiste à arrêter la gravure sèche avant qu'elle ne débouche, protéger les flancs des tranchées à l'aide d'une enduction de résine par spray-coating, puis graver la face arrière par gravure humide isotrope jusqu'à l'ouverture des tranchées. Dans le 2^e cas, il faut réussir à plaquer suffisamment fort l'échantillon sur son substrat, par application d'une force électrostatique par exemple, pour que la gravure sèche du GaAs soit continue entre les deux couches. Comme les contraintes thermiques ne se limiteraient plus seulement à la fine couche restante de GaAs avant le débouchage, il n'y aurait plus de fracture. Enfin, il faudrait également analyser le problème du macro-loading et arriver à graver un wafer entier.
- Pour atteindre des performances inertielles élevées, il reste encore à corriger les défauts restants dans l'architecture du gyromètre triaxial. Si, grâce au masque de gravure bicouche, le procédé de fabrication s'avère suffisamment robuste, il serait probablement intéressant de conserver les ancrages internes, ce qui facilite le découplage des modes d'intérêt, et de se concentrer sur l'amélioration des facteurs de qualité liés aux pertes thermoélastiques et sur l'écartement des fréquences de résonance des modes parasites. Ces deux derniers points sont en effet les plus critiques pour les performances inertielles.
- Pour détecter les flexions de poutres hors-plan, il est nécessaire que le dépôt des électrodes latérales soit fonctionnel. Il faudrait donc trouver l'origine des courts-circuits des électrodes supérieures et inférieures, lorsque les électrodes latérales sont déposées, pour corriger ce défaut important. Il faudrait également tester la continuité électrique des électrodes latérales ainsi déposées. De tels essais nécessitent d'avoir accès à de nombreux échantillons gravés, ce qui signifie que le procédé de gravure traversante doit être pleinement fonctionnel. Enfin, il serait intéressant d'effectuer une mesure d'épaisseur d'une électrode latérale déposée, avec rotation du porte-échantillon, sur un flanc lisse comme un flanc de tranchée en silicium par exemple, afin de confronter les résultats expérimentaux avec ceux prédits par le modèle mathématique développé dans cette thèse.

Au-delà du gyromètre triaxial en GaAs, les travaux de cette thèse ont approfondi des connaissances utiles au développement d'autres dispositifs. En effet, la maîtrise expérimentale du dépôt latéral et son analyse théorique autorisent une détection plus efficace des charges électriques pour des résonateurs réalisés avec d'autres matériaux piézoélectriques. L'analyse de l'architecture du gyromètre triaxial et les améliorations proposées pourront servir de base pour un prochain développement, en utilisant le GaAs ou un autre matériau. Finalement, une meilleure compréhension de la gravure profonde du GaAs profitera aux futurs microsystèmes exploitant les propriétés piézoélectriques et l'effet semiconducteur de ce matériau.

Bibliographie

- [1] I. ROLAND, « Conception et évaluation des performances d'un microgyromètre vibrant triaxial en GaAs à structure plane, » thèse de doct., Université Paris Sud - Paris XI, 2012. adresse : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00726916> (cf. p. 10, 41, 43, 47, 48, 52-54, 59, 61, 62, 66, 68, 75, 77, 87, 128, 133, 138, 145, 147).
- [2] A. PIOT, « Etude de la fabrication et de la transduction d'un microgyromètre piézo-électrique tri-axial en GaAs, » thèse de doct., Université Paris-Saclay, 2018. adresse : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01793457> (cf. p. 10, 41, 43, 48, 52, 54, 59, 62, 74, 75, 77-79, 81, 85, 87, 93, 96, 98, 107, 112, 114, 117, 119, 123, 129, 133, 138, 141, 147).
- [3] O. LE TRAON, S. MASSON, C. CHARTIER et D. JANIAUD, « LGS and GaPO₄ piezoelectric crystals: New results, » *Solid State Sciences*, 5th European Workshop on Piezoelectric Materials, t. 12, n° 3, p. 318-324, 2010. DOI : [10.1016/j.solidstatesciences.2009.06.032](https://doi.org/10.1016/j.solidstatesciences.2009.06.032) (cf. p. 11, 27, 28, 128, 132, 141).
- [4] E. T. BENSER, « Trends in inertial sensors and applications, » dans *2015 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (ISISS) Proceedings*, 2015, p. 1-4. DOI : [10.1109/ISISS.2015.7102358](https://doi.org/10.1109/ISISS.2015.7102358) (cf. p. 13, 16).
- [5] V. M. N. PASSARO, A. CUCCOVILLO, L. VAIANI, M. DE CARLO et C. E. CAMPANELLA, « Gyroscope Technology and Applications: A Review in the Industrial Perspective, » *Sensors*, t. 17, n° 10, p. 2284, 2017. DOI : [10.3390/s17102284](https://doi.org/10.3390/s17102284) (cf. p. 13, 16).
- [6] D. E. SERRANO et F. AYAZI, « Chapter 14 - MEMS Inertial Sensors, » dans *Resonant MEMS*, John Wiley & Sons, Ltd, 2015, p. 327-353. DOI : [10.1002/9783527676330.ch14](https://doi.org/10.1002/9783527676330.ch14) (cf. p. 13).
- [7] F. MAILLY, A. MARTINEZ, A. GIANI, F. PASCAL-DELANNOY et A. BOYER, « Design of a micromachined thermal accelerometer: thermal simulation and experimental results, » *Microelectronics Journal*, t. 34, n° 4, p. 275-280, 2003. DOI : [10.1016/S0026-2692\(02\)00194-5](https://doi.org/10.1016/S0026-2692(02)00194-5) (cf. p. 13).
- [8] H. CHANG, X. GONG, S. WANG, P. ZHOU et W. YUAN, « On Improving the Performance of a Triaxis Vortex Convective Gyroscope Through Suspended Silicon Thermistors, » *IEEE Sensors Journal*, t. 15, n° 2, p. 946-955, 2015. DOI : [10.1109/JSEN.2014.2358700](https://doi.org/10.1109/JSEN.2014.2358700) (cf. p. 13).
- [9] R. MUKHERJEE, J. BASU, P. MANDAL et P. K. GUHA, « A review of micromachined thermal accelerometers, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 27, n° 12, p. 123002, 2017. DOI : [10.1088/1361-6439/aa964d](https://doi.org/10.1088/1361-6439/aa964d) (cf. p. 13).
- [10] S. LIU et R. ZHU, « Micromachined Fluid Inertial Sensors, » *Sensors*, t. 17, n° 2, p. 367, 2017. DOI : [10.3390/s17020367](https://doi.org/10.3390/s17020367) (cf. p. 13).

- [11] H. J. WOLFAARDT et P. S. HEYNS, « Dynamic Modeling of a Novel Microfluidic Channel Angular Accelerometer, » *Journal of Vibration and Control*, t. 14, n° 4, p. 451-467, 2008. DOI : [10.1177/1077546307080017](https://doi.org/10.1177/1077546307080017) (cf. p. 13).
- [12] H. HUANG, V. AGAFONOV et H. YU, « Molecular Electric Transducers as Motion Sensors: A Review, » *Sensors*, t. 13, n° 4, p. 4581-4597, 2013. DOI : [10.3390/s130404581](https://doi.org/10.3390/s130404581) (cf. p. 13).
- [13] O. LE TRAON, D. JANIAUD, J. GUERARD, R. LEVY, S. MASSON, O. DUCLOUX, M. PERNICE et R. TAÏBI, « The fairy world of quartz vibrating MEMS, » dans *2012 European Frequency and Time Forum*, 2012, p. 214-220. DOI : [10.1109/EFTF.2012.6502370](https://doi.org/10.1109/EFTF.2012.6502370) (cf. p. 15, 20, 27, 128).
- [14] F. MASPERO, « MEMS inertial sensors design and fabrication based on an innovative process, » thèse de doct., Université Grenoble Alpes, 2018. adresse : <http://www.theses.fr/s143923> (cf. p. 15).
- [15] S. MAGNENAT, *Réplique du gyroscope inventé par Léon Foucault en 1852*, 2008. adresse : <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=4302903> (visité le 2020-08-09) (cf. p. 16).
- [16] D. MCFADDEN, *Schéma de principe*, CC BY-SA 3.0. adresse : <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=9441115> (visité le 2020-08-22) (cf. p. 16).
- [17] L. FOUCAULT, *Sur divers signes sensibles du mouvement diurne de la Terre*. Paris : Académie des Sciences, 1852. adresse : <http://archive.org/details/surdiverssigness00fouc> (visité le 2020-07-16) (cf. p. 16).
- [18] M. N. ARMENISE, C. CIMINELLI, F. DELL'OLIO et V. M. N. PASSARO, *Advances in gyroscope technologies*. Berlin : Springer, 2010, ISBN : 978-3-642-15493-5 (cf. p. 17).
- [19] SBG SYSTEMS, *Ellipse Series Leaflet*. adresse : https://www.sbg-systems.com/wp-content/uploads/Ellipse_Series_Leaflet.pdf (visité le 2020-07-15) (cf. p. 18, 19).
- [20] IXBLUE, *Octans Datasheet*. adresse : https://www.ixblue.com/sites/default/files/2020-02/Octans_2019.pdf (visité le 2020-07-15) (cf. p. 19).
- [21] FROST & SULLIVAN, « Global Market for MEMS and NEMS Sensors - Forecast to 2022, » rapp. tech., 2017. adresse : <https://www.researchandmarkets.com/reports/4090872/global-market-for-mems-and-nems-sensors> (visité le 2018-06-05) (cf. p. 19).
- [22] D. XIA, C. YU et L. KONG, « The Development of Micromachined Gyroscope Structure and Circuitry Technology, » *Sensors*, t. 14, n° 1, p. 1394-1473, 2014. DOI : [10.3390/s140101394](https://doi.org/10.3390/s140101394) (cf. p. 20, 25).
- [23] D. LYNCH, « Vibratory Gyro Analysis by the Method of Averaging, » dans *The 2nd Saint Petersburg International Conference on Gyroscopic Technology and Navigation*, t. 1, 1995, p. 26-34 (cf. p. 22).
- [24] C. ACAR et A. SHKEL, *MEMS Vibratory Gyroscopes: Structural Approaches to Improve Robustness*, sér. MEMS reference shelf. New York : Springer, 2009, ISBN : 978-0-387-09535-6 (cf. p. 22).
- [25] « IEEE Standard Specification Format Guide and Test Procedure for Coriolis Vibratory Gyros, » *IEEE Std 1431-2004*, p. 1-78, 2004. DOI : [10.1109/IEEESTD.2004.95744](https://doi.org/10.1109/IEEESTD.2004.95744) (cf. p. 22, 25).

- [26] DEPARTMENT OF DEFENSE OF THE USA, *Environmental Engineering Considerations and Laboratory Tests (MIL-STD-810H)*, 2019. adresse : <https://www.iest.org/Standards-RPs/MIL-STD-810H> (visité le 2020-07-22) (cf. p. 24, 45).
- [27] A. PARENT, « Apport des nouveaux matériaux piézoélectriques dans le domaine des micro-gyromètres vibrants, » thèse de doct., Université Paris Sud - Paris XI, 2008. adresse : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00334781> (cf. p. 24, 25, 29, 37, 94, 95, 127).
- [28] C. HAYE, « Conception et réalisation d'un micro-gyromètre en silicium, » thèse de doct., Université de Franche-Comté, 2004. adresse : <http://www.theses.fr/2004BESA2047> (cf. p. 24).
- [29] V. ANNOVAZZI-LODI et S. MERLO, « Mechanical-thermal noise in micromachined gyros, » *Microelectronics Journal*, t. 30, n° 12, p. 1227-1230, 1999. DOI : [10.1016/S0026-2692\(99\)00046-4](https://doi.org/10.1016/S0026-2692(99)00046-4) (cf. p. 25).
- [30] R. LELAND, « Mechanical-thermal noise in MEMS gyroscopes, » *IEEE Sensors Journal*, t. 5, n° 3, p. 493-500, 2005. DOI : [10.1109/JSEN.2005.844538](https://doi.org/10.1109/JSEN.2005.844538) (cf. p. 25).
- [31] S. A. ZOTOV, A. A. TRUSOV et A. M. SHKEL, « High-Range Angular Rate Sensor Based on Mechanical Frequency Modulation, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 21, n° 2, p. 398-405, 2012. DOI : [10.1109/JMEMS.2011.2178116](https://doi.org/10.1109/JMEMS.2011.2178116) (cf. p. 25).
- [32] H. WEINBERG, « Gyro Mechanical Performance: The Most Important Parameter, » Analog Devices, rapp. tech., 2011. adresse : <https://www.analog.com/en/technical-articles/gyro-mechanical-performance.html> (visité le 2020-07-22) (cf. p. 25).
- [33] G. BRYAN, « On the beats in the vibrations of a revolving cylinder or bell, » *Proceedings of the Cambridge philosophical society*, t. VII, p. 101-111, 1892 (cf. p. 26).
- [34] B. DELEAUX et Y. LENOIR, « The world smallest, most accurate and reliable pure inertial navigator: ONYX™, » dans *2018 DGON Inertial Sensors and Systems (ISS)*, 2018, p. 1-24. DOI : [10.1109/InertialSensors.2018.8577108](https://doi.org/10.1109/InertialSensors.2018.8577108) (cf. p. 26).
- [35] D. ROZELLE, « The Hemispherical Resonator Gyro: From Wineglass to the Planets, » *Advances in the Astronautical Sciences*, t. 134, p. 1157-1178, 2009. adresse : https://www.researchgate.net/profile/David_Rozelle/publication/279909300_The_Hemispherical_Resonator_Gyro_From_Wineglass_to_the_Planets (visité le 2020-09-02) (cf. p. 26).
- [36] Z. KOU, X. CUI, H. CAO et B. LI, « Analysis and Study of a MEMS Vibrating Ring Gyroscope with High Sensitivity, » dans *2020 IEEE 5th Information Technology and Mechatronics Engineering Conference (ITOEC)*, 2020, p. 1474-1477. DOI : [10.1109/ITOEC49072.2020.9141769](https://doi.org/10.1109/ITOEC49072.2020.9141769) (cf. p. 26).
- [37] F. LIANG, D.-D. LIANG et Y.-J. QIAN, « Dynamical analysis of an improved MEMS ring gyroscope encircled by piezoelectric film, » *International Journal of Mechanical Sciences*, t. 187, p. 105915, 2020. DOI : [10.1016/j.ijmecsci.2020.105915](https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2020.105915) (cf. p. 26).
- [38] Y. SHU, Y. HIRAI et T. TSUCHIYA, « Scale-factor analysis of a geometrically compensated (100) single-crystal silicon vibratory ring gyroscope, » dans *2020 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (INERTIAL)*, 2020, p. 1-4. DOI : [10.1109/INERTIAL48129.2020.9090073](https://doi.org/10.1109/INERTIAL48129.2020.9090073) (cf. p. 26).

- [39] SILICON SENSING, *CRM100 Technical Datasheet*, 2016. adresse : https://www.siliconsensing.com/media/1158/crm100-00-0100-132_rev_10.pdf (visité le 2020-07-22) (cf. p. 26, 27).
- [40] A. A. TRUSOV, G. ATIKYAN, D. M. ROZELLE, A. D. MEYER, S. A. ZOTOV, B. R. SIMON et A. M. SHKEL, « Flat is not dead: Current and future performance of Si-MEMS Quad Mass Gyro (QMG) system, » dans *2014 IEEE/ION Position, Location and Navigation Symposium - PLANS 2014*, 2014, p. 252-258. DOI : [10.1109/PLANS.2014.6851383](https://doi.org/10.1109/PLANS.2014.6851383) (cf. p. 27).
- [41] D. ENDEAN, K. CHRIST, P. DUFFY, E. FREEMAN, M. GLENN, M. GNERLICH, B. JOHNSON et J. WEINMANN, « Near-Navigation Grade Tuning Fork MEMS Gyroscope, » dans *2019 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (INERTIAL)*, 2019, p. 1-4. DOI : [10.1109/ISS.2019.8739669](https://doi.org/10.1109/ISS.2019.8739669) (cf. p. 27).
- [42] L. DELAHAYE, J. GUÉRARD et F. PARRAIN, « Digital architecture for vibrating inertial sensors: modularity, performances, self-calibrations, » dans *2018 DGON Inertial Sensors and Systems (ISS)*, 2018, p. 1-13. DOI : [10.1109/InertialSensors.2018.8577133](https://doi.org/10.1109/InertialSensors.2018.8577133) (cf. p. 27).
- [43] SYSTRON DONNER, *QRS11 Datasheet*, 2019. adresse : https://emcore.com/wp-content/uploads/2019/11/964001_N-QRS11.pdf (visité le 2020-09-03) (cf. p. 28).
- [44] A. BALLATO, « Piezoelectricity: old effect, new thrusts, » *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, t. 42, n° 5, p. 916-926, 1995. DOI : [10.1109/58.464826](https://doi.org/10.1109/58.464826) (cf. p. 29).
- [45] K. HJORT, J. SÖDERKVIST et J.-A. SCHWEITZ, « Gallium arsenide as a mechanical material, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 4, n° 1, p. 1-13, 1994. DOI : [10.1088/0960-1317/4/1/001](https://doi.org/10.1088/0960-1317/4/1/001) (cf. p. 30, 35, 64, 139).
- [46] J. SÖDERKVIST et K. HJORT, « Flexural vibrations in piezoelectric semi-insulating GaAs, » *Sensors and Actuators A: Physical*, t. 39, n° 2, p. 133-139, 1993. DOI : [10.1016/0924-4247\(93\)80210-8](https://doi.org/10.1016/0924-4247(93)80210-8) (cf. p. 30, 40, 67, 68).
- [47] J. S. BLAKEMORE, « Semiconducting and other major properties of gallium arsenide, » *Journal of Applied Physics*, t. 53, n° 10, R123-R181, 1982. DOI : [10.1063/1.331665](https://doi.org/10.1063/1.331665) (cf. p. 35).
- [48] SOLID STATE, *Crystal structure of ZnS (sphalerite) with coordination polyhedra*. adresse : <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=3837459> (visité le 2020-08-21) (cf. p. 36).
- [49] K. HJORT, « Gallium Arsenide Micromechanics: A Comparison to Silicon and Quartz, » dans *Gallium Arsenide Applications Symposium. GAAS 1994*, 1994. adresse : <http://amsacta.unibo.it/1644/> (visité le 2019-11-12) (cf. p. 36, 64).
- [50] L. KHINE et M. PALANIAPAN, « High-Q bulk-mode SOI square resonators with straight-beam anchors, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 19, n° 1, p. 015 017, 2009. DOI : [10.1088/0960-1317/19/1/015017](https://doi.org/10.1088/0960-1317/19/1/015017) (cf. p. 36).
- [51] Q. P. UNTERREITHMEIER, T. FAUST et J. P. KOTTHAUS, « Damping of Nanomechanical Resonators, » *Physical Review Letters*, t. 105, n° 2, p. 027 205, 2010. DOI : [10.1103/PhysRevLett.105.027205](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.027205) (cf. p. 36).
- [52] S. SCHMID, K. D. JENSEN, K. H. NIELSEN et A. BOISEN, « Damping mechanisms in high-Q micro and nanomechanical string resonators, » *Physical Review B*, t. 84, n° 16, p. 165 307, 2011. DOI : [10.1103/PhysRevB.84.165307](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.165307) (cf. p. 36).

- [53] C. ZENER, « Internal Friction in Solids. I. Theory of Internal Friction in Reeds, » *Physical Review*, t. 52, n° 3, p. 230-235, 1937. DOI : [10.1103/PhysRev.52.230](https://doi.org/10.1103/PhysRev.52.230) (cf. p. 38, 141).
- [54] B. LE FOULGOC, « Évaluation du potentiel de performances de micro-accéléromètres inertiels vibrants en silicium, » thèse de doct., Université Paris-Est, 2008. adresse : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00473800> (cf. p. 38).
- [55] S. LEPAGE, O. LE TRAON, I. KLAPKA, S. MASSON et J.-C. GOLINVAL, « Thermoelastic Damping in Vibrating Beam Accelerometer: A New Thermoelastic Finite Element Approach, » American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, 2008, p. 165-172. DOI : [10.1115/CANEUS2006-11035](https://doi.org/10.1115/CANEUS2006-11035). adresse : <http://hdl.handle.net/2268/22875> (visité le 2020-09-10) (cf. p. 38, 141).
- [56] J. SÖDERKVIST et K. HJORT, « The piezoelectric effect of GaAs used for resonators and resonant sensors, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 4, n° 1, p. 28-34, 1994. DOI : [10.1088/0960-1317/4/1/004](https://doi.org/10.1088/0960-1317/4/1/004) (cf. p. 39, 40, 67, 68, 139, 140, 143).
- [57] M. A. HOPCROFT, W. D. NIX et T. W. KENNY, « What is the Young's Modulus of Silicon? » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 19, n° 2, p. 229-238, 2010. DOI : [10.1109/JMEMS.2009.2039697](https://doi.org/10.1109/JMEMS.2009.2039697). adresse : <http://silicon.mhopeng.ml1.net/Silicon/> (visité le 2020-09-16) (cf. p. 39).
- [58] E. J. NG, V. A. HONG, Y. YANG, C. H. AHN, C. L. M. EVERHART et T. W. KENNY, « Temperature Dependence of the Elastic Constants of Doped Silicon, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 24, n° 3, p. 730-741, 2015. DOI : [10.1109/JMEMS.2014.2347205](https://doi.org/10.1109/JMEMS.2014.2347205) (cf. p. 39, 140).
- [59] P. CHAPPELLIER, « MEMS piézoélectriques pour applications temps-fréquence, » thèse de doct., Université Bourgogne Franche-Comté, 2019. adresse : <http://www.theses.fr/s198115> (cf. p. 39, 74).
- [60] W. YOU, B. PEI, K. SUN, L. ZHANG, H. YANG et X. LI, « Oven controlled N⁺⁺ [100] length-extensional mode silicon resonator with frequency stability of 1 ppm over industrial temperature range, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 27, n° 9, p. 095 002, 2017. DOI : [10.1088/1361-6439/aa7d1c](https://doi.org/10.1088/1361-6439/aa7d1c) (cf. p. 39).
- [61] G. DELAPIERRE, « Micro-machining: A survey of the most commonly used processes, » *Sensors and Actuators*, t. 17, n° 1, p. 123-138, 1989. DOI : [10.1016/0250-6874\(89\)80072-1](https://doi.org/10.1016/0250-6874(89)80072-1) (cf. p. 40, 61).
- [62] T. VU, P. NGUYEN, L. VU, C. NGUYEN, J. VU, D. POLLA, P. SCHILLER, S. STEVANOVICH, H. LI, Y. YANG et R. HARJANI, « Gallium arsenide based micro-accelerometers, » dans *Proceedings of 40th Midwest Symposium on Circuits and Systems*, t. 2, 1997, p. 1111-1115. DOI : [10.1109/MWSCAS.1997.662272](https://doi.org/10.1109/MWSCAS.1997.662272) (cf. p. 40, 43).
- [63] L. KONCZEWICZ, H. Y. LEE, M. L. SADOWSKI, X. LETARTRE, J. L. LECLERCQ, P. VIKTOROVITCH et J. L. ROBERT, « GaAlAs-Based Micromachined Accelerometer, » *physica status solidi (b)*, t. 223, n° 2, p. 593-596, 2001. DOI : [10.1002/1521-3951\(200101\)223:2<593::AID-PSSB593>3.0.CO;2-A](https://doi.org/10.1002/1521-3951(200101)223:2<593::AID-PSSB593>3.0.CO;2-A) (cf. p. 40).
- [64] A. DEHÉ, K. FRICKE, K. MUTAMBA et H. L. HARTNAGEL, « A piezoresistive GaAs pressure sensor with GaAs/AlGaAs membrane technology, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 5, n° 2, p. 139-142, 1995. DOI : [10.1088/0960-1317/5/2/021](https://doi.org/10.1088/0960-1317/5/2/021) (cf. p. 40, 43).

- [65] I. ROLAND, S. MASSON, O. DUCLOUX, O. LE TRAON et A. BOSSEBOEUF, « 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*, Eurosensors XXIV, t. 172, n° 1, p. 204-211, 2011. DOI : [10.1016/j.sna.2011.07.006](https://doi.org/10.1016/j.sna.2011.07.006) (cf. p. 41, 52, 66, 68, 133, 140, 143, 145).
- [66] C. R. TELLIER et T. G. LEBLOIS, « On the design of GaAs (hhl) resonant cantilevers: Study of piezoelectric excitation, of piezoresistive sensing and of micromachined structure, » *Sensors and Actuators A: Physical*, The 19th European Conference on Solid-State Transducers, t. 132, n° 1, p. 224-235, 2006. DOI : [10.1016/j.sna.2006.02.001](https://doi.org/10.1016/j.sna.2006.02.001) (cf. p. 41).
- [67] G. HUVE, « Sur la conception de microrésonateurs en arséniure de gallium : excitation piézoélectrique et micro-usinage chimique, » thèse de doct., Université de Franche-Comté, 2005. adresse : <http://www.theses.fr/2005BESA2049> (cf. p. 41, 67, 68).
- [68] V. R. AGARWAL, D. S. RAWAL et H. P. VYAS, « Review: Back-Side via Hole Etching Process for Grounding GaAs Based Monolithic Microwave Integrated Circuits, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 152, n° 7, G567-G576, 2005. DOI : [10.1149/1.1933043](https://doi.org/10.1149/1.1933043) (cf. p. 41).
- [69] B. LI, W. ZHANG, B. XIE, C. XUE et J. XIONG, « Development of a novel GaAs micro-machined accelerometer based on resonant tunneling diodes, » *Sensors and Actuators A: Physical*, t. 143, n° 2, p. 230-236, 2008. DOI : [10.1016/j.sna.2007.10.065](https://doi.org/10.1016/j.sna.2007.10.065) (cf. p. 41).
- [70] M. RAIS-ZADEH, V. J. GOKHALE, A. ANSARI, M. FAUCHER, D. THÉRON, Y. CORDIER et L. BUCHAILLOT, « Gallium Nitride as an Electromechanical Material, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 23, n° 6, p. 1252-1271, 2014. DOI : [10.1109/JMEMS.2014.2352617](https://doi.org/10.1109/JMEMS.2014.2352617) (cf. p. 42).
- [71] C. MORELLE, « Etude de résonateurs MEMS en GaN pour application aux capteurs inertiels, » thèse de doct., Lille 1, 2016. adresse : <http://www.theses.fr/2016LIL10102> (cf. p. 42).
- [72] M. TRAECHTLER, T. LINK, J. DEHNERT, J. AUBER, P. NOMMENSEN et Y. MANOLI, « Novel 3-Axis Gyroscope on a Single Chip using SOI-Technology, » dans *2007 IEEE SENSORS*, 2007, p. 124-127. DOI : [10.1109/ICSENS.2007.4388351](https://doi.org/10.1109/ICSENS.2007.4388351) (cf. p. 46, 47).
- [73] P. MINOTTI, S. DELLEA, G. MUSSI, A. BONFANTI, S. FACCHINETTI, A. TOCCHIO, V. ZEGA, C. COMI, A. L. LACAITA et G. LANGFELDER, « High Scale-Factor Stability Frequency-Modulated MEMS Gyroscope: 3-Axis Sensor and Integrated Electronics Design, » *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, t. 65, n° 6, p. 5040-5050, 2018. DOI : [10.1109/TIE.2017.2772212](https://doi.org/10.1109/TIE.2017.2772212) (cf. p. 46).
- [74] STMICROELECTRONICS, *Everything about STMicroelectronics 3-axis digital MEMS gyroscopes*, 2011 (cf. p. 49-51).
- [75] L. PRANDI, C. CAMINADA, L. CORONATO, G. CAZZANIGA, F. BIGANZOLI, R. ANTONELLO et R. OBOE, « A low-power 3-axis digital-output MEMS gyroscope with single drive and multiplexed angular rate readout, » dans *2011 IEEE International Solid-State Circuits Conference*, 2011, p. 104-106. DOI : [10.1109/ISSCC.2011.5746238](https://doi.org/10.1109/ISSCC.2011.5746238) (cf. p. 49).
- [76] STMICROELECTRONICS, *LSM6DSM - iNEMO inertial module: always-on 3D accelerometer and 3D gyroscope*, 2017. adresse : <https://www.st.com/resource/en/datasheet/lsm6dsm.pdf> (visité le 2020-09-26) (cf. p. 49).

- [77] S. SONMEZOGLU, P. TAHERI-TEHRANI, C. VALZASINA, L. G. FALORNI, S. ZERBINI, S. NITZAN et D. A. HORSLEY, « Single-Structure Micromachined Three-Axis Gyroscope With Reduced Drive-Force Coupling, » *IEEE Electron Device Letters*, t. 36, n° 9, p. 953-956, 2015. DOI : [10.1109/LED.2015.2454511](https://doi.org/10.1109/LED.2015.2454511) (cf. p. 49).
- [78] D. XIA, L. KONG et H. GAO, « Design and Analysis of a Novel Fully Decoupled Tri-axis Linear Vibratory Gyroscope with Matched Modes, » *Sensors*, t. 15, n° 7, p. 16 929-16 955, 2015. DOI : [10.3390/s150716929](https://doi.org/10.3390/s150716929) (cf. p. 49).
- [79] D. XIA et L. XU, « Coupling Mechanism Analysis and Fabrication of Triaxial Gyroscopes in Monolithic MIMU, » *Micromachines*, t. 8, n° 10, p. 310, 2017. DOI : [10.3390/mi8100310](https://doi.org/10.3390/mi8100310) (cf. p. 49).
- [80] S. WISHER, P. SHAO, A. NOROUZPOUR-SHIRAZI, Y. YANG, E. NG, I. FLADER, Y. CHEN, D. HEINZ, T. KENNY et F. AYAZI, « A high-frequency epitaxially encapsulated single-drive quad-mass tri-axial resonant tuning fork gyroscope, » dans *2016 IEEE 29th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)*, 2016, p. 930-933. DOI : [10.1109/MEMSYS.2016.7421784](https://doi.org/10.1109/MEMSYS.2016.7421784) (cf. p. 49, 50).
- [81] F. IQBAL, H. DIN et B. LEE, « Single Drive Multi-Axis Gyroscope with High Dynamic Range, High Linearity and Wide Bandwidth, » *Micromachines*, t. 10, n° 6, p. 410, 2019. DOI : [10.3390/mi10060410](https://doi.org/10.3390/mi10060410) (cf. p. 49).
- [82] H. DIN, F. IQBAL et B. LEE, « Modelling and optimization of single drive 3-axis MEMS gyroscope, » *Microsystem Technologies*, t. 26, n° 9, p. 2869-2877, 2020. DOI : [10.1007/s00542-020-04840-7](https://doi.org/10.1007/s00542-020-04840-7) (cf. p. 49, 51).
- [83] K.-J. TSENG, M.-H. LI et S.-S. LI, « A Monolithic Tri-axis MEMS Gyroscope Operating in Air, » dans *2020 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (INERTIAL)*, 2020, p. 1-3. DOI : [10.1109/INERTIAL48129.2020.9090013](https://doi.org/10.1109/INERTIAL48129.2020.9090013) (cf. p. 49).
- [84] S. SEOK, S. MOON, B. KIM et G. LIM, « Design, Analysis and Experimental Results of Micromachined Single-structure Triaxis Vibratory Gyroscope with Advanced Coupling Mechanism, » *Sensors and Materials*, t. 30, n° 12, p. 2823, 2018. DOI : [10.18494/SAM.2018.2022](https://doi.org/10.18494/SAM.2018.2022) (cf. p. 49).
- [85] A. EFIMOVSKAYA, « Multi-Axis Solutions for MEMS Inertial Sensors, » thèse de doct., UC Irvine, 2017. adresse : <https://escholarship.org/uc/item/95971097> (visité le 2020-09-25) (cf. p. 49).
- [86] A. EFIMOVSKAYA, Y. YANG, E. NG, Y. CHEN, I. FLADER, T. W. KENNY et A. M. SHKEL, « Compact roll-pitch-yaw gyroscope implemented in wafer-level Epitaxial Silicon Encapsulation process, » dans *2017 IEEE International Symposium on Inertial Sensors and Systems (INERTIAL)*, 2017, p. 1-2. DOI : [10.1109/ISISS.2017.7935698](https://doi.org/10.1109/ISISS.2017.7935698) (cf. p. 49, 146).
- [87] I. AHMED, D. HALUPKA, B. LEESTI, J. A. CHERRY, R. MCKENZIE, A. NILCHI, H. MAZHAB-JAFARI, M. SNELGROVE et R. CHIK, « A 3-axis PZT-based MEMS gyroscope in 0.18 μm CMOS, » dans *2012 Proceedings of the ESSCIRC*, 2012, p. 241-244. DOI : [10.1109/ESSCIRC.2012.6341303](https://doi.org/10.1109/ESSCIRC.2012.6341303) (cf. p. 50, 51).
- [88] B. LEE, S.-J. PAIK, K. CHUN et B. KIM, « Driving and detection system of vibrating piezoelectric gyroscope at atmospheric pressure for multi-axial inertia sensor, » *Microsystem Technologies*, 2019. DOI : [10.1007/s00542-019-04413-3](https://doi.org/10.1007/s00542-019-04413-3) (cf. p. 50, 51).

- [89] J. GINER, D. MAEDA, K. ONO, A. M. SHKEL et T. SEKIGUCHI, « MEMS Gyroscope With Concentrated Springs Suspensions Demonstrating Single Digit Frequency Split and Temperature Robustness, » *Journal of Microelectromechanical Systems*, t. 28, n° 1, p. 25-35, 2019. DOI : [10.1109/JMEMS.2018.2881209](https://doi.org/10.1109/JMEMS.2018.2881209) (cf. p. 51).
- [90] A. PIOT, B. BOURGETEAU, O. LE TRAON, I. ROLAND, N. ISAC, R. LEVY, P. LAVENUS, J. GUÉRARD et A. BOSSEBOEUF, « Electromechanical and process design of a 3 axis piezoelectric MEMS gyro in GaAs, » dans *2015 DGON Inertial Sensors and Systems Symposium (ISS)*, 2015, p. 1-16. DOI : [10.1109/InertialSensors.2015.7314260](https://doi.org/10.1109/InertialSensors.2015.7314260) (cf. p. 52, 93, 107, 133).
- [91] G. LEHÉE, F. PARRAIN, J.-C. RIOU et A. BOSSEBOEUF, « Thermoelastic damping modeling of a Si resonant beam with nanowire strain gauges, » dans *2014 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP)*, 2014, p. 1-6. DOI : [10.1109/DTIP.2014.7056653](https://doi.org/10.1109/DTIP.2014.7056653) (cf. p. 54, 141).
- [92] F. MARTY, L. ROUSSEAU, B. SAADANY, B. MERCIER, O. FRANÇAIS, Y. MITA et T. BOUROUINA, « Advanced etching of silicon based on deep reactive ion etching for silicon high aspect ratio microstructures and three-dimensional micro- and nanostructures, » *Microelectronics Journal*, European Micro and Nano Systems, t. 36, n° 7, p. 673-677, 2005. DOI : [10.1016/j.mejo.2005.04.039](https://doi.org/10.1016/j.mejo.2005.04.039) (cf. p. 61).
- [93] A. BIENAIMÉ, C. ELIE-CAILLE et T. LEBLOIS, « Micro Structuration of GaAs Surface by Wet Etching: Towards a Specific Surface Behavior, » *Journal of Nanoscience and Nanotechnology*, t. 12, n° 8, p. 6855-6863, 2012. DOI : [10.1166/jnn.2012.4557](https://doi.org/10.1166/jnn.2012.4557) (cf. p. 63, 67, 68).
- [94] G. C. DESALVO, W. F. TSENG et J. COMAS, « Etch Rates and Selectivities of Citric Acid/Hydrogen Peroxide on GaAs, Al_{0.3}Ga_{0.7}As, In_{0.2}Ga_{0.8}As, In_{0.53}Ga_{0.47}As, In_{0.52}Al_{0.48}As, and InP, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 139, n° 3, p. 831-835, 1992. DOI : [10.1149/1.2069311](https://doi.org/10.1149/1.2069311) (cf. p. 63, 68).
- [95] D. N. MACFADYEN, « On the Preferential Etching of GaAs by H₂SO₄-H₂O₂-H₂O, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 130, n° 9, p. 1934-1941, 1983. DOI : [10.1149/1.2120126](https://doi.org/10.1149/1.2120126) (cf. p. 64, 68).
- [96] J. M. KARAM, B. COURTOIS, M. HOLJO, J. L. LECLERCQ et P. VIKTOROVITCH, « Collective fabrication of gallium-arsenide-based microsystems, » dans *Micromachining and Microfabrication Process Technology II*, t. 2879, 1996, p. 315-326. DOI : [10.1117/12.251219](https://doi.org/10.1117/12.251219) (cf. p. 64).
- [97] R. B. DARLING, *EE-527: MicroFabrication - Wet Etching*, University of Washington, 2013. adresse : <https://labs.ece.uw.edu/cam/tutorials/WetEtching.pdf> (visité le 2020-09-23) (cf. p. 64).
- [98] S. ADACHI et K. OE, « Chemical Etching Characteristics of (001) GaAs, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 130, n° 12, p. 2427-2435, 1983. DOI : [10.1149/1.2119608](https://doi.org/10.1149/1.2119608) (cf. p. 66, 68).
- [99] C. R. TELLIER, G. HUVE et T. G. LEBLOIS, « Micromachining of GaAs structures with an acidic hydrogen peroxide solution: Experimental and theoretical 3D etching shapes, » *Sensors and Actuators A: Physical*, t. 127, n° 1, p. 179-193, 2006. DOI : [10.1016/j.sna.2005.11.012](https://doi.org/10.1016/j.sna.2005.11.012) (cf. p. 66, 68).

- [100] D. W. SHAW, « Localized GaAs Etching with Acidic Hydrogen Peroxide Solutions, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 128, n° 4, p. 874-880, 1981. DOI : [10.1149/1.2127524](https://doi.org/10.1149/1.2127524) (cf. p. 66, 68).
- [101] S. IIDA et K. ITO, « Selective Etching of Gallium Arsenide Crystals in H₂SO₄-H₂O₂-H₂O System, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 118, n° 5, p. 768-771, 1971. DOI : [10.1149/1.2408161](https://doi.org/10.1149/1.2408161) (cf. p. 66, 68).
- [102] R. P. RIBAS, J. L. LECLERCQ, J. M. KARAM, B. COURTOIS et P. VIKTOROVITCH, « Bulk micromachining characterization of 0.2 μm HEMT MMIC technology for GaAs MEMS design, » *Materials Science and Engineering: B*, t. 51, n° 1, p. 267-273, 1998. DOI : [10.1016/S0921-5107\(97\)00282-1](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(97)00282-1) (cf. p. 66, 68).
- [103] S.-J. PAIK, J. KIM, S. PARK, S. KIM, C. KOO, S.-K. LEE et D. CHO, « A Novel Micromachining Technique to Fabricate Released GaAs Microstructures with a Rectangular Cross Section, » *Japanese Journal of Applied Physics*, t. 42, n° 1R, p. 326, 2003. DOI : [10.1143/JJAP.42.326](https://doi.org/10.1143/JJAP.42.326) (cf. p. 66, 68).
- [104] S. H. JONES et D. K. WALKER, « Highly Anisotropic Wet Chemical Etching of GaAs Using NH₄OH:H₂O₂:H₂O, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 137, n° 5, p. 1653-1654, 1990. DOI : [10.1149/1.2086747](https://doi.org/10.1149/1.2086747) (cf. p. 66, 68).
- [105] J. J. GANNON et C. J. NUESE, « A Chemical Etchant for the Selective Removal of GaAs Through SiO₂ Masks, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 121, n° 9, p. 1215-1219, 1974. DOI : [10.1149/1.2402016](https://doi.org/10.1149/1.2402016) (cf. p. 66, 68).
- [106] Y. MORI et N. WATANABE, « A New Etching Solution System, H₃PO₄-H₂O₂-H₂O, for GaAs and Its Kinetics, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 125, n° 9, p. 1510-1514, 1978. DOI : [10.1149/1.2131705](https://doi.org/10.1149/1.2131705) (cf. p. 66, 68).
- [107] C. R. TELLIER, G. HUVE et T. G. LEBLOIS, « Some Investigations on Gallium Arsenide MEMS. Simulation of Microstructure Shapes, » dans *Advances in Science and Technology*, t. 51, 2006, p. 121-126. DOI : [10.4028/www.scientific.net/AST.51.121](https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AST.51.121) (cf. p. 67, 68).
- [108] B. TUCK, J. S. K. MILLS et A. J. HARTWILL, « Chemical etching of (100) GaAs in the HNO₃-HF-H₂O system, » *Journal of Materials Science*, t. 11, n° 5, p. 847-854, 1976. DOI : [10.1007/BF00542300](https://doi.org/10.1007/BF00542300) (cf. p. 68).
- [109] P. H. L. NOTTEN, J. J. KELLY et H. K. KUIKEN, « Etching Profiles at Resist Edges: II. Experimental Confirmation of Models Using GaAs, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 133, n° 6, p. 1226-1232, 1986. DOI : [10.1149/1.2108823](https://doi.org/10.1149/1.2108823) (cf. p. 68).
- [110] K. FOBELETS, R. VOUNCKX et G. BORGHS, « A GaAs pressure sensor based on resonant tunnelling diodes, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 4, n° 3, p. 123-128, 1994. DOI : [10.1088/0960-1317/4/3/005](https://doi.org/10.1088/0960-1317/4/3/005) (cf. p. 68).
- [111] C. R. TELLIER, « GaAs micromachining in the 1 H₂SO₄:1 H₂O₂:8 H₂O system. From anisotropy to simulation, » *The European Physical Journal Applied Physics*, t. 53, n° 2, p. 20301, 2011. DOI : [10.1051/epjap/2010100176](https://doi.org/10.1051/epjap/2010100176) (cf. p. 68).
- [112] K. KENEFICK, « Selective Etching Characteristics of Peroxide/Ammonium-Hydroxide Solutions for GaAs/Al_{0.16}Ga_{0.84}As, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 129, n° 10, p. 2380-2382, 1982. DOI : [10.1149/1.2123532](https://doi.org/10.1149/1.2123532) (cf. p. 68).

- [113] K. FRICKE, J. WURFL, J. MIAO, A. DEHÉ, D. RUCKS et H. L. HARTNAGEL, « Fabrication of microstructures for integrated sensors on GaAs, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 3, n° 3, p. 131-134, 1993. DOI : [10.1088/0960-1317/3/3/008](https://doi.org/10.1088/0960-1317/3/3/008) (cf. p. 68).
- [114] Z. F. TOMASHIK, N. V. KUSYAK et V. N. TOMASHIK, « Chemical Etching of InAs, InSb, and GaAs in H₂O₂-HBr Solutions, » *Inorganic Materials*, t. 38, n° 5, p. 434-437, 2002. DOI : [10.1023/A:1015402501421](https://doi.org/10.1023/A:1015402501421) (cf. p. 68).
- [115] Y. TARUI, Y. KOMIYA et Y. HARADA, « Preferential Etching and Etched Profile of GaAs, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 118, n° 1, p. 118-122, 1971. DOI : [10.1149/1.2407921](https://doi.org/10.1149/1.2407921) (cf. p. 68).
- [116] S. ADACHI, H. KAWAGUCHI et G. IWANE, « A new etchant system, K₂Cr₂O₇-H₂SO₄-HCl, for GaAs and InP, » *Journal of Materials Science*, t. 16, n° 9, p. 2449-2456, 1981. DOI : [10.1007/BF01113581](https://doi.org/10.1007/BF01113581) (cf. p. 68).
- [117] K. BOCK, A. GRÜB et H. L. HARTNAGEL, « Improved Thinning of GaAs Substrates by Wet Chemical Etching, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 137, n° 10, p. 3301-3302, 1990. DOI : [10.1149/1.2086203](https://doi.org/10.1149/1.2086203) (cf. p. 68, 80).
- [118] T. TAKEBE, T. YAMAMOTO, M. FUJII et K. KOBAYASHI, « Fundamental Selective Etching Characteristics of HF+H₂O₂+H₂O Mixtures for GaAs, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 140, n° 4, p. 1169-1180, 1993. DOI : [10.1149/1.2056218](https://doi.org/10.1149/1.2056218) (cf. p. 68).
- [119] A. G. BACA et C. I. H. ASHBY, *Fabrication of GaAs Devices*. IET Digital Library, 2005, ISBN : 978-0-86341-353-7 (cf. p. 72, 80).
- [120] D. L. FLAMM et V. M. DONNELLY, « The design of plasma etchants, » *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, t. 1, n° 4, p. 317-363, 1981. DOI : [10.1007/BF00565992](https://doi.org/10.1007/BF00565992) (cf. p. 73).
- [121] P. CHAPPELLIER, P. LAVENUS et B. DULMET, « A high Q 2D length-extension mode quartz resonator for potential time-frequency applications, » dans *DTIP 2018*, 2018. adresse : <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-02046446> (cf. p. 74).
- [122] A. D. BAILEY, M. C. M. van de SANDEN, J. A. GREGUS et R. A. GOTTSCHO, « Scaling of Si and GaAs trench etch rates with aspect ratio, feature width, and substrate temperature, » *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 13, n° 1, p. 92-104, 1995. DOI : [10.1116/1.587992](https://doi.org/10.1116/1.587992) (cf. p. 74).
- [123] G. SMOLINSKY, R. P. CHANG et T. M. MAYER, « Plasma etching of III-V compound semiconductor materials and their oxides, » *Journal of Vacuum Science and Technology*, t. 18, n° 1, p. 12-16, 1981. DOI : [10.1116/1.570690](https://doi.org/10.1116/1.570690) (cf. p. 75).
- [124] J.-L. OSZUSTOWICZ, « Mise au point de technologies adaptées à la réalisation de circuits intégrés monolithiques III-V : application à un circulateur actif en bande X, » thèse de doct., Lille 1, 1995. adresse : <http://www.theses.fr/1995LIL10112> (cf. p. 75).
- [125] D. S. RAWAL, V. R. AGARWAL, H. S. SHARMA, B. K. SEHGAL, R. GULATI et H. P. VYAS, « Anisotropic Etching of GaAs Using CCl₂F₂/CCl₄ Gases to Fabricate 200 μm Deep Via Holes for Grounding MMICs, » *Journal of The Electrochemical Society*, t. 150, n° 7, G395-G399, 2003. DOI : [10.1149/1.1577546](https://doi.org/10.1149/1.1577546) (cf. p. 75).
- [126] K. HILTON et J. WOODWARD, « Via holes for GaAs MMICs fabricated using reactive ion etching, » *Electronics Letters*, t. 21, n° 21, p. 962-963, 1985. DOI : [10.1049/el:19850679](https://doi.org/10.1049/el:19850679) (cf. p. 75).

- [127] H. TAKANO, K. SUMITANI, H. MATSUOKA, K. SATO, O. ISHIHARA et N. TSUBOUCHI, « Surface characterization of sidewall protection film on GaAs steep via holes etched by magnetron ion etching, » *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 14, n° 1, p. 112, 1998. DOI : [10.1116/1.589036](https://doi.org/10.1116/1.589036) (cf. p. 76).
- [128] A. MITRA, C. D. NORDQUIST, T. N. JACKSON et T. S. MAYER, « Magnetron ion etching of through-wafer via holes for GaAs monolithic microwave integrated circuits using SiCl_4 , » *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 16, n° 5, p. 2695, 1998. DOI : [10.1116/1.590259](https://doi.org/10.1116/1.590259) (cf. p. 76).
- [129] S. GOLKA, S. SCHATNER, W. SCHRENK et G. STRASSER, « Low bias reactive ion etching of GaAs with a $\text{SiCl}_4/\text{N}_2/\text{O}_2$ time-multiplexed process, » *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 25, n° 3, p. 839-844, 2007. DOI : [10.1116/1.2737439](https://doi.org/10.1116/1.2737439) (cf. p. 76).
- [130] K. BOOKER, Y. O. MAYON, C. JONES, M. STOCKS et A. BLAKERS, « Deep, vertical etching for GaAs using inductively coupled plasma/reactive ion etching, » *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 38, n° 1, p. 012 206, 2019. DOI : [10.1116/1.5129184](https://doi.org/10.1116/1.5129184) (cf. p. 76).
- [131] C. CONSTANTINE, D. JOHNSON, C. BARRATT, R. J. SHUL, G. B. MCCLELLAN, R. D. BRIGGS, D. J. RIEGER, R. F. KARLICEK, J. W. LEE et S. J. PEARTON, « Parametric Study of Compound Semiconductor Etching Utilizing Inductively Coupled Plasma Source, » *MRS Proceedings*, t. 421, 1996. DOI : [10.1557/PROC-421-431](https://doi.org/10.1557/PROC-421-431) (cf. p. 77).
- [132] D. S. RAWAL, V. R. AGARWAL, H. S. SHARMA, B. K. SEHGAL, R. MURALIDHARAN et H. K. MALIK, « Study of inductively coupled Cl_2/BCl_3 plasma process for high etch rate selective etching of via-holes in GaAs, » *Vacuum*, t. 85, n° 3, p. 452-457, 2010. DOI : [10.1016/j.vacuum.2010.08.022](https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2010.08.022) (cf. p. 77, 83).
- [133] R. J. SHUL, A. G. BACA, R. D. BRIGGS, G. B. MCCLELLAN, S. J. PEARTON et C. CONSTANTINE, « ICP Etching of GaAs Via Hole Contacts, » *Electrochemical Society Proceedings*, t. 96, n° 15, p. 84-92, 1996 (cf. p. 77, 82, 84).
- [134] P. B. VIGNERON, F. JOINT, N. ISAC, R. COLOMBELLI et E. HERTH, « Advanced and reliable GaAs/AlGaAs ICP-DRIE etching for optoelectronic, microelectronic and microsystem applications, » *Microelectronic Engineering*, t. 202, p. 42-50, 2018. DOI : [10.1016/j.mee.2018.09.001](https://doi.org/10.1016/j.mee.2018.09.001) (cf. p. 78).
- [135] F. CLAYTON, R. WESTERMAN et D. JOHNSON, « Characterization of a Manufacturable High Rate GaAs Via Etch Process, » dans *GaAsMANTECH Conference*, 2002. adresse : <https://csmantech.org/OldSite/Digests/2002/PDF/06e.pdf> (visité le 2020-06-24) (cf. p. 83, 84).
- [136] K. L. COSTELLO, C. S. RIOS-WASSON, T. K. DALY et J. C. MOORE, « Through-Substrate Via Etching and Cleaning for High Volume Production Demands, » dans *GaAsMANTECH Conference*, 2002. adresse : <https://csmantech.org/OldSite/Digests/2002/PDF/06d.pdf> (visité le 2020-06-24) (cf. p. 83, 85).
- [137] H. WANG, X. GUO et G. SHEN, « GaAs backside via-hole etching using ICP system, » *Science in China Series E: Technological Sciences*, t. 50, n° 6, p. 749-754, 2007. DOI : [10.1007/s11431-007-0032-2](https://doi.org/10.1007/s11431-007-0032-2) (cf. p. 83).

- [138] P. S. NAM, L. M. FERREIRA, T. Y. LEE et K. N. TU, « Study of grass formation in GaAs backside via etching using inductively coupled plasma system, » *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 18, n° 6, p. 2780-2784, 2000. DOI : [10.1116/1.1320803](https://doi.org/10.1116/1.1320803) (cf. p. 86).
- [139] J. ZHOU, D. HOU, C. LEE et A. RANJBARI, « A Simple Approach to Eliminate Occasional Grass Formation In ICP Backside Via Etch Process, » dans *GaAsMANTECH Conference*, 2005. adresse : <https://csmantech.org/OldSite/Digests/2005/2005papers/5.2.pdf> (visité le 2020-06-24) (cf. p. 86).
- [140] R. WESTERMAN, D. JOHNSON et F. CLAYTON, « Eliminating Pillars During GaAs Via Etch Formation, » dans *GaAsMANTECH Conference*, 2003. adresse : <https://csmantech.org/OldSite/Digests/2003/2003PDF/10-5.pdf> (visité le 2020-06-24) (cf. p. 87).
- [141] G. S. HWANG et K. P. GIAPIS, « On the origin of the notching effect during etching in uniform high density plasmas, » *Journal of Vacuum Science & Technology B*, t. 15, n° 1, p. 70-87, 1997. DOI : [10.1116/1.589258](https://doi.org/10.1116/1.589258) (cf. p. 89).
- [142] H. MORII, F. OOHIRA, T. SUZUKI, K. TERAOKA, M. SASAKI, T. OCHI, A. YUZURIHA et K. WANI, « Proposal of High-Density Packaging Construction and Conductive Pattern Forming Method on Vertical Wall Using Spray Coating Technology, » *IEEJ Transactions on Sensors and Micromachines*, t. 131, n° 1, p. 40-44, 2011. DOI : [10.1541/ieejsmas.131.40](https://doi.org/10.1541/ieejsmas.131.40) (cf. p. 94, 95).
- [143] D. B. BURCKEL, J. R. WENDT, G. A. T. EYCK, J. C. GINN, A. R. ELLIS, I. BRENER et M. B. SINCLAIR, « Micrometer-Scale Cubic Unit Cell 3D Metamaterial Layers, » *Advanced Materials*, t. 22, n° 44, p. 5053-5057, 2010. DOI : [10.1002/adma.201002429](https://doi.org/10.1002/adma.201002429) (cf. p. 95, 96).
- [144] T. YAMAGUCHI, M. SHIBATA, S. KUMAGAI et M. SASAKI, « Thermocouples fabricated on trench sidewall in microfluidic channel bonded with film cover, » *Japanese Journal of Applied Physics*, t. 54, n° 3, p. 030 219, 2015. DOI : [10.7567/JJAP.54.030219](https://doi.org/10.7567/JJAP.54.030219) (cf. p. 94).
- [145] S. KUMAGAI, H. KUBO et M. SASAKI, « Light-absorbent liquid immersion angled exposure for patterning 3D samples with vertical sidewalls, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 27, n° 2, p. 025 016, 2017. DOI : [10.1088/1361-6439/aa5429](https://doi.org/10.1088/1361-6439/aa5429) (cf. p. 95).
- [146] S. MORISHITA, J. H. KIM, F. MARTY, Y. LI, A. J. WALTON et Y. MITA, « A three-dimensional silicon shadowmask for patterning on trenches with vertical walls, » dans *TRANSDUCERS 2009 - 2009 International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, 2009, p. 1608-1611. DOI : [10.1109/SENSOR.2009.5285767](https://doi.org/10.1109/SENSOR.2009.5285767) (cf. p. 95).
- [147] L. HOLLAND et W. STECKELMACHER, « The distribution of thin films condensed on surfaces by the vacuum evaporation method, » *Vacuum*, t. 2, n° 4, p. 346-364, 1952. DOI : [10.1016/0042-207X\(52\)93784-6](https://doi.org/10.1016/0042-207X(52)93784-6) (cf. p. 97).
- [148] H. K. PULKER, « Chapter 6 - Film Formation Methods, » dans *Coatings on Glass (Second Edition)*, Amsterdam : Elsevier, 1999, p. 103-317. DOI : [10.1016/B978-044450103-5/50009-1](https://doi.org/10.1016/B978-044450103-5/50009-1) (cf. p. 97, 99).

- [149] B. WANG, X. FU, S. SONG, H. O. CHU, D. GIBSON, C. LI, Y. SHI et Z. WU, « Simulation and Optimization of Film Thickness Uniformity in Physical Vapor Deposition, » *Coatings*, t. 8, n° 9, p. 325, 2018. DOI : [10.3390/coatings8090325](https://doi.org/10.3390/coatings8090325) (cf. p. 97, 99).
- [150] M. M. HAWKEYE, M. T. TASCHUK et M. J. BRETT, *Glancing Angle Deposition of Thin Films: Engineering the Nanoscale*. Chichester : John Wiley & Sons, Ltd, 2014. DOI : [10.1002/9781118847510](https://doi.org/10.1002/9781118847510) (cf. p. 98, 99).
- [151] D. J. POXSON, F. W. MONT, M. F. SCHUBERT, J. K. KIM et E. F. SCHUBERT, « Quantification of porosity and deposition rate of nanoporous films grown by oblique-angle deposition, » *Applied Physics Letters*, t. 93, n° 10, p. 101 914, 2008. DOI : [10.1063/1.2981690](https://doi.org/10.1063/1.2981690) (cf. p. 98).
- [152] N. G. WAKEFIELD et J. C. SIT, « On the uniformity of films fabricated by glancing angle deposition, » *Journal of Applied Physics*, t. 109, n° 8, p. 084332, 2011. DOI : [10.1063/1.3559748](https://doi.org/10.1063/1.3559748) (cf. p. 98, 99, 104).
- [153] K. H. BEHRNDT, « Angle-of-Incidence and Stress Effects on Rotating and Stationary Substrates, » *Journal of Vacuum Science and Technology*, t. 2, n° 2, p. 63-70, 1965. DOI : [10.1116/1.1492400](https://doi.org/10.1116/1.1492400) (cf. p. 99).
- [154] G. TEETER, « Physical-vapor deposition flux-distribution calculations for static and rotating substrates: Derivation of the deposition geometry for optimal film-thickness uniformity, » *Journal of Vacuum Science & Technology A*, t. 24, n° 4, p. 1112-1118, 2006. DOI : [10.1116/1.2208990](https://doi.org/10.1116/1.2208990) (cf. p. 99).
- [155] B. S. RAMPRASAD et T. S. RADHA, « Uniformity of film thickness on rotating planetary planar substrates, » *Thin Solid Films*, t. 15, n° 1, p. 55-64, 1973. DOI : [10.1016/0040-6090\(73\)90203-4](https://doi.org/10.1016/0040-6090(73)90203-4) (cf. p. 99).
- [156] J. B. OLIVER et D. TALBOT, « Optimization of deposition uniformity for large-aperture National Ignition Facility substrates in a planetary rotation system, » *Applied Optics*, t. 45, n° 13, p. 3097-3105, 2006. DOI : [10.1364/AO.45.003097](https://doi.org/10.1364/AO.45.003097) (cf. p. 99).
- [157] E. KOTLIKOV, V. PROKASHEV, V. IVANOV et A. N. TROPIN, « Thickness uniformity of films deposited on rotating substrates, » *Journal of Optical Technology*, t. 76, p. 100-103, 2009. DOI : [10.1364/JOT.76.000100](https://doi.org/10.1364/JOT.76.000100) (cf. p. 99).
- [158] K. H. BEHRNDT, « Thickness uniformity on rotating substrates, » dans *Transactions of the tenth national vacuum symposium of the american vacuum society*, Boston : The Macmillan company, 1963, p. 379-384 (cf. p. 99).
- [159] S. BOSCH, « Computer-aided procedure for optimization of layer thickness uniformity in thermal evaporation physical vapor deposition chambers for lens coating, » *Journal of Vacuum Science & Technology A*, t. 10, n° 1, p. 98-104, 1992. DOI : [10.1116/1.578073](https://doi.org/10.1116/1.578073) (cf. p. 99).
- [160] K. NANBU et Y. WATANABE, « Thickness distribution of films fabricated by the molecular beam epitaxy technique, » *Vacuum*, t. 36, n° 6, p. 349-354, 1986. DOI : [10.1016/0042-207X\(86\)90016-3](https://doi.org/10.1016/0042-207X(86)90016-3) (cf. p. 99).
- [161] A. BARRANCO, A. BORRAS, A. R. GONZALEZ-ELIPE et A. PALMERO, « Perspectives on oblique angle deposition of thin films: From fundamentals to devices, » *Progress in Materials Science*, t. 76, p. 59-153, 2016. DOI : [10.1016/j.pmatsci.2015.06.003](https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2015.06.003) (cf. p. 99).

- [162] J. WANG, J. SHAO, K. YI et Z. FAN, « Layer uniformity of glancing angle deposition, » *Vacuum*, t. 78, n° 1, p. 107-111, 2005. DOI : [10.1016/j.vacuum.2004.12.019](https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2004.12.019) (cf. p. 99, 103).
- [163] L. BONNIN, A. PIOT, N. ISAC et A. BOSSEBOEUF, « Deposition and patterning of electrodes on the vertical sidewalls of deep trenches, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 30, n° 10, p. 105 014, 2020. DOI : [10.1088/1361-6439/aba377](https://doi.org/10.1088/1361-6439/aba377) (cf. p. 107, 119).
- [164] A. VIAL, « Lignes de déclinaison d'un cadran solaire plan d'orientation quelconque, » *Bulletin de l'Union des Professeurs de Physique et de Chimie*, t. 101, n° 897, p. 981-998, 2007. adresse : https://www.researchgate.net/publication/237740399_Lignes_de_declinaison_d'un_cadran_solaire_plan_d'orientation_quelconque (visité le 2020-07-10) (cf. p. 112).
- [165] K. S. VAN DYKE, « The Piezo-Electric Resonator and Its Equivalent Network, » *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, t. 16, n° 6, p. 742-764, 1928. DOI : [10.1109/JRPROC.1928.221466](https://doi.org/10.1109/JRPROC.1928.221466) (cf. p. 124).
- [166] G. ARLT, « Resonance—Antiresonance of Conducting Piezoelectric Resonators, » *The Journal of the Acoustical Society of America*, t. 37, n° 1, p. 151-157, 1965. DOI : [10.1121/1.1909294](https://doi.org/10.1121/1.1909294) (cf. p. 124).
- [167] J. SÖDERKVIST, « Limitations to the piezoelectric effect for materials with finite resistivity, » *Sensors and Actuators A: Physical*, t. 54, n° 1, p. 690-694, 1996. DOI : [10.1016/S0924-4247\(97\)80039-8](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(97)80039-8) (cf. p. 124).
- [168] A. BOSSEBOEUF et S. PETITGRAND, « Characterization of the static and dynamic behaviour of M(O)EMS by optical techniques: status and trends, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 13, n° 4, S23-S33, 2003. DOI : [10.1088/0960-1317/13/4/304](https://doi.org/10.1088/0960-1317/13/4/304) (cf. p. 125).
- [169] A. BOSSEBOEUF et S. PETITGRAND, « Application of microscopic interferometry techniques in the MEMS field, » dans *Microsystems Engineering: Metrology and Inspection III*, t. 5145, 2003. DOI : [10.1117/12.500134](https://doi.org/10.1117/12.500134) (cf. p. 125).
- [170] J. SÖDERKVIST, « Dynamic behavior of a piezoelectric beam, » *The Journal of the Acoustical Society of America*, t. 90, n° 2, p. 686-692, 1991. DOI : [10.1121/1.402347](https://doi.org/10.1121/1.402347) (cf. p. 127, 131).
- [171] S. PETITGRAND et A. BOSSEBOEUF, « Simultaneous mapping of out-of-plane and in-plane vibrations of MEMS with (sub)nanometer resolution, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 14, n° 9, S97-S101, 2004. DOI : [10.1088/0960-1317/14/9/017](https://doi.org/10.1088/0960-1317/14/9/017) (cf. p. 127).
- [172] B. LE FOULGOC, T. BOURUINA, O. LE TRAON, A. BOSSEBOEUF, F. MARTY, C. BRELUZEAU, J.-P. GRANDCHAMP et S. MASSON, « Highly decoupled single-crystal silicon resonators: an approach for the intrinsic quality factor, » *Journal of Micromechanics and Microengineering*, t. 16, n° 6, S45, 2006. DOI : [10.1088/0960-1317/16/6/S08](https://doi.org/10.1088/0960-1317/16/6/S08) (cf. p. 140).

Annexe A

Épaisseur normalisée d'un dépôt incliné dans le cas d'un wafer en rotation

Nous détaillons les étapes de calcul de l'intégrale (4.23) (section 4.2.2). On rappelle que

$$t_{r,n,\mu_0} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} t_{n,\mu_0}(\beta, \rho, \alpha) d\alpha \quad (\text{A.1})$$

L'expression de t_{n,μ_0} est donné par (4.20) (section 4.2.2). On rappelle que

$$t_{n,\mu_0} = \frac{r'^4 (h' + \rho \cos \alpha \sin \beta)}{h' (r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho \cos \alpha \sin \beta)^2} \quad (\text{A.2})$$

où h' est la hauteur du centre du wafer définie par (4.10a) et r' la distance entre le creuset et le centre du wafer définie par (4.19). Ces deux valeurs sont donc indépendantes de α .

L'équation (A.2) peut être réécrite

$$t_{n,\mu_0} = \frac{r'^4 (A + B \cos \alpha)}{h' (C + D \cos \alpha)^2} \quad (\text{A.3})$$

avec les expressions suivantes.

$$A = h' = h_0 - R_h \cos \beta \quad (\text{A.4a})$$

$$B = \rho \sin \beta \quad (\text{A.4b})$$

$$C = r'^2 + \rho^2 = h_0^2 + R_h^2 - 2h_0R_h \cos \beta + \rho^2 \quad (\text{A.4c})$$

$$D = 2h_0\rho \sin \beta \quad (\text{A.4d})$$

On constate que $\forall \beta \in [-\pi, \pi]$ et $\forall \rho \in \mathbb{R}^+$, on a $C + D > 0$ et $C - D > 0$.

Comme h' et r' sont indépendants de α , il nous suffit pour obtenir l'expression de t_{r,n,μ_0} de calculer l'intégrale S définie par

$$S = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{A + B \cos \alpha}{(C + D \cos \alpha)^2} d\alpha \quad (\text{A.5})$$

Soit $x = \tan(\alpha/2)$, alors

$$S = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A + B + (A - B)x^2}{(C + D + (C - D)x^2)^2} dx \quad (\text{A.6})$$

En jouant sur la fraction dans (A.6), on obtient d'abord

$$S = 2 \frac{A-B}{C-D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{C+D+(C-D)x^2} + 4 \frac{BC-AD}{C-D} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(C+D+(C-D)x^2)^2} \quad (\text{A.7})$$

puis

$$S = 2 \frac{A-B}{(C-D)(C+D)} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{1+\frac{C-D}{C+D}x^2} + 4 \frac{BC-AD}{(C-D)(C+D)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{\left(1+\frac{C-D}{C+D}x^2\right)^2} \quad (\text{A.8})$$

Les intégrales présentes dans (A.8) ont les formes et solutions suivantes

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{1+ax^2} = \frac{\pi}{\sqrt{a}} \quad (\text{A.9})$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(1+ax^2)^2} = \frac{\pi}{2\sqrt{a}} \quad (\text{A.10})$$

avec $a > 0$.

À l'aide des équations (A.9) et (A.10), on résout (A.8).

$$S = 2\pi \frac{A-B}{(C-D)^{\frac{3}{2}}(C+D)^{\frac{1}{2}}} + 2\pi \frac{BC-AD}{(C-D)^{\frac{3}{2}}(C+D)^{\frac{3}{2}}} = 2\pi \frac{AC-BD}{(C^2-D^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.11})$$

En combinant (A.1), (A.3), (A.4) et (A.11), on trouve l'expression de t_{r,n,μ_0} .

$$t_{r,n,\mu_0} = \frac{r'^4}{h'} \frac{S}{2\pi} = \frac{r'^4}{h'} \frac{h'(r'^2 + \rho^2) - 2h_0\rho^2 \sin^2 \beta}{\left[(r'^2 + \rho^2)^2 - 4h_0^2\rho^2 \sin^2 \beta\right]^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.12})$$

Finalement on réécrit l'équation (A.12) pour obtenir l'expression analytique de l'épaisseur normalisée dans le cas d'un wafer en rotation constante pendant le dépôt.

$$t_{r,n,\mu_0} = \frac{1 + \left(1 - 2\frac{h_0}{h'} \sin^2 \beta\right) \frac{\rho^2}{r'^2}}{\left[1 + 2\left(1 - 2\frac{h_0^2}{r'^2} \sin^2 \beta\right) \frac{\rho^2}{r'^2} + \frac{\rho^4}{r'^4}\right]^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A.13})$$

Annexe B

Variation de l'épaisseur déposée en fonction de la coordonnée polaire α dans le cas du wafer statique

On souhaite déterminer les variations de l'épaisseur t_{n,μ_0} (voir équation 4.20) en fonction de l'angle α des coordonnées polaires dans le cas du wafer statique incliné ($\beta \neq 0$ autrement l'épaisseur est indépendante de α). On pourra alors trouver un minorant t_{min} et un majorant t_{max} de t_{n,μ_0} en se servant des extremums. On rappelle que

$$t_{n,\mu_0} = \frac{r'^4 (h' + \rho \cos \alpha \sin \beta)}{h' (r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho \cos \alpha \sin \beta)^2} \quad (\text{B.1})$$

Comme h' et r' sont indépendants de α , on limite notre étude de la variation t_{n,μ_0} à l'étude de la fonction $f(\alpha)$ définie comme suit.

$$f(\alpha) = \frac{(h' + \rho \cos \alpha \sin \beta)}{(r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho \cos \alpha \sin \beta)^2} = \frac{A + B \cos \alpha}{(C + D \cos \alpha)^2} \quad (\text{B.2})$$

avec

$$A = h' = h_0 - R_h \cos \beta \quad (\text{B.3a})$$

$$B = \rho \sin \beta \quad (\text{B.3b})$$

$$C = r'^2 + \rho^2 = h_0^2 + R_h^2 - 2h_0R_h \cos \beta + \rho^2 \quad (\text{B.3c})$$

$$D = 2h_0\rho \sin \beta \quad (\text{B.3d})$$

où l'on constate que $\forall \beta \in [0, 2\pi]$, $C > D$

À partir de (B.2) on calcule la fonction dérivée de f .

$$f'(\alpha) = \frac{2AD - BC + BD \cos \alpha}{(C + D \cos \alpha)^3} \sin \alpha \quad (\text{B.4})$$

Pour $\alpha \in [0, 2\pi]$, les deux zéros de f' dus à $\sin \alpha$ dans (B.4) se calculent directement. Il s'agit de $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi$. On souhaite trouver une condition suffisante pour qu'il n'existe pas d'autres zéros de f' . Comme $C > D$, on a $\forall \alpha \in [0, 2\pi]$, $C + D \cos \alpha > 0$. En utilisant (B.3), on peut réécrire le numérateur de (B.4).

$$2AD - BC + BD \cos \alpha = \rho \sin \beta \left(3h_0^2 - R_h^2 - \rho^2 - 2h_0R_h \cos \beta + 2h_0\rho \sin \beta \cos \alpha \right) \quad (\text{B.5})$$

On cherche une condition qui garantit que (B.5) garde le même signe que $\rho \sin \beta$ quels que soient α et β . Une condition suffisante s'exprime ainsi.

$$h_0^2 > \rho^2 + R_h^2 \quad (\text{B.6})$$

La condition (B.6) correspond à la possibilité d'incliner le wafer sans qu'il ne touche le plan horizontal du creuset (voir figure 4.4). C'est une hypothèse raisonnable puisque les montages favorisent habituellement une distance importante entre le wafer et le creuset pour garantir un dépôt plus homogène. En utilisant la condition (B.6) on montre que l'équation (B.5) garde le même signe que $\rho \sin \beta$ quels que soient α et β .

$$3h_0^2 - R_h^2 - \rho^2 - 2h_0R_h \cos \beta + 2h_0\rho \sin \beta \cos \alpha \geq 2h_0^2 - 2h_0R_h \cos \beta + 2h_0\rho \sin \beta \cos \alpha \quad (\text{B.7a})$$

$$\geq 2h_0^2 - 2h_0R_h |\cos \beta| - 2h_0\rho |\sin \beta| \quad (\text{B.7b})$$

$$\geq 2h_0^2 - 2h_0\sqrt{\rho^2 + R_h^2} \left(\frac{R_h}{\sqrt{\rho^2 + R_h^2}} |\cos \beta| + \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 + R_h^2}} |\sin \beta| \right) \quad (\text{B.7c})$$

$$\geq 2h_0^2 - 2h_0\sqrt{\rho^2 + R_h^2} \quad (\text{B.7d})$$

$$\geq 2h_0 \left(h_0 - \sqrt{\rho^2 + R_h^2} \right) \quad (\text{B.7e})$$

$$\geq 0 \quad (\text{B.7f})$$

Si la condition (B.6) est respectée, f' (équation (B.4)) ne possède que deux zéros pour $\alpha \in [0, 2\pi[$, à savoir $\alpha = 0$ et $\alpha = \pi$. Ces deux zéros correspondent à un maximum et un minimum de la fonction f (équation (B.2)) et donc également de l'épaisseur t_{n,μ_0} ((équation (B.1))). On écrit les expressions de ces deux extrémums.

$$t_{n,\mu_0}(0) = \frac{r'^4 (h' + \rho \sin \beta)}{h' (r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho \sin \beta)^2} \quad (\text{B.8a})$$

$$t_{n,\mu_0}(\pi) = \frac{r'^4 (h' - \rho \sin \beta)}{h' (r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho \sin \beta)^2} \quad (\text{B.8b})$$

Quand $\beta \in]0, \frac{\pi}{2}[$, $t_{n,\mu_0}(0)$, qui correspond à la partie du wafer la plus éloignée de la source, est un minimum (i.e. $t_{n,\mu_0}(0) \leq t_{n,\mu_0}(\alpha)$) tandis que $t_{n,\mu_0}(\pi)$, qui correspond à la partie du wafer la plus proche de la source, est un maximum (i.e. $t_{n,\mu_0}(\alpha) \leq t_{n,\mu_0}(\pi)$). Si $\beta \in]-\frac{\pi}{2}, 0[$, les rôles sont inversés. Dans le cas particulier $\beta = 0$ on a $t_{n,\mu_0}(0) = t_{n,\mu_0}(\pi)$ car t_{n,μ_0} est alors indépendant de α . À partir de ces considérations et en utilisant (B.8), on arrive à l'inégalité suivante.

$$\forall \alpha \in [0, 2\pi[, \frac{r'^4 (h' + \rho |\sin \beta|)}{h' (r'^2 + \rho^2 + 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \leq t_{n,\mu_0}(\alpha) \leq \frac{r'^4 (h' - \rho |\sin \beta|)}{h' (r'^2 + \rho^2 - 2h_0\rho |\sin \beta|)^2} \quad (\text{B.9})$$

On rappelle que l'inégalité (B.9) n'est valide que si la condition (B.6) est respectée. On a directement les valeurs de t_{min} , qui correspond au terme de gauche de l'inégalité, et de t_{max} qui correspond au terme de droite.

Annexe C

Équation de la conique sur le flanc de tranchée dans le cas général

L'équation (4.42) nous donne l'expression de la conique décrite par l'ombre du surplomb de film sec au-dessus de la tranchée dans le cas particulier $\alpha = 0$ où l'ouverture du film sec est centré sur le wafer par rapport à l'axe de rotation. On calcule dans cette section l'expression générale pour une conique quelconque, i.e. $\alpha \in [0, 2\pi[$. On rappelle les coordonnées de A , S et D (voir figure 4.14) d'après l'équation (4.38).

$$\begin{aligned} A : (X_A, Y_A, Z_A) &= (L, 0, 0) \\ S : (X_S, Y_S, Z_S) &= (H \sin \beta + \rho \cos \alpha, \rho \sin \alpha, H \cos \beta - R - h) \\ D : (X_D, Y_D, Z_D) &= (\rho \cos \alpha, \rho \sin \alpha, H \cos \beta - R - h) \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

On note que $Y_S = Y_D$ et que $Z_S = Z_D$. À partir de (C.1), on calcule les expressions des droites (AS) et (AD) .

$$(AS) \begin{cases} Z_S Y - Y_S Z = 0 \\ (Y_S^2 + Z_S^2)(X - L) + Y_S(L - X_D)Y + Z_S(L - X_D)Z = 0 \end{cases} \quad (\text{C.2a})$$

$$(AD) \begin{cases} Z_S Y - Y_S Z = 0 \\ (Y_S^2 + Z_S^2)(X - L) + Y_S(L - X_S)Y + Z_S(L - X_S)Z = 0 \end{cases} \quad (\text{C.2b})$$

Pour Z donné, l'équation du cône considéré est l'équation du cercle dont le centre est sur (AD) et qui intersecte (AS) . Comme les expressions sont un peu lourdes, on donne séparément en fonction de Z les coordonnées du centre du cercle et la formule du rayon.

$$\text{Centre} : \left(L + \frac{(Z_S^2 - Y_S^2)(X_D - L)}{Z_S(Z_S^2 + Y_S^2)}Z, -\frac{Y_S}{Z_S}Z, Z \right) \quad (\text{C.3})$$

$$\text{Rayon} : \left| \frac{(Z_S^2 - Y_S^2)(X_S - X_D)}{Z_S(Z_S^2 + Y_S^2)}Z \right| \quad (\text{C.4})$$

La conique décrite par l'ombre du gnomon est alors l'intersection entre le cône décrit par (C.3) et (C.4) et le plan $(YO''Z) \Leftrightarrow X = 0$. On donne alors l'équation de la conique dans le

référentiel ($O''XYZ$) dans le cas général.

$$\begin{aligned} & \left(\frac{(Z_S^2 - Y_S^2)^2 [(X_D - L)^2 - (X_S - X_D)^2]}{Z_S^2 (Z_S^2 + Y_S^2)^2} + \frac{Y_S^2}{Z_S^2} \right) Z^2 + Y^2 + 2 \frac{Y_S}{Z_S} YZ \\ & + 2L \frac{(Z_S^2 - Y_S^2)(X_D - L)}{Z_S (Z_S^2 + Y_S^2)} Z + L^2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

Titre : Exploitation des propriétés piézoélectriques du GaAs et application aux capteurs inertiels de type MEMS

Mots clés : Gyromètre, GaAs, gravure profonde, résonateur, électrodes latérales

Résumé : Les accéléromètres et les gyromètres sont essentiels à la navigation des véhicules autonomes. Parmi les capteurs existants, les MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) sont les plus petits, les moins chers et les moins consommateurs d'énergie mais leurs performances restent encore trop faibles pour certaines applications. Pour les améliorer, cette thèse propose d'exploiter la piézoélectricité de l'arséniure de gallium (GaAs) semi-isolant. Des profils de tranchées obtenus par gravure réactive ionique profonde du GaAs jusqu'à 450 μm dans un plasma BCl_3/Cl_2 ont été étudiés et un nouveau masque de gravure bicouche résine sur silice a été développé pour rendre les flancs de tranchées plus verticaux et plus lisses. Des poutres encastrées-libres, un gyromètre dia-

pason et un gyromètre triaxial ont été fabriqués par gravure traversante du GaAs et caractérisés. Malgré ses défauts, le procédé de fabrication permet de réaliser des résonateurs avec des facteurs de qualité supérieurs à 100 000 et une dispersion des fréquences inférieure à 3 %. Deux études théoriques sont également présentées. D'abord, une modification du gyromètre triaxial est proposée où les ancrages sont déplacés à l'extérieur de la structure. Ensuite, un modèle mathématique complet de l'épaisseur et de la forme d'électrodes métalliques déposées sur les flancs de tranchées par évaporation et masquage par ombrage (shadowmasking) est détaillé. Ces électrodes latérales sont nécessaires à la détection piézoélectrique des vibrations.

Title: Piezoelectricity of the GaAs applied to MEMS vibrating inertial sensors

Keywords: Gyroscope, GaAs, deep etching, resonator, lateral electrodes

Abstract: Accelerometers and gyroscopes are essential to the navigation of autonomous vehicles. Among the existing sensors, MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) sensors are the smallest and the least expensive with the lowest energy consumption. However, for some applications, their performances are not high enough. To improve them, this thesis chooses to use the piezoelectricity of the semi-insulating gallium arsenide (GaAs). Trenches were etched in a GaAs wafer down to 450 μm thanks to a deep reactive ion etching in a BCl_3/Cl_2 plasma and their profiles were studied. In order to get smooth and vertical trenches sidewalls, a new etching mask, made of a resist layer over a silica layer, was designed. Clamped-free

beams, a tuning fork gyroscope and a triaxis gyroscope were fabricated. The characterisations of their resonances showed that, despite manufacturing defaults, quality factors higher than 100 000 and a dispersion of the frequencies lower than 3 % are achievable. Two theoretical studies are also presented. First the triaxis gyroscope design is changed in order to get the anchors outside the structure. The second study focuses on the electrodes deposited by metal evaporation on the trenches sidewalls through a shadowmask. A complete mathematical model of the shapes and the thicknesses of the electrodes is detailed. These electrodes are mandatory to piezoelectrically detect the resonances.