



HAL
open science

Contribution au développement de microcomposants pour la caractérisation ultrasonore en canal microfluidique sur silicium : modélisation de la propagation

Assane Ndieguene

► **To cite this version:**

Assane Ndieguene. Contribution au développement de microcomposants pour la caractérisation ultrasonore en canal microfluidique sur silicium : modélisation de la propagation. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, 2011. Français. NNT : 2011VALE0033 . tel-03416217

HAL Id: tel-03416217

<https://uphf.hal.science/tel-03416217v1>

Submitted on 5 Nov 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.

THESE

présentée à

**L'UNIVERSITE DE VALENCIENNES ET
DU HAINAUT CAMBRESIS**

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité Microélectronique

Par

NDIEGUENE ASSANE**CONTRIBUTION AU DEVELOPPEMENT DE MICROCOMPOSANTS POUR LA
CARACTERISATION ULTRASONORE EN CANAL MICROFLUIDIQUE SUR
SILICIUM: MODELISATION DE LA PROPAGATION**

Soutenue le 19 décembre 2011 devant le jury composé de:

M J.Y. LE HUEROU:	Professeur à l'Université de Cergy-Pontoise.	Rapporteur
M D. KOURTICHE:	Professeur à l'Université Henri Poincaré, Nancy 1.	Rapporteur
M F. LEVASSORT:	Maître de Conférence à l'Université François Rabelais de Tours.	Examineur
M O. BOU MATAR:	Professeur à l'Ecole Centrale de Lille.	Invité
M B. NONGAILLARD:	Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.	Directeur de thèse
M P. CAMPISTRON:	Maître de Conférence à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.	Co-encadrant
M J. CARLIER:	Maître de Conférence à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis.	Co-encadrant

iemn*Institut d'électronique de microélectronique et de nanotechnologie
Département O.A.E, Université de Valenciennes.*

*A la mémoire de mon père et de mon grand père qui n'ont pas pu assister à la fin, sans eux,
ce serait encore plus difficile.*

A ma mère,

*A ma merveilleuse femme Kiné qui m'a soutenue durant les moments les plus difficiles, je la
remercie pour sa patience,*

A ma petite fille adorée Arame,

A ma famille,

REMERCIEMENTS

Le projet de thèse présenté ici est le fruit de la collaboration entre plusieurs équipes du laboratoire IEMN de l'Université de Valenciennes (DOAE) et du laboratoire central de l'Université de Lille.

C'est ainsi que je tiens à remercier mon directeur de thèse Mr Bertrand Nongaillard et mes deux encadrants Mr Pierre Campistron et Mr Julien Carlier pour leur soutien et leur aide sans faille sur tous les plans depuis le début de cette thèse.

Je remercie vivement Mr Olivier Bou Matar pour son aide et pour sa collaboration dans la partie modélisation.

Je tiens à remercier Mr Jean-Yves Le Huerou, Mr Djilali Kourtiche, Mr Franck Levassort et Mr Olivier Bou Matar d'avoir accepté de juger ce travail.

Je tiens aussi à remercier Mme Malika Toubal, Mr Denis Remiens ainsi que Messieurs Sheng Xiang Wang et Jaming Gao pour leur collaboration et leur disponibilité.

Ces travaux se sont réalisés dans un cadre de travail favorisant l'épanouissement humain. J'ai pu également compter sur l'aide précieuse de Mr Frédéric Rivart, Mr Edouard Radziszewski, Mr W.J.Xu, Mme Malika Toubal et des doctorants Abdel Majid Bybi et Nicolas Caulier. Qu'ils en soient remerciés.

J'ai également bénéficié d'un soutien sans faille de la part de nombreuses personnes de mon entourage sans qui je n'aurais pu finaliser ce travail. Je veux en particulier remercier Mr Sow Cheikh, Mr Brahammia Ali, Mr Gueye Modou, Mr Ndieguene Ibrahima, Mr Dieng Serigne Modou, Mr Gassama Djiby, Mr Lakh Albouy, Mr Lo Papa Sow et Mr Ndieguene Abdou Razakh. Sans Oublié Mme Awa Lo et Mme Seynabou Soly.

J'ai pu compter sur le soutien de mes amis dans les moments les plus difficiles. Je pense en particulier à Mr Sy Birama, Mr Loum Lamine et à vraiment tous mes amis.

Enfin, je dédie cette thèse à toute ma famille et à ceux qui m'ont aidé à mener à bien ce travail.

Table des matières

Liste des variables utilisées.....	1
Introduction Générale.....	3
CHAPITRE 1: Introduction aux microsystèmes acoustiques.....	6
1.1 Introduction.....	6
1.2 Les microsystèmes.....	7
<i>1.2.1 Définitions et état de l'art.....</i>	<i>7</i>
<i>1.2.2 Les différents types de microsystèmes et leurs applications possibles.....</i>	<i>8</i>
<i>1.2.3 Les microsystèmes pour l'actionnement.....</i>	<i>9</i>
<i>1.2.4 Les capteurs et dispositifs de traitement des signaux.....</i>	<i>10</i>
1.2.4.1 Les MOEMS, Optique intégrée et miroirs optiques.....	10
1.2.4.2 Les Biopuces.....	11
1.2.4.3 Les BIOMEMS/Laboratoires sur puce.....	12
1.2.4.4 Les microsystèmes acoustiques.....	13
<i>1.2.5 Aperçu des développements réalisés dans le domaine de la microfluidique.....</i>	<i>14</i>
1.3 Introduction à l'acoustique.....	15
<i>1.3.1 Généralités sur les ondes acoustiques.....</i>	<i>16</i>
1.3.1.1 Les différentes ondes acoustiques.....	16
1.3.1.2 Applications des ultrasons à la caractérisation des milieux.....	17
1.3.1.3 Utilisation en transmission.....	19
<i>1.3.2 Acoustique haute fréquence.....</i>	<i>19</i>
1.3.2.1 Microscopie acoustique.....	19
1.3.2.2 Acoustique picoseconde.....	20
1.4 Développement d'un microsystème acoustique.....	21
1.5 Conclusion.....	22

CHAPITRE 2: Etude de développement du microsysteme proposé.....	24
2.1 Introduction.....	24
2.2 Généralités sur les ondes acoustiques.....	25
2.2.1 <i>Rappels d'élasticité et loi de Hooke.....</i>	25
2.2.2 <i>Rappels sur la piézoélectricité.....</i>	27
2.3 Les conditions de continuité à l'interface de deux matériaux.....	30
2.3.1 <i>Réflexion et transmission en incidence oblique ou normale.....</i>	31
2.3.2 <i>Propagation à travers un milieu illimité et un multicouche sous incidence normale.....</i>	36
2.3.2.1 Cas d'un milieu illimité.....	36
2.3.2.2 Cas d'une multicouche.....	38
2.3.2.3 Calcul des pertes d'insertion à l'interface de deux milieux.....	40
2.4 Modélisation des milieux piézoélectriques par le modèle d'Auld.....	41
2.4.1 <i>Modélisation de l'oxyde de zinc.....</i>	41
2.4.2 <i>Modélisation du Niobate de Lithium dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X.....</i>	43
2.5 Estimation des pertes et des performances attendues.....	45
2.5.1 <i>Conversion de mode au niveau des miroirs à 45°.....</i>	45
2.5.2 <i>Adaptation d'impédance entre le substrat et le canal microfluidique.....</i>	46
2.5.3 <i>Adaptation d'impédance électrique du transducteur.....</i>	49
2.5.4 <i>Absorption dans les matériaux.....</i>	51
2.5.5 <i>Bilan sur l'estimation des pertes et des performances.....</i>	52
2.6 Réalisation technologique des éléments de notre microsysteme.....	52
2.7 Conclusion.....	54
 CHAPITRE 3: Modélisation par éléments finis.....	 56
3.1 Introduction.....	56
3.2 Différents types de maillage.....	57
3.2.1 <i>Rappels et définitions.....</i>	57
3.2.2 <i>Choix du maillage dans notre cas.....</i>	59

3.3	Modélisation sous Comsol.....	61
3.3.1	<i>Présentation du logiciel.....</i>	61
3.3.2	<i>Définitions, mise en équation et implémentation sous Comsol des éléments qui composent notre microsysteme.....</i>	62
3.3.2.1	Pour les solides piézoélectriques.....	62
3.3.2.2	Pour les solides non piézoélectriques.....	63
3.3.2.3	Pour les fluides.....	63
3.3.3	<i>Implémentation des conditions aux limites.....</i>	66
3.3.3.1	Conditions aux limites.....	66
3.3.3.2	Les milieux parfaitement absorbants (PML).....	68
3.3.3.2.1	Intérêt de l'utilisation des PML en régime harmonique.....	68
3.3.3.2.2	Etat de l'art sur les PML.....	68
3.3.3.2.3	Définitions et implémentation des C-PML sous Comsol en régime harmonique.....	69
3.3.3.2.4	C-PML dans les solides piézoélectriques.....	70
3.3.3.2.5	C-PML dans les solides non-piézoélectriques.....	72
3.3.3.2.6	C-PML dans les fluides.....	73
3.3.4	<i>Affichage des résultats.....</i>	74
3.3.4.1	Méthode d'affichage	74
3.3.4.2	Méthode de calcul utilisée pour passer du régime harmonique au régime impulsionnel.....	75
3.4	Validation de la méthode utilisée par l'étude de quelques cas.....	76
3.4.1	<i>Présentation des cas simples à étudier.....</i>	76
3.4.2	<i>Etude de l'efficacité des C-PML.....</i>	77
3.4.2.1	Position du problème.....	77
3.4.2.2	Efficacité des C-PML dans du silicium rendu isotrope.....	77
3.4.2.3	Efficacité des C-PML dans du silicium.....	79
3.4.2.4	Efficacité des C-PML dans de l'oxyde de zinc.....	80
3.4.3	<i>Etude du champ rayonné.....</i>	81
3.4.3.1	Position du problème.....	81
3.4.3.2	Réponse en fréquence.....	81
3.4.3.3	Etude théorique du champ rayonné.....	84
3.4.3.3.1	Calcul du champ rayonné.....	84
3.4.3.3.2	Critère de calcul de la largeur du faisceau.....	85

3.4.3.4	Diagramme de rayonnement.....	85
3.4.4	<i>Propagation de l'onde en fonction du temps.....</i>	87
3.5	Conclusion.....	89

CHAPITRE 4: Présentations des résultats de modélisation et premiers résultats expérimentaux.....91

4.1	Introduction.....	91
4.2	Modélisation du microsysteme sous Comsol.....	92
4.2.1	<i>Etude de la conversion de mode au niveau des miroirs.....</i>	92
4.2.1.1	Conditions de simulations pour l'étude de la conversion de mode.....	92
4.2.1.2	Etude de la conversion de mode au niveau du miroir.....	93
4.2.2	<i>Comparaison entre du silicium et du silicium rendu isotrope.....</i>	95
4.2.3	<i>Comparaison entre milieu piézoélectrique étendu ou localisé.....</i>	98
4.2.3.1	Transducteur ZnO.....	99
4.2.3.2	Transducteur LiNbO ₃ dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X.....	103
4.2.3.3	Comparaison entre le ZnO et le LiNbO ₃ dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X.....	107
4.2.4	<i>Modélisation du microsysteme associé au canal microfluidique.....</i>	108
4.2.5	<i>Modélisation du microsysteme proposé.....</i>	111
4.3	Mesures expérimentales.....	113
4.3.1	<i>Principe des mesures expérimentales.....</i>	113
4.3.2	<i>Caractérisation des transducteurs.....</i>	119
4.3.3	<i>Caractérisation des couches adaptation d'impédance mécanique.....</i>	120
4.3.4	<i>Caractérisation du microsysteme sans canal microfluidique.....</i>	123
4.3.5	<i>Caractérisation du microsysteme avec canal microfluidique.....</i>	126
4.4	Conclusion.....	129
	Conclusion Générale.....	131

ANNEXES.....	133
Annexe 1: Impact économique des microsystemes.....	133
Annexe 2: Tenseur de Christoffel et courbes de lenteur des solides piézoélectriques et non piézoélectriques.....	133
Annexe 3: Généralités sur les microtechnologies employées pour la conception de microsystemes.....	142
Annexe 4: Equations à implémenter sous Comsol pour les milieux piézoélectriques.....	153
Annexe 5: Equations utilisées pour le LiNbO₃ dans le plan cristallin Y tourné de 36° ou 163° autour de l'axe X.....	154
Annexe 6: Introduction des C-PML dans les milieux piézoélectriques.....	158
Annexe 7: Equations à implémenter pour les solides non piézoélectriques: Silicium, Oxyde de silicium et SU-8.....	159
BIBLIOGRAPHIE.....	161
Résumé.....	169

Listes des variables utilisées

Symboles mathématiques:

ϑ^* : Complexe conjugué de ϑ .

$\mathfrak{F}(\vartheta)$: Transformée de Fourier de ϑ .

$\mathfrak{F}^{-1}(\vartheta)$: Transformée de Fourier inverse de ϑ .

Ω : Matrice de passage de la base (X, Y, Z) à la base (X', Y', Z') .

Det : Déterminant.

Caractéristiques des matériaux:

h : Epaisseur.

S : Surface.

V : Célérité.

ν : Vitesse particulière d'un milieu.

Z : Impédance acoustique du milieu.

Z_{ik} : Impédance acoustique ramenée à l'interface des milieux i et k .

Z_{el} : Impédance électrique.

p : Pression.

C : Capacité statique d'un transducteur piézoélectrique.

K : Coefficient de couplage électromécanique d'un transducteur piézoélectrique.

e : Constantes piézoélectriques.

ε : Permittivités diélectriques.

c : Constantes élastiques.

\bar{c} : Constantes élastiques durcies.

ρ : Masse volumique.

Grandeurs relatives à la propagation d'ondes acoustiques:

λ : Longueur d'onde.

f_0 : Fréquence de résonance.

D : Induction électrique.

k : Nombre d'onde du milieu.

ζ : Tenseur des déformations.

P : Vecteur de Poynting.

r_{ik} : Coefficient de réflexion entre deux milieux i et k .

t_{ik} : Coefficient de transmission entre deux milieux i et k .

T : Tenseur des contraintes mécaniques.

u : Déplacement mécanique.

TC : Tenseur de Christoffel d'un milieu non piézoélectrique.

\overline{TC} : Tenseur de Christoffel d'un milieu piézoélectrique.

Γ : Contraintes appliquées dans le milieu.

s : Variables complexes utilisées pour l'implémentation de milieux parfaitement absorbants.

σ : Facteur d'atténuation.

ξ : Facteur d'échelle.

S_{ij} : Paramètres de la matrice de diffusion.

Autres grandeurs:

E : Champ électrique dans le milieu.

F : Force appliquée par unité de volume.

R_i : Matrice de passage d'un milieu $i - 1$ vers un milieu i .

Φ : Potentiel électrique.

INTRODUCTION GENERALE

Depuis de nombreuses années l'évolution des moyens technologiques, l'introduction de nouveaux matériaux et la maîtrise de leurs propriétés à l'échelle moléculaire ont entraîné une évolution des capacités d'intégration des composants électroniques. La course à la réduction de taille a constitué le principal enjeu affiché des acteurs industriels de l'électronique. L'évolution des technologies de microfabrication et l'invention du microscope à force atomique [1] ont fait émerger une stratégie plus globale d'intégration des capteurs et des fonctions de mesures associés. La notion d'intégration hétérogène y est directement associée puisque cette stratégie d'intégration de fonctions de mesure nécessite souvent de combiner ou de rendre compatible dans leur séquençement des opérations technologiques ou d'en proposer de nouvelles. C'est plus particulièrement le cas des développements relatifs aux biocapteurs en général et plus particulièrement les puces à ADN autour des années 90, puis des laboratoires sur puce qui doivent combiner des opérations technologiques relatives à l'intégration de composants électroniques, la science des matériaux, la microfluidique et la chimie de fonctionnalisation des surfaces par exemple.

C'est dans le domaine des applications aux télécommunications mobiles que l'introduction de composants acoustiques interfacés avec des systèmes électroniques complexes s'est largement développée. La grande variété des ondes acoustiques qui peuvent se propager dans un milieu a permis d'apporter des réponses technologiques compatibles avec les exigences de réalisation des composants électroniques tout en répondant au cahier des charges des caractéristiques imposées. L'utilisation de filtres à ondes acoustiques de surface donnant accès à des gabarits de filtres précis et performants a permis de répondre aux exigences du domaine. Des filtres à ondes de volume sur silicium sont également développés, ce qui permet de rendre la technologie directement compatible avec celle des circuits électroniques intégrés. Les composants passifs électroacoustiques sont des éléments critiques des architectures RF.

Les plus représentés sont les filtres à ondes de surface (SAW) ou de volume (BAW), qui permettent le filtrage RF (filtre d'antenne). Pour le filtrage de canal, les solutions SAW sont actuellement en place, bien que des travaux récents aient montré l'intérêt des résonateurs à ondes de Lamb pour ce type d'application. Ces derniers composants présentent l'avantage d'être compatibles avec une technologie de fabrication de filtres BAW réalisés sur membrane suspendue (FBAR), permettant une co-intégration des deux types de composants à moindre coût. Toutefois, le choix technologique de STMicroelectronics et du CEA-LETI s'est porté sur une technologie de résonateurs BAW réalisés sur miroir de Bragg (SMR). D'autres développements mettent en jeu de véritables microactionneurs, microsystèmes ou nanosystèmes (MEMS).

Dans ce contexte, notre travail a consisté à étudier et à réaliser des microsystèmes acoustiques dans un environnement microfluidique dédié à la biologie cellulaire ou "BIOMEMS acoustiques" (Biomedical or Biological Micro-Acoustical-Electro-Mechanical Systems). Ce microsystème aura pour particularité de pouvoir transmettre des informations sur tout ou partie d'une cellule biologique isolée, tout en préservant l'intégrité de la cellule. Pour sa mise en œuvre, nous avons d'abord simulé son fonctionnement avant de le réaliser sous forme d'un prototype.

Ce travail a été effectué dans l'équipe Acoustique et Microsystèmes (MAMINA), au sein du Département Opto-Acousto-Electronique (D.O.A.E.) de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies (I.E.M.N.). L'aspect théorique et la réalisation de transducteurs par collage ont été réalisés dans les locaux du D.O.A.E. à Valenciennes, tandis

que la réalisation de transducteurs par dépôt de couches minces ainsi que la réalisation du microsysteme ont été accomplies en salle blanche du laboratoire central de l'I.E.M.N., ainsi qu'au bâtiment P3 de l'Université des Sciences et Technologies de Lille (U.S.T.L), sur le site universitaire de Villeneuve d'Ascq.

Ce mémoire de thèse comporte quatre chapitres.

Le premier chapitre est essentiellement consacré à l'état de l'art des microsystemes et à l'introduction des ondes acoustiques. Nous commencerons d'abord par établir l'état de l'art sur les microsystemes et leurs applications en général avant de donner une synthèse des microtechnologies utilisées pour leur conception. Nous présenterons ensuite en détail quelques microsystemes qui sont en relation avec notre travail comme par exemple les biopuces, les BIOMEMS et les microsystemes acoustiques avant de donner un aperçu des développements réalisés dans le domaine de la microfluidique.

Ensuite, nous nous focaliserons sur les ondes acoustiques en décrivant leur utilisation et leur application avant de finir par présenter le microsysteme acoustique que nous souhaitons développer.

Dans le deuxième chapitre, nous proposerons une large description du microsysteme proposé en faisant une description théorique des ondes acoustiques en termes d'équation, de loi et d'énergie. Ensuite, nous ferons l'étude des conditions de continuités à l'interface de deux matériaux sous incidence normale et sous incidence oblique avant de donner les conditions requises pour réaliser une couche antireflet.

Nous étudierons et comparerons ensuite en terme de performance et de pertes différents types de transducteurs qui sont susceptibles d'être utilisés dans notre microsysteme. Nous ferons de même pour les couches d'adaptation mécaniques.

Nous réaliserons ensuite une estimation des pertes et des performances attendues dans les différentes parties du microsysteme.

Nous terminerons par une présentation des différentes opérations technologiques nécessaires à la réalisation technologique des couches minces: gravure, dépôt, lithographie, intégration de canal microfluidique et de miroir à 45°.

La complexité géométrique du microsysteme et le souci de maîtriser la propagation des ondes acoustiques hautes fréquences (1 GHz) de façon à limiter les interférences susceptibles de se produire dans le microsysteme, nous pousse à utiliser une méthode de modélisation par éléments finis qui permet de calculer numériquement l'évolution d'un phénomène pouvant être décrit par des équations aux dérivées partielles.

Le troisième chapitre est donc consacré à la validation de notre modèle adapté aux microsystemes acoustiques en modélisant en premier temps des cas de figures simples avec le logiciel commercial de modélisation Comsol.

Après avoir présenté les différents types de maillage possible, nous ferons une brève présentation du logiciel Comsol qui utilise une méthode de résolution numérique par éléments finis.

Ce logiciel nous permet de définir nos différents milieux de propagation grâce aux équations aux dérivées partielles. Nous définirons ensuite les équations de propagation à implémenter dans ce même logiciel pour les milieux piézoélectriques ou non piézoélectrique et les milieux fluides.

Cependant, la propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu borné pose plusieurs problèmes de résolution numériques car il peut s'y produire des réflexions multiples de signaux entraînant l'introduction d'interférences dans ce dernier. C'est pourquoi, nous

utiliserons des milieux parfaitement absorbants PML (Perfectly Matching Layer) ainsi que des C-PML (Convolutionnal- Perfectly Matching Layer) qui sont une extension des PML. Nous présenterons aussi leur intérêt par rapport à la modélisation que nous souhaitons réaliser. Ensuite nous parlerons des conditions aux limites.

Nous allons étudier l'efficacité des C-PML que nous voulons utiliser par rapport à notre cas avant de présenter des résultats sur l'étude du champ rayonné par un transducteur sur substrat de silicium.

Toute cette étude nous permettra de montrer les avantages et inconvénients de l'utilisation de COMSOL pour étudier la propagation des ondes dans le microsystème que nous souhaitons réaliser.

Le quatrième et dernier chapitre est essentiellement dédié aux résultats de modélisation et aux premiers résultats expérimentaux du microsystème.

Nous établirons après avoir donné les méthodes de caractérisation utilisées, les résultats de la caractérisation des transducteurs et des couches d'adaptation d'impédance mécaniques.

Nous présenterons enfin quelques mesures expérimentales obtenues avec le microsystème acoustique avec et sans canal microfluidique à l'intérieur afin de vérifier le fonctionnement de ce dernier. Ces mesures ont été effectuées en collaboration avec le travail de thèse de J. Gao, mais aussi par le travail de post doctorat de S. X. Wang.

Nous finirons par discuter des performances obtenues avec le microsystème acoustique avant d'évoquer les applications et les perspectives possibles des travaux réalisés.

CHAPITRE 1

Introduction aux microsystèmes acoustiques

1.1 Introduction

Les recherches menées pour le développement des microsystèmes ont permis d'améliorer considérablement la miniaturisation de certaines fonctions. Ces travaux, très multidisciplinaires, ont conduit à des coûts nettement diminués ainsi qu'une fiabilité nettement améliorée des dispositifs tout en répondant de mieux en mieux aux performances attendues.

La découverte des microsystèmes par le physicien et prix Nobel de physique (1965) Richard Feynman a entraîné une révolution et un nouveau domaine d'exploration parmi les domaines de recherches scientifiques. Des avancées considérables ont été accomplies, ce qui est à l'origine de l'augmentation du nombre de publications et de brevet. Parmi ces domaines d'applications, nous pouvons surtout citer les microsystèmes RF, optiques (MOEMS) et les filtres acoustiques pour les applications de l'électronique. Un autre domaine est constitué par les microsystèmes mécaniques caractérisés par l'existence d'éléments mobiles engendrant une force appliquée et un déplacement. Ces systèmes sont utilisés à la fois pour des applications RF, de chimie ou de biologie. Des applications spécifiques à la biologie reposent enfin sur des techniques optiques, RF, de microfluidique et d'acoustique en vue d'applications à la biologie. C'est le domaine des BIOMEMS (Biomedical or Biological Micro-Electro-Mechanical Systems) voire des Biopuces. Les ondes acoustiques se sont banalisées au travers d'appareillages médicaux devenus d'utilisation courante en médecine. Ce sont non seulement les échographes qui donnent accès à une image dont la qualité est de plus en plus grande mais aussi des appareils de mesure des propriétés élastiques des tissus biologiques tels que la mesure de la densité osseuse du squelette ou les appareils d'élastographie. D'autre part la vitesse d'écoulement sanguin par effet Doppler et l'endoscopie ultrasonore ont donné lieu à des développements particuliers. Le contrôle non destructif a contribué également largement à la diffusion et la banalisation des techniques ultrasonores à la fois par la diversification des techniques mises en œuvre (ultrasons laser, microscopie acoustique, Electro-Magnetic-Acoustic Transducer, ...) et la nature des ondes utilisées (ondes de cisaillement, ondes de Lamb, ...). Des mesures ultrasonores à haute fréquence dans la gamme du gigahertz permettent également de déterminer les propriétés mécaniques locales d'un matériau à l'échelle du micromètre [2, 4]. Récemment la miniaturisation des systèmes de circulation de fluides à l'échelle de composants intégrés (domaine de la microfluidique) a permis d'obtenir des applications très importantes en biotechnologie [5].

Nous nous sommes intéressés à la réalisation et à l'intégration des systèmes ultrasonores de haute fréquence dans des systèmes microfluidiques pour des applications dans le domaine de la biologie des cellules et/ou de la biotechnologie. Un canal microfluidique peut être couplé avec des transducteurs ultrasonores pour le contrôle et la mesure de température [6], pour le micromélange [7, 8] et pour l'analyse de la contraction de cellule musculaire [9].

Dans ce contexte, nous avons initié le développement d'un dispositif original de caractérisation des propriétés élastiques de cellules biologiques isolées en canal microfluidique, à l'aide d'ondes acoustiques. Notre choix s'est porté sur la réalisation d'un dispositif sur silicium où les éléments à caractériser circulent dans un canal microfluidique de façon à être directement compatible avec les exigences de réalisation des éléments électroniques environnant le capteur.

Ce développement repose avant tout sur la maîtrise de la propagation d'une onde acoustique dans un substrat de silicium, ceci nous amènera à présenter à la fois des éléments de bibliographie relatifs aux microsystemes, aux technologies employées puis aux ondes acoustiques et leurs applications à la caractérisation haute résolution.

Pour cela, nous allons d'abord présenter l'état de l'art sur l'utilisation des ondes acoustiques en général ainsi que différents types de microsystemes acoustiques qui existent et leurs applications. Nous commencerons d'abord par faire l'état de l'art sur les microsystemes et leurs applications. Nous présenterons ensuite en détail quelques microsystemes comme les MOEMS, les biopuces, les BIOMEMS et quelques microsystemes acoustiques avant d'introduire différents aspects de la microfluidique des microsystemes.

Ensuite, nous nous focaliserons sur les ondes acoustiques en décrivant leur utilisation et leur application en caractérisation et en actionnement.

Nous finirons par présenter le microsysteme acoustique que nous souhaitons réaliser.

1.2 Les microsystemes

1.2.1 Définitions et état de l'art

Un microsysteme est un systeme miniaturisé multifonctions (électronique, optique, mécanique ou chimique) comprenant des parties de dimensions latérales (sub) microniques (E. Dufour Gergam, IEF, Université de Paris-Sud). Nous allons retracer rapidement l'évolution chronologique des travaux et publications relatifs aux microsystemes [10].

- Elle commence en 1959 avec Richard Feynman [11] qui fut le premier à envisager des travaux de recherche sur des dispositifs de dimensions microscopiques. Cette idée se développera au Jet propulsion laboratory, Pasadena CA, USA en 1983 car Feynman proposera le concept de " Infinitesimal Machinery" [12].
- L'idée du transistor à grille métallique résonante sera proposée par H.C. Nathanson et *al* [13] en 1967. Il s'agit d'une réalisation à l'échelle millimétrique permettant d'entrevoir la réalisation d'un film mince.
- Ensuite, le silicium est présenté en 1982 par Petersen et *al*. [14] (IBM Research Lab.) comme le matériau de base de l'industrie de la micro-électronique suite à un article intitulé " Silicon as a Mechanical Material".
- Dans le prolongement, Angell et *al*. [15] proposent en 1983 dans un papier intitulé "Silicon Micromechanical Devices" des systemes réalisés dans du silicium.

Mais les faits marquants pour le développement et l'accélération du développement des microsystemes sont intervenus au milieu des années 80 à l'université de Berkeley aux Etats-Unis avec la création de Berkeley Sensors and Actuators Center (BSAC) à San Francisco et au Japon dans le laboratoire du professeur Esashi à Sendai.

- En 1988, la réalisation du moteur électrostatique rotatif du professeur R.S. Muller (BSAC, USA) est un fait qui marque une nouvelle ère dans le monde des MEMS.
- Entre 1985 et 1990, entrent en lice les pays européens qui débutent leur recherche dans le domaine des microsystemes (Suisse, Pays-Bas, Suède, Allemagne). Les premières réalisations en France ne sont intervenues qu'au début des années 90.
- En 1992, la recherche sur les microsystemes en France se structure avec la création de nouveaux pôles de recherches autour du CNRS ou du CEA (le LAAS-

CNRS à Toulouse, le CEA-LETI à Grenoble, l'IMFC à Besançon et l'IEMN à Villeneuve d'Ascq). C'est également vers cette date que de grandes entreprises se sont lancées dans des activités de recherche dans le domaine des microsystèmes.

Nous assistons ensuite au milieu des années 90 à une accélération du développement des microsystèmes avec la création de nouveaux laboratoires, la découverte de nouvelles applications et l'émergence de débouchés commerciaux.

La terminologie employée est souvent très variable suivant les pays concernés: microsysteme en France, MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) aux Etats-Unis ou Micromachines au Japon. Le terme MST (MicroSystèmes Technologies recouvre l'ensemble des technologies à mettre en œuvre et est utilisé par l'ensemble de la communauté internationale.

Après avoir donné la définition et l'état de l'art des microsystèmes, nous allons présenter les principaux types de microsystèmes ayant fait l'objet de publications.

1.2.2 Les différents types de microsystèmes et leurs applications possibles

Nous pouvons diviser les microsystèmes en deux grandes catégories qui se distinguent par le niveau d'interaction avec le milieu:

- Les actionneurs qui agissent et modifient le milieu.
- Les capteurs et dispositifs de traitement des signaux qui fournissent en sortie un signal électrique ou une information relative à une grandeur physique.

Ces différents dispositifs peuvent mettre en œuvre des ondes et mécanismes physiques de natures très différentes : nous pouvons citer l'utilisation de dispositifs purement mécaniques intégrés, l'utilisation d'ondes électromagnétiques (MEMS RF), optiques (MOEMS), acoustiques (MAEMS) et enfin l'utilisation d'interactions chimiques ou biochimiques. Cette énumération n'est bien sûr pas exhaustive et l'intérêt des microsystèmes réside surtout dans le fait de pouvoir combiner ces différentes ondes ou mécanismes d'interaction.

Nous représentons dans la figure 1.1, les différents domaines d'études qui sont explorés par les microsystèmes.

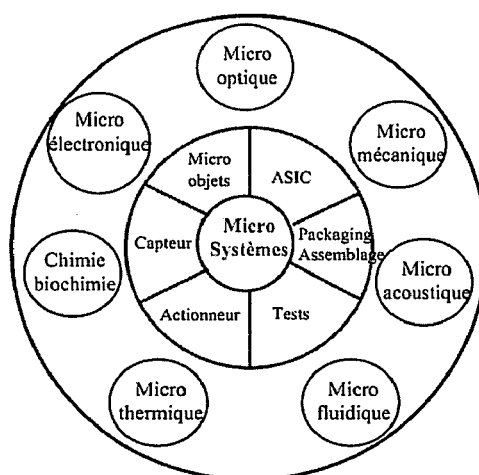


Figure 1.1: Différents types de microsystèmes.

Le tableau 1.1 résume la diversité d'applications des microsystèmes à travers plusieurs développements technologiques, commerciaux ou de recherche [16-17].

Domaines technologiques	Dispositif/Applications	Utilisateur ou fabricant
Mesures Inertielles	Accéléromètres, capteurs de vitesse, capteurs de vibration.	TI, Boeing, Motorola, ADI, Sarcos, IEMN, ST Microelectronics , le LAAS.
Microfluidique et test/processus chimique et biologique (BIOMEMS)	Puce ADN, laboratoire sur puce, capteurs chimiques, contrôleurs de flux, micro valves, diagnostique, détection, micromélange, piégeage de particules.	Agilent Technologies, Berkeley MicroInstruments, Hewlett Packard, Xerox, Canon, Epson, Caliper, IEMN, ST Microelectronics.
MEMS optiques (MOEMS)	Optique réflective, diffractive, en espace libre ou guidé, interféromètre. Détecteurs, écrans, interrupteurs optiques	Tanner, SDL, GE, Samoff, Northrop-Grumman,
Mesures de pression	Capteurs de pression, actionnement, médicales	Goodyear, Delco, Motorola, Ford, Siemens, TI, ..etc.
Technologie RF	Interrupteurs RF, filtres, inducteurs antennes, décaleurs de phase, ouvertures scannées.	Rockwell, Hughes, ADI, Raytheon, TI, Aether.
Imagerie et Autres	Microscopie acoustique, échographie. Actionneurs, micro relais, senseurs d'humidité, stockage de données, capteurs d'efforts,	Boeing, HP, Xerox, Aerospace, Siemens, ISSYS, Honeywell, IBM

Tableau 1.1: Principales applications des microsystèmes.

Nous venons donc de faire le résumé sur les applications et l'importance des microsystèmes en général. Ces différents dispositifs n'ont pu être développés qu'en utilisant largement les différentes technologies mises en place pour le développement des composants électroniques intégrés. Une part importante des innovations proposées dans les microsystèmes repose sur la capacité des laboratoires à maîtriser et combiner les technologies les plus sophistiquées. Cet aspect technologique lié aux microsystèmes sera développé dans le second chapitre et en annexe 3. Les microsystèmes engrangent une part importante de marché dans le domaine de la recherche scientifique (voir annexe 1). Parmi tous ces microsystèmes, nous nous proposons de réaliser un microsystème acoustique composé d'un canal microfluidique et de miroirs en vue de caractériser en transmission sur le plan acoustique une cellule biologique.

1.2.3 Les microsystèmes pour l'actionnement

Comme nous l'avons évoqué dans la partie 1.2.2, les microsystèmes pour l'actionnement ou microactionneurs produisent une action sous forme d'une force ou d'un déplacement. Parmi les nombreuses applications liées aux microactionneurs, nous pouvons citer les micromoteurs et les micromanipulateurs [18] qui peuvent être intégrables sur substrat de silicium [19].

- Les micromoteurs :

Les micromoteurs ont des dimensions micrométriques et peuvent entraîner des microsystèmes de très faibles puissances, de l'ordre du milliwatts.

Parmi les micromoteurs, on peut noter les micromoteurs annulaires tels le microactionneur électrostatique dont le rotor a un diamètre de 120 μm et une épaisseur de 7 μm avec une vitesse de rotation pouvant atteindre les 10000 tr/mn [20].

- Les micromanipulateurs :

Les micromanipulateurs sont des microactionneurs utilisés très souvent en médecine (micropréhenseurs). Ils permettent la manipulation d'objets de quelques μm à quelques centaines de μm grâce à des micropinces dont la taille avoisine 200 μm .

Nous pouvons aussi noter l'apparition des micropousseurs qui déplacent une cellule pour l'amener en position centrale sous l'objectif du microscope.

- Les microactionneurs intégrables sur substrat de silicium :

Ces microactionneurs sont souvent de types piézoélectriques, électromagnétiques ou thermiques.

Nous ne nous étendrons pas davantage sur la catégorie de microsystèmes actionneurs pour nous focaliser sur les capteurs et dispositifs de traitement des signaux,

1.2.4 Les capteurs et dispositifs de traitement des signaux

1.2.4.1 Les MOEMS, optique intégrée et miroirs optiques

Le terme MOEMS signifie Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems. Les MOEMS étaient utilisés à l'origine pour la réalisation de miroirs à inclinaison variable [21].

Il existe deux grandes catégories de MOEMS [22]: ceux qui utilisent des principes de l'optique géométrique pour la commutation spatiale de la lumière (connectique, switch) et ceux qui mettent en œuvre des aspects ondulatoires tels que les interférences optiques (modulateurs, réseaux).

La naissance de l'optique intégrée peut être attribuée [23] à S. E. Miller de Bell aux Etats-Unis qui, avec le développement des systèmes de télécommunication optique, proposa l'intégration et l'interconnexion des composants optiques entre eux par des guides d'ondes optiques réalisés dans un même substrat [24]. L'optique intégrée est souvent utilisée pour réaliser des composants pour les télécommunications optiques et des capteurs optiques pour des mesure de grandeurs physiques notamment pour des applications en astrophysique, en chimie et en biologie [25, 26].

La fabrication des guides d'ondes en optique intégrée fait appel à plusieurs types de matériaux [23] comme :

- Les matériaux ferroélectriques comme le niobate de lithium, avec des guides d'ondes réalisés soit par diffusion d'un métal, soit par échange protonique [27-32];
- Le silicium et les guides à base de silice ou de nitrure de silicium obtenus par dépôt CVD (Chemical Vapor Deposition) ou hydrolyse à la flamme [27, 31, 33-37];
- Les semi-conducteurs III-V et les techniques d'épitaxie [27, 31, 38-44] ;
- Les polymères et les guides réalisés par transformation chimique provoquée par irradiation UV [27, 31, 45-47] ;
- Le verre et les techniques de diffusion d'ions [27, 31, 48-53].

Nous allons cependant donner un exemple de l'utilisation du silicium en optique intégrée et de l'intégration des miroirs optiques. Le silicium, matériau de base de la microélectronique, peut être utilisé en optique intégrée pour réaliser des dépôts de couches minces et des gravures. Des matériaux comme la silice, l'oxy-nitrure ou le nitrure de silicium, dérivés du silicium, sont des matériaux qui ont d'excellentes qualités optiques. Nous notons aussi la possibilité d'effectuer des gravures profondes permettant ainsi le positionnement direct des fibres optiques monomodes et un alignement quasi parfait des entrées et des sorties des circuits optiques. Des gravures en V ainsi que des gravures en U peuvent aussi être effectuées.

Les couches piézoélectriques d'oxyde de zinc sur silicium, sur silice ou sur du nitrure de silicium permettent d'obtenir des composants acousto-optiques performants.

L'optique intégrée présente des avantages par la mise en œuvre des techniques d'intégrations en plus des avantages traditionnels bien connus des circuits optiques [54]. Il s'agit d'une miniaturisation des circuits optiques, de la suppression des problèmes traditionnels d'alignement entre composants, de grandes productions pour de faibles coûts et une large compatibilité avec le marché des microsystèmes.

C'est dans ce contexte que sont nés les miroirs acoustiques que nous proposons d'étudier dans la suite et dont le rôle sera de modifier les directions de propagation d'une onde acoustique de façon à maîtriser sur un substrat la direction d'interaction de l'onde acoustique avec le milieu.

1.2.4.2 Les biopuces

La rencontre entre la microélectronique, les microsystèmes, la chimie des acides nucléiques, la bioinformatique et la biologie est à la naissance des biopuces qui sont conçues dans une lame de verre ou de silicium de la taille d'une lame de microscope. Comme son nom l'indique, elles sont conçues pour des applications biologiques et permettent d'analyser en général des milliers de séquences d'ADN [55] ou de protéines.

Grâce aux biopuces, on obtient ainsi la possibilité de mesurer le niveau d'expression de plusieurs milliers de gènes simultanément. Les applications ne cessent d'augmenter dans de nombreux domaines comme la pharmacologie, la médecine ou l'environnement.

Des études ont montré que les biopuces permettaient de détecter le gène qui est responsable du cancer du sein [56].

Les biopuces sont aussi utilisables dans les chaînes de production agroalimentaire car ils sont particulièrement efficaces dans la reconnaissance de l'origine des espèces animales qui composent les produits alimentaires et dans la détection et le contrôle des séquences des semences provenant d'organismes génétiquement modifiés [57].

Il existe des applications environnementales pour l'analyse microbiologique de l'eau de consommation et d'une manière générale pour le contrôle qualité en milieu industriel pour renforcer la sécurité des produits.

Des systèmes de plus en plus compliqués sont conçus de nos jours avec notamment la puce intégrée développée par la méthode PCR (Polymerase Chain Reaction ou Amplification en chaîne par polymérase) au CEA-LETI en collaboration avec St Microelectronics (voir figure 1.2).

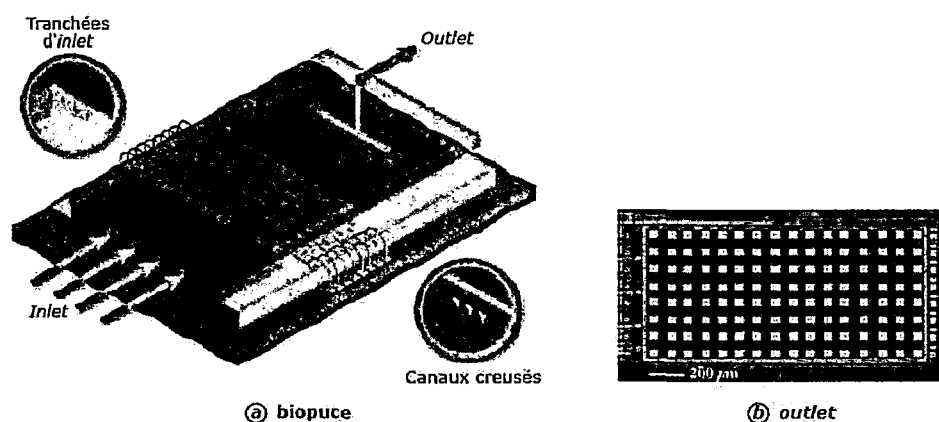


Figure 1.2 Biopuce de PCR du LETI.

La partie grisée correspond à une plaque de silicium de 3 cm^2 environ. Des éléments chauffants et des détecteurs de température sont implantés dans le silicium par des procédés de microélectronique. Sous ces éléments chauffants, se trouvent des canaux creusés selon un procédé développé par STMicroelectronics. L'échantillon et les réactifs d'amplification et de marquage sont injectés par une extrémité de la puce (*inlet*, voir figure 1.2.a) et une fois amplifiés, les fragments sont collectés (*outlet*, voir figure 1.2.b) [58].

Cette puce est composée de deux modules, un pour le chargement des échantillons et un de microfluidique pour l'amplification par PCR d'échantillons faiblement concentrés comme les cellules rares telles que les cellules souches. Elle comporte aussi une zone « puce à ADN » afin de permettre une analyse des gènes d'intérêt sur des électrodes d'or selon la technologie MICAM brevetée par le CEA.

Nous regroupons dans la figure 1.3, un ensemble d'applications possibles avec les biopuces [59].

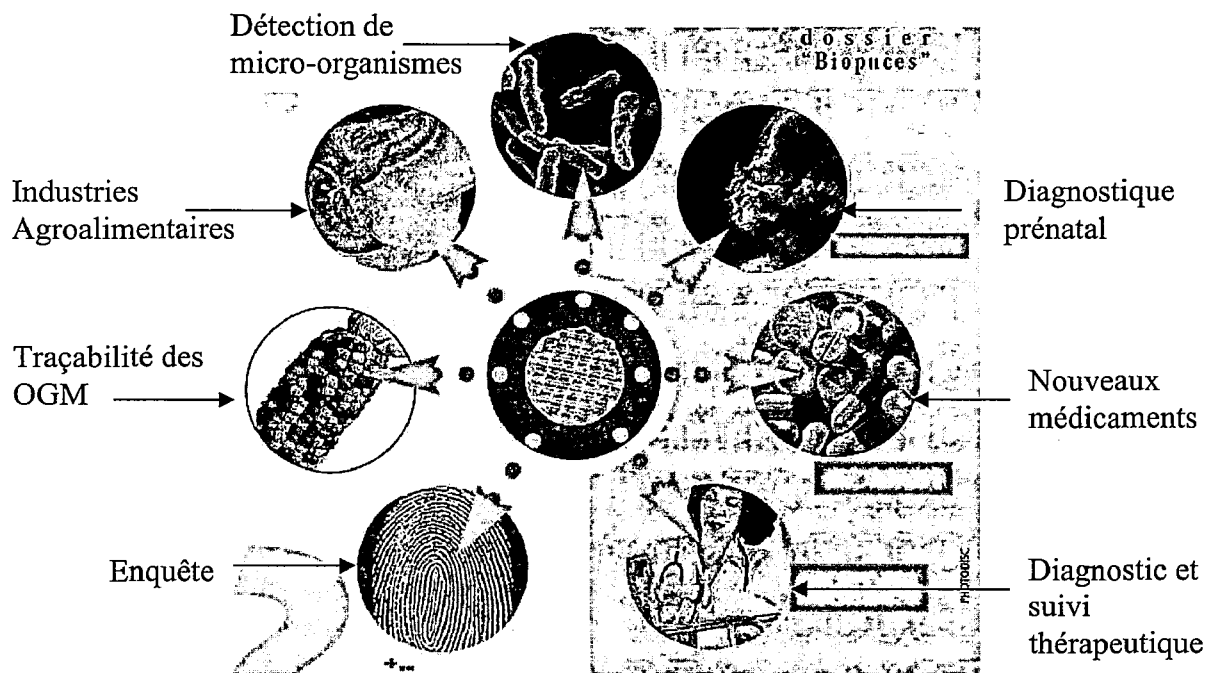


Figure 1.3 Aperçu des applications des Biopuces.

Les biopuces ont été à l'origine du fort développement des microsystèmes pour les applications à la biologie et la médecine. Dans le prolongement des travaux de recherche sur les biopuces, ont émergés de nombreux travaux dans le domaine de la microfluidique et des BIOMEMS. C'est ce que nous allons présenter dans ce qui suit.

1.2.4.3 Les BIOMEMS/Laboratoires sur puces

L'accroissement constant des besoins en instrumentation d'analyse appliquée au domaine de la biologie et de la médecine couplé aux intérêts économiques du marché a amené un développement rapide des BIOMEMS (Biomedical or Biological Micro-Electro-Mechanical Systems).

Un BIOMEMS est souvent composé de capteurs, de systèmes microfluidiques incluant des microcanaux contenant des cellules biologiques à analyser et d'un dispositif pour la réception, le traitement et l'analyse du signal.

Les BIOMEMS sont aussi définis comme des transducteurs pour une reconnaissance biologique basée sur la combinaison d'éléments mécaniques et électriques pour la détection, à

l'échelle micrométrique. Ils sont composés de parties mobiles permettant la détection de biomolécules, en plus de leurs fonctions électriques [60].

Nous donnons dans la figure 1.4, un schéma de principe d'un BIOMEMS [61]. Le biorécepteur et le transducteur forment la partie capteur. Généralement, le biorécepteur permet d'immobiliser la substance que l'on souhaite analyser. Notons que ce schéma de principe ne contient pas d'actionneurs alors que les BIOMEMS peuvent nécessiter un actionnement microfluidique à l'aide de micropompes ou de microvalves à commande par des électrostatiques ou magnétiques [62].

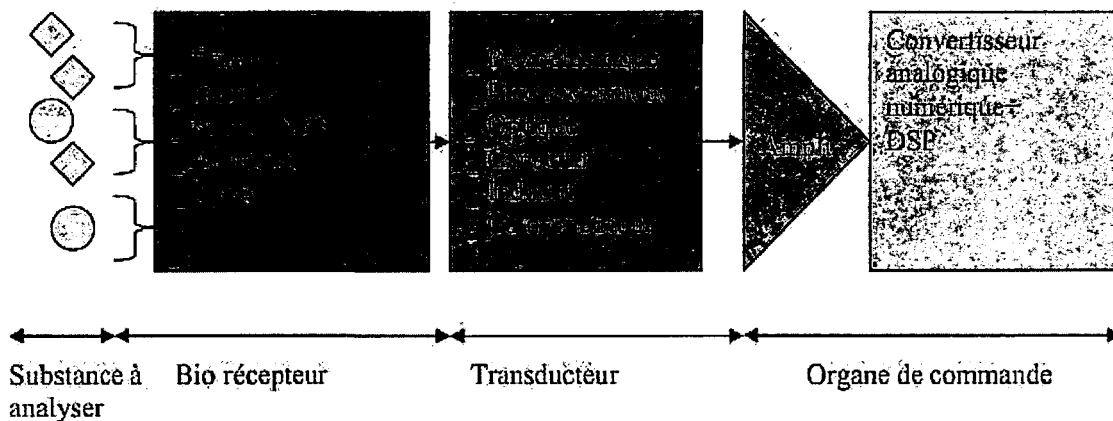


Figure 1.4: Architecture d'un BIOMEMS.

Les BIOMEMS ont permis d'investir toutes les échelles de la structure du vivant, allant du génie génétique, en passant par la protéomique (conformations, interactions) et les manipulations cellulaires, jusqu'à l'ingénierie tissulaire. De plus en plus d'applications sont également annoncées pour le diagnostic et le traitement médical, les organes artificiels, l'interface cerveau-machine et les sécurités agroalimentaire et environnementale [63].

De plus, on notera l'introduction de laboratoires sur puces ou «*Lab on chips*» qui sont des microdispositifs multifonctionnels et plus élaborés qui permettent, selon leur degré d'intégration, une fonction de transduction, mais surtout de préparation des échantillons, séparation, analyse, de culture cellulaire ou tissulaire. En plus du transducteur, ces composants contiennent un système microfluidique très évolué (microcanaux) afin de gérer les fluides à analyser [63].

1.2.4.4 Les microsystèmes acoustiques

Comme dans le cas des BIOMEMS, les développements des microsystèmes ont ouvert de nombreuses perspectives d'évolution des systèmes ou dispositifs acoustiques. Une première étape a concerné la miniaturisation des dispositifs acoustiques et la réalisation de systèmes fonctionnant à des fréquences élevées (typiquement entre quelques mégahertz à quelques gigahertz). Parmi les applications des microsystèmes acoustiques, nous pouvons citer [64] :

- les domaines de l'électronique et des télécommunications pour les MEMS acoustiques les plus avancés en termes de développement: microphones intégrés sur silicium, filtres et duplexeurs radiofréquences, oscillateurs programmables;
- les transducteurs micro-usinés (MUT) à transduction électrostatique pour la réalisation de sondes échographiques, qui apparaissent comme une solution intéressante dans le domaine de l'imagerie ultrasonore haute résolution;
- le développement d'une instrumentation très variée de types capteurs et actionneurs répondant à des besoins industriels (transports, environnement, santé, procédés..), ou des objectifs scientifiques (micromanipulation ou détection de fluide et d'objets, actionnement

aidé par ondes acoustiques...). Cette activité, qui met en œuvre des MEMS basés sur des phénomènes acoustiques (propagation, d'onde ou résonance), en est encore au stade du laboratoire

Les principaux marchés des microsystèmes acoustiques qui ont émergé au niveau industriel concernent l'industrie de l'électronique et des télécommunications [64]

- les microphones sur silicium commercialisés depuis 2003 essentiellement par Knowles Acoustics (USA) et Infineon.
- les filtres et duplexeurs à ondes de volume (BAW) pour le filtrage radiofréquence en télécommunication mobile produits principalement par les sociétés Agilent (USA) et Infineon.
- les oscillateurs programmables réalisés à partir de résonateurs électromécaniques en silicium fabriqués par trois start-ups américaines Discera, Si-Time et Silicon Clocks.

Après avoir présenté les microsystèmes acoustiques, leurs enjeux et applications nous allons présenter un rapide tour d'horizon des développements de microfluidique.

1.2.5 Aperçu des développements réalisés dans le domaine de la microfluidique

Comme son nom l'indique, la microfluidique consiste à développer des dispositifs de contrôle de l'écoulement de fluides à l'échelle du micromètre, conduisant à des volumes contrôlés de quelques nanolitres. La microfluidique apparaît très vite comme un moyen de réduire les coûts d'opération en sachant que de faibles volumes de fluides peuvent être suffisants pour réaliser certaines analyses [65] [66]. Une autre conséquence positive peut être également une augmentation de la sensibilité de mesure par une mesure plus locale [67] et une plus grande intégration des systèmes de mesure.

Historiquement, les premiers systèmes d'analyse microfluidique ont vu le jour dans les années 80 avec le développement d'un chromatographe en phase gaz miniaturisé dans une puce de quelques centimètres de côté [68]. La fin des années 80 et le début des années 90 marquent les premiers véritables systèmes microfluidique intégrant de nombreuses fonctions en leur sein. En effet, en 1989, Manz et al vont lancer le premier concept de laboratoire sur puce ou μ TAS (Micro Total Analysis Systems) lors de la cinquième conférence internationale de Solid-State Sensors and Actuators [69], en proposant des systèmes miniaturisés annonçant de multiples éléments totalement intégrés comme des valves [70], des pompes [71], des mélangeurs [72], pour manipuler des fluides dans un réseau de canalisations et faire des analyses multiples sur le même substrat.

Dès lors, les systèmes microfluidiques vont se multiplier et parmi eux, nous pouvons citer la puce à trois fonctions: mélange de réactifs, réaction enzymatique [73] et un système de titrage de solutés aqueux intégrant des mélangeurs et des amplificateurs capables de faire de la digestion enzymatique et de l'électrophorèse de Burns et al [74].

S'en sont suivis des laboratoires sur puce « labopuces » permettant d'identifier des fragments d'ADN des virus ou autres micro-organismes. Parmi ceux-ci, on peut citer le système Agilent 2100 Bionalyzer, commercialisé à partir de 1999 par la société Agilent Technologies et qui permet d'analyser des échantillons très petits (entre 1 et 4 μ l) pour un temps d'analyse qui ne dure que 30 minutes (voir figure 1.8).

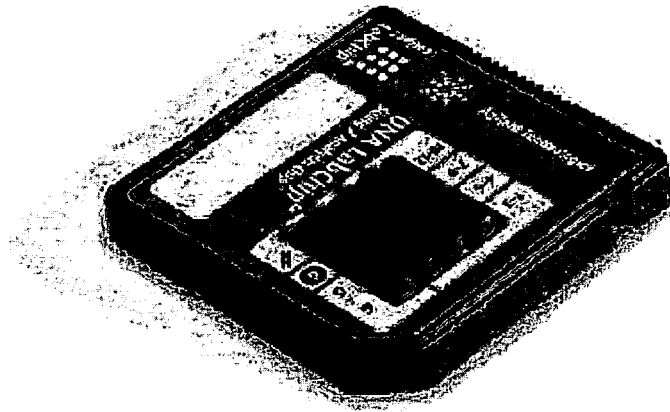


Figure 1.8: Système Agilent 2100 Bionalyzer, microsystème fluïdique

La société Abbott Point of Care Inc. commercialise son dispositif Freestyle Lite™ (à partir de mai 2007) qui permet de mesurer le taux de glucose dans le sang et contrôler ainsi le diabète (voir figure 1.9). Une faible quantité de sang ($0,3 \mu\text{l}$) est prélevée et analysée en l'espace de 5 secondes [75].

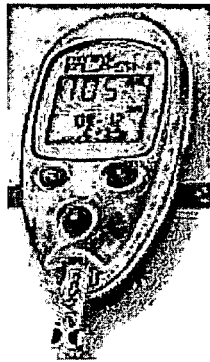


Figure 1.9: Système Freestyle Lite™ pour le contrôle du diabète.

Nous pouvons trouver d'autres systèmes microfluidiques dans des applications comme la cristallisation de protéines, les immunoessais, l'administration de médicaments, et autres systèmes non invasifs [76].

Pour la fabrication des microcanaux microfluidiques, le verre reste l'un des substrats les plus utilisés pour graver des microcanaux [58]. On peut aussi utiliser des matières plastiques dont le développement ne cesse de croître [133]. Ces matériaux présentent des avantages liés à la conception des microcanaux ainsi qu'un faible coût.

Nous allons dans la suite présenter une introduction à l'utilisation des ondes acoustiques dans les dispositifs d'instrumentation avant de donner un aperçu du microsystème acoustique que nous proposons de réaliser.

1.3 Introduction à l'acoustique

Les ondes ultrasonores et plus généralement les ondes acoustiques résultent de la propagation d'un ébranlement mécanique consécutif à une source caractérisée par un déplacement de matière ou une force appliquée. Cette source est caractérisée à la fois par une fréquence ou un spectre de fréquences et une amplitude.

Le domaine des basses fréquences inférieures à quelques dizaines de kilohertz est le domaine de la mécanique vibratoire associée à la génération de bruits dans la bande audible alors qu'au delà, il faut parler d'ondes ultrasonores. Ces ondes peuvent être continues ou impulsionnelles, ce qui conditionne le plus souvent, combinée à l'amplitude d'excitation l'application qui peut en être faite. D'une façon générale, deux cas doivent être considérés : celui où l'onde se propage sans modifier les propriétés physiques du milieu de façon irréversible et celui où le milieu est modifié de façon irréversible (déplacement d'une quantité de liquide par exemple ou modification chimique....).

1.3.1 Généralités sur les ondes acoustiques

1.3.1.1 Les différentes ondes acoustiques

- **Ondes de volume**

Ces ondes peuvent exercer une contrainte de compression et l'onde est dite longitudinale ou L ou de cisaillement et l'onde est dite transversale ou T. Ces ondes sont caractérisées par leur célérité et l'atténuation de propagation qui résulte des mécanismes de dissipation et d'interaction de l'onde avec le milieu. Ces grandeurs associées à la masse volumique sont des caractéristiques intrinsèques du milieu de propagation. Nous utiliserons principalement des ondes de volumes dans le microsysteme que nous proposons d'étudier.

Nous représentons dans les figures 1.10.a et 1.10.b les déplacements des modes de propagation L et T sur un matériau donné [77].

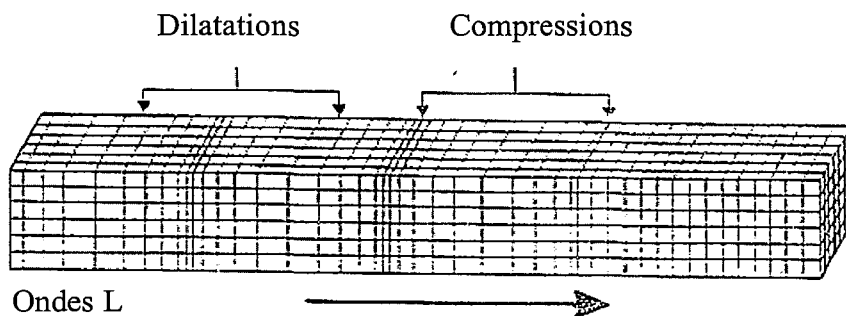


Figure 1.10.a Propagation des ondes L.

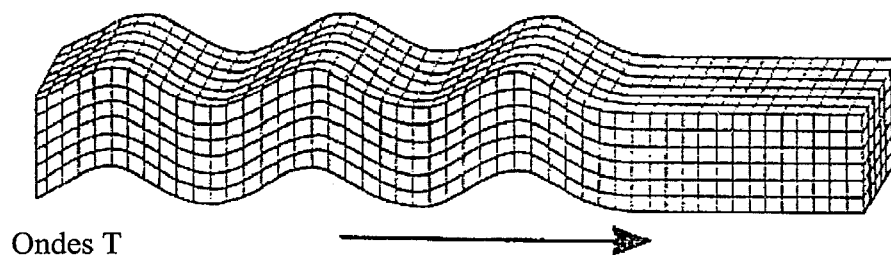


Figure 1.10.b Propagation des ondes T.

- **Ondes de surface**

Comme leur nom l'indique, l'énergie de ces ondes est confinée en surface d'un matériau et la déformation du matériau est pratiquement nulle au-delà d'une profondeur d'une longueur d'onde. Parmi les ondes de surface, l'onde de Rayleigh est la plus connue et la plus souvent utilisée. Elle a été découverte en 1885 par Lord Rayleigh. Si son déplacement se fait en surface, le mouvement qu'elle effectue reste complexe car celui-ci est la somme d'un mode de

propagation L et d'un mode de propagation T à la fois. La figure 1.10.c nous montre le déplacement d'une onde de Rayleigh dans un milieu.

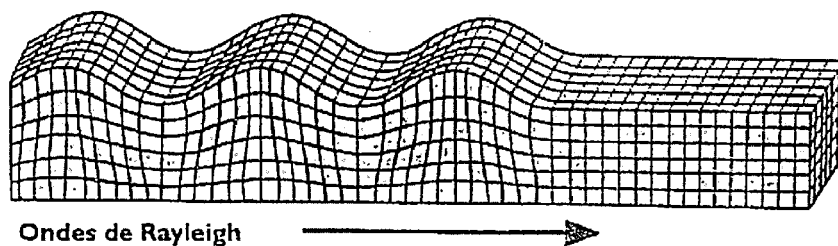


Figure 1.10.c Propagation des ondes de Rayleigh.

- **Ondes de Love**

Elle fut découverte en 1911 par A. E. H. Love. Son déplacement s'effectue par un mouvement de cisaillement vertical et elle est aussi souvent prise en compte en sismologie car le déplacement lié à cette onde peut causer d'importants dégâts en cas de tremblements de terre. Il faut noter que les ondes de Love ne se propagent que dans les solides non homogènes. Comme précédemment nous représentons dans la figure 1.10.d un exemple de déplacement d'onde de Love dans un matériau donné.

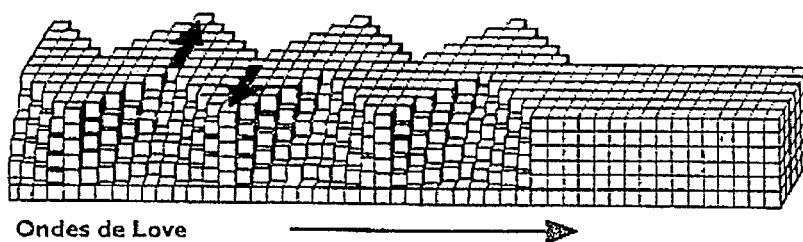


Figure 1.10.d Propagation d'ondes de Love.

- **Autres types d'ondes**

Il existe d'autres types d'ondes comme les ondes de Lamb dans des plaques. Le couplage des déplacements sur les deux faces engendre plusieurs types de modes symétriques et antisymétriques qui sont dispersifs. Nous pouvons aussi citer les ondes de Stoneley qui se propagent à l'interface entre deux milieux solides et lorsqu'il s'agit de l'interface entre un milieu solide et un milieu liquide, nous parlons d'onde de Scholte.

1.3.1.2 Application des ultrasons à la caractérisation des milieux

L'imagerie médicale et le contrôle non destructif par ultrasons constituent les applications les plus répandues des techniques ultrasonores. C'est Paul Langevin qui, en 1915 va mener des recherches pour l'étude de la propagation des ultrasons dans l'eau pour différents matériaux [78]. Le développement de l'échographie ultrasonore s'accélère dans les années 50 avec le début des premiers diagnostics sur le corps humain. C'est la capacité des ultrasons à se propager dans les tissus mous et à donner un signal réfléchi même dans le cas de milieux de propriétés très voisines qui est mise à profit. En 1952, l'anglais J.J. Wild et l'américain J.M. Reid obtiennent les premières images par échographie d'un sein [79]. Puis, ils seront suivis par Leskell et dans la foulée par l'anglais Ian Donald qui présenteront d'autres images échographiques du corps humain. Les années 70 marquent l'avènement de l'échographie et il

est désormais possible d'effectuer des échographies en 3D. Nous pouvons ainsi facilement suivre un fœtus et faire des diagnostics en cas de maladie. Le signal échographique peut être restitué à l'utilisateur de plusieurs façons [80] :

- **L'échographie A ou A-Scan (Amplitude)**

Elle donne directement accès au signal temporel pour une position donnée du transducteur. Le résultat est visualisé sous la forme d'une amplitude des échos en fonction du temps de parcours. Nous représentons un exemple d'A-Scan dans la figure 1.11.a [81].

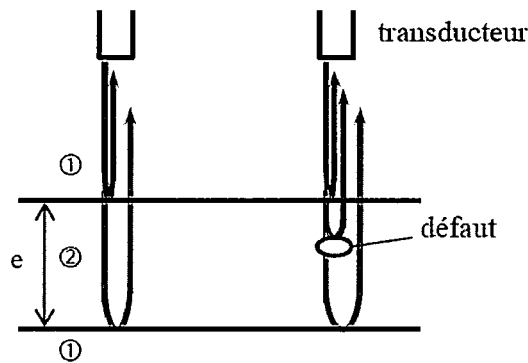


Figure 1.11.a: Méthode A-Scan

- **L'échographie B ou B-Scan (Brightness)**

Elle correspond à une coupe du matériau pour laquelle une des dimensions de l'image est la profondeur dans le matériau. Nous pouvons utiliser pour obtenir l'information dans l'autre dimension le déplacement d'un transducteur individuel ou un réseau de transducteurs. L'amplitude du signal échographique module l'intensité lumineuse de l'afficheur. C'est le mode qui est le plus souvent utilisé en médecine.

Nous donnons une représentation d'un exemple d'image B-Scan dans la figure 1.11.b [81].

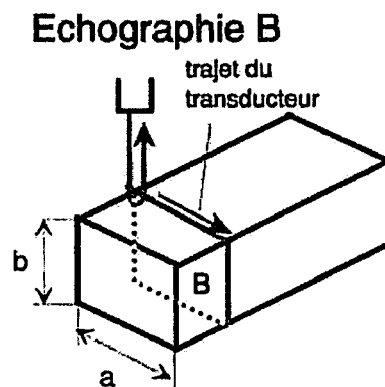


Figure 1.11.b: Méthode B-Scan.

- **L'échographie C ou C-Scan (Constant depth)**

Le transducteur se déplace le plus souvent dans deux directions parallèlement à la surface du milieu investigué et certaines applications utilisent des réseaux 2D de transducteurs. Les dimensions de l'image correspondent à celles du réseau de transducteurs (transducteur matriciel ou déplacement d'un capteur monoélément dans deux directions) et l'intensité lumineuse de l'afficheur est modulée par l'amplitude du signal échographique pour un retard

de propagation donné ce qui permet de représenter une image d'un matériau à une profondeur donnée.

Nous donnons une représentation d'un exemple d'image C-Scan dans la figure 1.11.c [81].

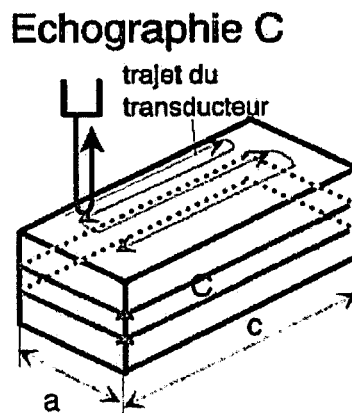


Figure 1.11.c: Méthode C-Scan.

Avec l'échographie, les ondes acoustiques constituent de nos jours une des bases de développement du monde médicale avec les nombreuses applications qui ne cessent de voir le jour.

1.3.1.3 Utilisation en transmission

Les ondes acoustiques peuvent aussi être utilisées en transmission pour caractériser des solides ainsi que des fluides. A des fins de caractérisation d'un milieu nous utiliserons par exemple la transmission à travers deux épaisseurs différentes d'un milieu pour en déduire la vitesse et l'atténuation de propagation. Cette mesure différentielle apporte une plus grande précision sur la détermination de ces paramètres caractéristiques du milieu.

1.3.2 Acoustique haute fréquence

C'est depuis les années 1974 et 1975 qu'est apparue l'idée d'utiliser une onde acoustique de fréquence supérieure à 1 GHz pour réaliser une image des propriétés élastiques à l'échelle microscopique. Dans ce domaine de fréquence la résolution obtenue en microscopie acoustique à balayage dans l'eau est comparable à la résolution obtenue avec un microscope optique soit environ $1,5\mu\text{m}$.

1.3.2.1 Microscopie acoustique

C'est dans les années 70, à l'université de Stanford (Californie) que Quate et Lemons [82] conçoivent un microscope acoustique à balayage avec une résolution proche ou meilleure que le micromètre SAM. Il fonctionne en transmission et à une fréquence du Gigahertz. Depuis, ce système n'a cessé de progresser et nous fabriquons aujourd'hui des microscopes acoustiques à balayage en transmission et en réflexion pour des fréquences pouvant avoisiner quelques gigahertz.

Un microscope acoustique est composé (voir figure 1.12) d'un générateur G qui est chargé de fournir un signal électrique modulé à un élément piézoélectrique (en oxyde de zinc par exemple) qui va convertir le signal électrique en onde mécanique. Ce faisceau est alors focalisé sur l'objet A , immergé dans un liquide (de l'eau par exemple), par l'intermédiaire d'une lentille Cd convergente (sa célérité étant inférieure à celui du liquide d'immersion). Cette lentille est généralement en saphir, ce qui permet de réaliser une lentille acoustique à fort

indice et par conséquent un dispositif pratiquement exempt d'aberrations sphériques. Le faisceau acoustique transmis par l'échantillon est alors recueilli par une lentille identique Ob puis reconverti en onde plane dans la direction du transducteur récepteur. Ce dernier reconvertit l'onde acoustique en un signal électrique qui module, après amplification l'intensité du faisceau d'un moniteur M dont le balayage est synchrone du déplacement de l'objet.

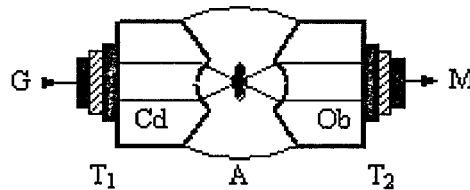


Figure 1.12 Schéma de principe d'un microscope acoustique [83].

Les applications de la microscopie acoustique sont nombreuses et variées dans le domaine industriel. Elle est utilisée pour la détection de défauts dans des matériaux optiquement opaques avec des résolutions de l'ordre du micromètre en surface. Plusieurs applications à la biologie [84] [85] ont été publiées dans le domaine de l'adhérence de cellules sur des surfaces fonctionnalisées et sur la capacité des techniques de microscopie haute fréquence à relier des pathologies en biologie cellulaire à des différences de propriétés élastiques.

Des applications en microélectronique notamment pour le contrôle des microcircuits ont été publiées afin de détecter des causes de défaillances dans la fiabilité des composants.

D'autres techniques de microscopie acoustique comme la micro-échographie acoustique [86] et la micro-interférométrie acoustique ont également été proposées [86].

1.3.2.2 Acoustique picoseconde

Découvert au début des années 80, l'acoustique picoseconde est une technique optique définie par une source laser qui produit des impulsions très brèves [87]. L'énergie lumineuse déposée est ensuite absorbée par le matériau, convertie en chaleur, puis en dilatation du matériau, ce qui engendre une vibration qui se propage alors. Cette onde va se retrouver sur l'autre face du matériau après un temps de retard. Enfin, ce sont ces deux modifications qui vont permettre de mesurer l'amplitude et la phase de la variation relative de réflectivité grâce à un second faisceau couplé à un interféromètre.

C'est en 1984 que le chercheur H. Maris et son équipe de l'université Brown [88], découvre en étudiant la réponse d'un film d'As₂Te₃ soumis à une brève impulsion de lumière, que le signal obtenu est lié à une vibration de l'échantillon [89-90]. L'application de cette technique a permis de mesurer la vitesse d'ondes acoustiques longitudinales et leur atténuation. Dans la foulée, une collaboration avec l'équipementier Rudolph, a permis de mettre sur pied un outil métrologique basé sur cette méthode, il s'agit du Metapulse [91] qui est basé sur la mesure d'épaisseur. Notamment au Japon O. Wright a étudié deux montages: un premier pour montrer que sous l'effet de l'impulsion acoustique, il est possible de détecter la déflexion du faisceau [92] et un second pour proposer un montage qui permet d'imager la surface d'un échantillon après l'excitation de ce dernier [93].

En France, le premier montage est l'œuvre de B. Perrin et B. Bonello en 1993. Ils ont développé ensuite en 1996 un montage interférométrique permettant d'obtenir la phase ainsi que l'amplitude du signal de réflectivité [94].

Au sein du laboratoire IEMN, un montage pour l'acoustique picoseconde a vu le jour grâce à A. Devos et permet d'étudier l'incidence de la longueur d'onde dans les mécanismes de détection. Les montages sont de plus en plus nombreux en France [87], notamment à

Bordeaux dans les laboratoires du LMP, du CPMOH et l'IXL. L'exploitation de cette méthode est très importante à travers le monde [87] notamment par l'équipe C.J.K. Richardson à Baltimore, Chi-Kuang Sun à Taipei, J. Vollemann à l'ETH de Zurich, K. Nelson au MIT dans le Massachussets, T. Dekorsy à l'institut Fraunhofer en Allemagne.

L'acoustique picoseconde permet de générer et de détecter des ondes acoustiques à des fréquences avoisinant le TéraHertz.

Après avoir décrit l'utilisation des ondes acoustiques en hautes fréquences, nous allons présenter le microsysteme acoustique que nous voulons réaliser.

1.4 Développement d'un microsysteme acoustique

Notre objectif est, dans ce travail, d'évaluer les potentialités de développement de microsystemes acoustiques destinés à réaliser une caractérisation des propriétés élastiques d'une cellule biologique unique dans un canal microfluidique. Nous nous fixons comme objectif de caractériser des cellules de dimension $20\ \mu\text{m}$ avec une résolution spatiale de $2\ \mu\text{m}$ environ. Ces cellules défilent dans un canal de largeur environ $50\ \mu\text{m}$ et le microsysteme acoustique fournira un signal en transmission représentant la variation de transparence élastique de la cellule lors de son défilement devant le capteur.

Nous donnons dans la figure 1.13 une représentation schématique du microsysteme que nous souhaitons réaliser. Nous nous proposons de déposer par pulvérisation cathodique sur le substrat de silicium deux transducteurs piézoélectriques qui serviront d'émetteur et de récepteur.

Sur l'autre face de ce substrat de silicium, nous graverons des miroirs acoustiques à 45° recouvert de couches d'oxydes de silicium et situés de part et d'autre d'un canal microfluidique.

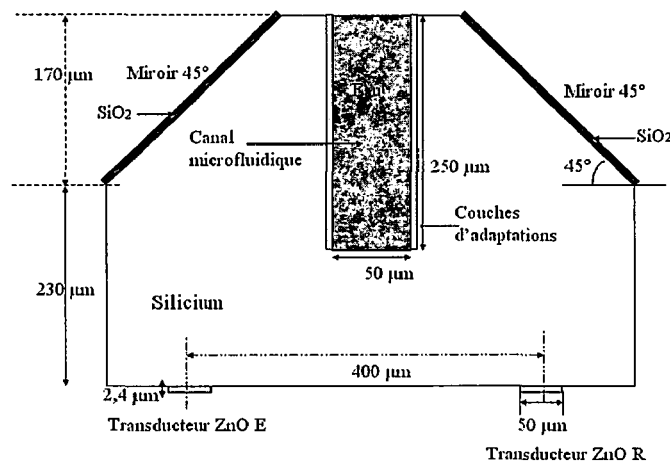


Figure 1.13: Vue en coupe du microsysteme à réaliser.

La distance entre les deux transducteurs est d'environ de $400\ \mu\text{m}$, celle entre les transducteurs et le début des miroirs est d'environ de $230\ \mu\text{m}$. La hauteur des miroirs est d'environ de $170\ \mu\text{m}$. En ce qui concerne le canal, il a pour hauteur environ $250\ \mu\text{m}$ et pour largeur $70\ \mu\text{m}$. Les transducteurs ont pour épaisseur $2,4\ \mu\text{m}$ et pour largeur $50\ \mu\text{m}$ environ.

C'est cette géométrie qui sera modélisé dans la suite.

1.5 Conclusion

Nous venons, dans ce chapitre de présenter un bref aperçu des développements des microsystèmes qui ont été largement développés ces dernières années et qui débouchent désormais sur des dispositifs pratiques commercialisés pour certains d'entre eux. La grande diversité des principes physiques mis en jeux ne permet pas d'en faire ici une étude détaillée. Le dispositif microsystème acoustique que nous souhaitons étudier ici repose principalement sur la maîtrise du guidage d'un faisceau acoustique haute fréquence dans un substrat de silicium de façon à définir une cellule de mesure élémentaire de quelques centaines de micromètres. Son principe original consiste à utiliser des miroirs acoustiques situés sur la face opposée aux transducteurs, ce qui permet de transmettre l'onde acoustique au travers des parois verticales du canal microfluidique.

Notre travail a consisté à étudier, au travers de simulations, la propagation et à caractériser les transducteurs piézoélectriques et les couches d'adaptation. Cette disposition permet de disposer de nombreuses solutions pour amener et traiter l'onde acoustique, par exemple la focaliser ou la collimater.

Dans le chapitre 2 nous allons présenter une synthèse sur la faisabilité acoustique et technologique de ce microsystème.

Chapitre 2

Etude de développement du microsysteme proposé

2.1 Introduction

Nous avons montré au premier chapitre l'utilité d'un microsysteme acoustique intégrant des miroirs à 45° et un canal microfluidique pour la caractérisation en transmission de cellules biologiques. Dans ce chapitre, nous allons nous positionner sur l'étude de développement de ce microsysteme. Il s'agit en outre de faire une étude théorique qualitative sur les différents éléments qui le composent.

Nous rappelons que nous cherchons à intégrer des fonctions acoustiques dans les microsystemes à partir de transducteurs d'oxyde de zinc ou de niobate de lithium résonant à 1 GHz déposés sur substrat de silicium. Nous devons étudier la propagation de l'onde élastique dans ce même substrat ainsi que sa transmission dans l'eau. La rupture d'impédances entre un solide et un liquide est importante, c'est pourquoi nous devons réaliser une adaptation d'impédances mécaniques entre ces deux milieux. La solution généralement utilisée et qui est la plus efficace dans notre cas, est d'adapter les impédances par des couches anti reflets quart d'ondes d'oxyde de silicium et de polymères (époxy) qui présentent une impédance acoustique adéquate. Dans le contexte de l'intégration, il est intéressant d'utiliser des matériaux photosensibles qui permettent d'effectuer des lithographies

Après avoir présenté les généralités sur les ondes acoustiques, nous nous focaliserons sur l'étude des conditions de continuité à l'interface de deux matériaux avant de nous pencher sur l'étude des transducteurs piézoélectriques que nous allons utiliser.

Nous évaluerons ensuite les performances attendues dans les différentes parties du microsysteme en termes d'adaptation d'impédances mécaniques et électriques.

Nous finirons par présenter les techniques utilisées pour la réalisation des éléments qui composent notre microsysteme acoustique.

2.2 Généralités sur les ondes acoustiques

Cette étude nous permettra de comprendre les propriétés des ondes élastiques se propageant dans le microsystème proposé.

2.2.1 Rappels d'élasticité et loi de Hooke

Une onde acoustique est par définition la propagation d'une perturbation mécanique dans un milieu. Cette onde est qualifiée de plane lorsqu'à un instant donné, les perturbations sont identiques en tous points d'un plan.

Pour une onde longitudinale, la perturbation a lieu dans la direction de propagation et pour une onde transversale, elle a lieu dans une direction orthogonale à la direction de propagation. Un solide est dit élastique lorsqu'après avoir subi une déformation causée par des forces extérieures, il revient à son état initial. Il est caractérisé par deux grandeurs importantes qui sont les déformations et les contraintes, définissant son état mécanique.

Nous allons donner dans la suite quelques caractéristiques liées à la propagation d'onde acoustique dans un milieu en utilisant la loi de Hooke et l'équation de Christoffel [95].

Le tenseur des déformations ζ_{ij} est donné par la relation :

$$\zeta_{ij} = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.1)$$

Avec u , le déplacement mécanique dans le matériau, i et j valent 1, 2 ou 3.

Déformations et contraintes sont liées par la loi de l'élasticité linéaire, établie au 17^{ième} siècle, la loi de Hooke.

- **Loi de Hooke pour les solides non piézoélectriques et tenseur de Christoffel:**

En appelant T_{ij} le tenseur des contraintes, cette loi s'écrit :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \cdot \zeta_{kl} \quad (2.2)$$

Avec: $c_{ijkl} = \left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial \zeta_{kl}} \right)$.

Les coefficients c_{ijkl} sont les composantes d'un tenseur de rang quatre appelé tenseur des rigidités élastiques du solide. Ce tenseur possède $3^4 = 81$ composants. Les tenseurs T_{ij} et ζ_{kl} étant symétriques car $T_{ij} = T_{ji}$ et $\zeta_{kl} = \zeta_{lk}$, les c_{ijkl} ne changent pas lors d'une permutation des deux premiers ou des deux derniers indices :

$$c_{ijkl} = c_{jikl} \text{ et } c_{ijkl} = c_{ijlk}$$

Puisque $c_{ijkl} = c_{ijlk}$, la relation 2.2 devient alors :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (2.3)$$

Pour chaque couple ij et kl , nous aurons 6 possibilités, c'est à dire que le couple ij par exemple peut valoir 11, 22, 33, 13 ou 31, 23 ou 32, 12 ou 21, ce qui nous donne 36 éléments en tout au lieu de 81.

Nous pouvons aussi utiliser une notation matricielle en simplifiant l'écriture des indices comme suit :

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{21} & c_{31} & c_{41} & c_{51} & c_{61} \\ c_{12} & c_{22} & c_{32} & c_{42} & c_{52} & c_{62} \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & c_{43} & c_{53} & c_{63} \\ c_{14} & c_{24} & c_{34} & c_{44} & c_{54} & c_{64} \\ c_{15} & c_{25} & c_{35} & c_{45} & c_{55} & c_{65} \\ c_{16} & c_{26} & c_{36} & c_{46} & c_{56} & c_{66} \end{pmatrix}$$

Indices (ij, kl)	11	22	33	23, 32	13, 31	12, 21
Notations Matricielles (α, β)	1	2	3	4	5	6

Tableau 2.1: Indices et notations matricielles.

La loi de Hooke pour les solides non piézoélectriques devient alors : $T_\alpha = c_{\alpha\beta} \cdot \zeta_\beta$.

En négligeant la pesanteur, la relation fondamentale de la dynamique appliquée à un petit

élément de volume de masse volumique ρ s'écrit : $\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}$,

En tenant compte de l'équation 2.3, l'équation du mouvement s'écrit par la relation 2.4 :

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \cdot \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \cdot \partial x_k} \quad (2.4)$$

Pour l'équation 2.4, nous recherchons une solution sous la forme d'une onde plane progressive se propageant à la célérité V dans la direction $\vec{n}_i (n_1, n_2, n_3)$ perpendiculaire aux plans d'onde d'équation $\vec{n}_i \cdot \vec{x}_i = Cte$. Nous notons ${}^o u_i$ les composantes du vecteur de polarisation de cette onde.

Le tenseur de Christoffel est alors donné par l'équation:

$$\rho \cdot V^2 \cdot {}^o u_i = c_{ijkl} \cdot n_j \cdot n_k \cdot {}^o u_l \quad (2.5)$$

Cette équation est appelée tenseur de Christoffel.

En introduisant le tenseur du second ordre, $TC_{il} = c_{ijkl} \cdot n_j \cdot n_k$, nous obtenons :

$$TC_{il} \cdot \circ u_l = \rho \cdot V^2 \cdot \circ u_i$$

Les vecteurs propres et les valeurs propres du tenseur de Christoffel définissent les polarisations et les vitesses de phase des ondes planes se propageant dans un cristal de rigidité c_{ijkl} suivant une direction \vec{n} .

- **Vecteur de Poynting P_i**

Le vecteur de poynting P_i nous permet de déterminer la direction de l'énergie produit par le déplacement de l'onde acoustique dans le matériau. Il est donné par la relation 2.6 :

$$P_i = -T_{ij} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial t} = -c_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial t} \quad (2.6)$$

Pour un matériau piézoélectrique, d'autres paramètres interviennent dans les paramètres de calculs que nous détaillerons dans le paragraphe suivant.

2.2.2 Rappel sur la piézoélectricité

- **Origine de l'effet piézoélectrique**

L'origine de l'effet piézoélectrique provient de la distribution particulière des charges électriques au sein même de la structure cristalline de ces matériaux.

Au repos, les barycentres des charges positives et négatives coïncident. La différence de potentiel résultante aux bornes des électrodes de ce matériau est nulle. L'application d'une contrainte sur le matériau piézoélectrique provoque une perturbation de la symétrie des charges, ce qui engendre une différence de potentiel (effet direct) dont le signe dépend de la direction de la contrainte appliquée (matériau en traction ou en compression). L'application d'une tension U aux bornes des électrodes force le déplacement des charges. Cette dissymétrie des charges engendre une déformation de la maille cristalline et donc une déformation du matériau piézoélectrique (effet inverse). Les figures 2.1.a et 2.1.b nous permet d'illustrer ces deux situations.

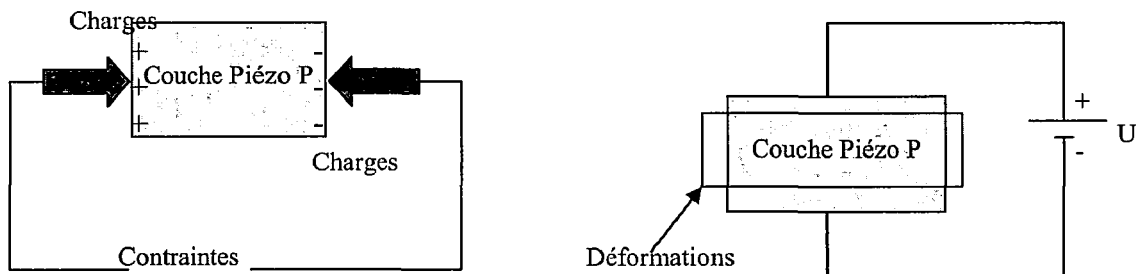


Figure 2.1.a Effet direct de la piézoélectricité Figure 2.1.b Effet inverse de la piézoélectricité

Après avoir présenté l'effet de la piézoélectricité, nous allons décrire la loi de Hooke pour les solides piézoélectriques.

- **Loi de Hooke pour les solides piézoélectriques**

Dans le cas où le matériau présente des propriétés piézoélectriques, l'induction électrique D , tout comme les contraintes, sont fonction à la fois non seulement des déformations, mais aussi du champ électrique. Ainsi, en choisissant comme variables principales le champ électrique E et la déformation ζ , nous obtenons la loi de Hooke généralisée [95] qui s'écrit sous la forme

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E \cdot \zeta_{kl} - e_{kij} \cdot E_k \quad (2.7)$$

$$D_i = \varepsilon_{ij}^\zeta \cdot E_j + e_{ijk} \cdot \zeta_{jk}, \quad (2.8)$$

Avec $e_{ijk} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial \zeta_{jk}} \right)_E$

Les coefficients e_{ijk} sont les constantes piézoélectriques et ε_{ij}^ζ les permittivités diélectriques du matériau.

Le champ électrique étant longitudinal, $E_k = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_k}$. Avec Φ , le potentiel électrique.

Comme les constantes élastiques c_{ijkl} , les e_{ijk} sont symétriques car $\zeta_{jk} = \zeta_{kj}$. Le nombre de constantes piézoélectriques est ainsi réduit de 27 à 18. Le couple jk peut prendre 6 valeurs alors que i peut en prendre 3.

Nous pouvons alors exprimer les constantes piézoélectriques par la matrice :

$$e_{i\alpha} = \begin{pmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} & e_{14} & e_{15} & e_{16} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} & e_{24} & e_{25} & e_{26} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & e_{34} & e_{35} & e_{36} \end{pmatrix}$$

De même en utilisant le tableau 2.1, nous pouvons réécrire la loi de Hooke généralisée sous la forme suivante:

$$\begin{aligned} T_\alpha &= c_{\alpha\beta}^E \cdot \zeta_\beta - e_{i\alpha} \cdot E_i \\ D_i &= \varepsilon_{ij}^\zeta \cdot E_j + e_{i\alpha} \cdot \zeta_\alpha, \end{aligned}$$

L'exposant E signifie que les constantes élastiques relient les contraintes et les déformations lorsque le champ électrique est maintenu constant. De même pour l'exposant ζ , elle signifie que la permittivité utilisée est la permittivité à déformation constante ε_{ij}^ζ .

La relation fondamentale de la dynamique appliquée à un élément piézoélectrique de masse volumique ρ s'écrit :

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl}^E \cdot \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \cdot \partial x_k} + e_{kij} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \cdot \partial x_k} \quad (2.9)$$

Pour un solide non chargé, l'induction électrique D_j satisfait à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial D_j}{\partial x_j} = 0.$$

Nous pouvons alors écrire d'après l'équation 2.8 la relation :

$$e_{jkl} \cdot \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \cdot \partial x_k} - \varepsilon_{jk}^{\varepsilon} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_j \cdot \partial x_k} = 0 \quad (2.10)$$

Si nous considérons le cas d'une onde plane se propageant dans la direction n_j , les déplacements particuliers u_i et le potentiel électrique Φ sont de la forme :

$$u_i = {}^{\circ}u_i \cdot F\left(t - \frac{n_j \cdot x_j}{V}\right) \text{ et } \Phi = \Phi_0 \cdot F\left(t - \frac{n_j \cdot x_j}{V}\right) \quad (2.11)$$

Avec F , une fonction qui traduit la propagation de l'onde.

Le champ électrique s'exprime à partir du potentiel par

$$E_j = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_j} = \frac{n_j}{V} \cdot \Phi_0 (\partial F) \quad (2.12)$$

En injectant les équations 2.11 et 2.12 dans les équations 2.9 et 2.10, nous obtenons le système d'équations est le suivant, en posant $TC_{il} = c_{ijkl}^E \cdot n_j \cdot n_k$, $\gamma_i = e_{kij} \cdot n_j \cdot n_k$ et $\varepsilon = \varepsilon_{jk}^{\varepsilon} \cdot n_j \cdot n_k$:

$$\begin{aligned} \rho \cdot V^2 \cdot {}^{\circ}u_i &= TC_{il} \cdot {}^{\circ}u_l + \gamma_i \cdot \Phi_0 \\ \gamma_i \cdot {}^{\circ}u_l - \varepsilon \cdot \Phi_0 &= 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

En éliminant Φ_0 , il devient:

$$\rho \cdot V^2 \cdot {}^{\circ}u_i = \left(TC_{il} + \frac{\gamma_i \cdot \gamma_l}{\varepsilon} \right) \cdot {}^{\circ}u_l \quad (2.14)$$

En posant : $\overline{TC}_{il} = TC_{il} + \frac{\gamma_i \cdot \gamma_l}{\varepsilon}$,

Nous pouvons remarquer comme dans les solides non piézoélectriques que les composantes du vecteur polarisation ${}^{\circ}u_i$ sont les vecteurs propres du tenseur \overline{TC}_{il} et les vitesses de phase sont définies par les valeurs propres $\overline{\gamma} = \rho \cdot V^2$.

Le tenseur de Christoffel peut s'écrire comme pour les solides non piézoélectriques :

$$\overline{TC}_{il} = \overline{c}_{ijkl} \cdot n_j \cdot n_k, \quad (2.15)$$

$$\text{Avec: } \bar{c}_{ijkl} = c_{ijkl}^E + \frac{(e_{pij} \cdot n_p)(e_{qkl} \cdot n_q)}{\epsilon_{jk}^s \cdot n_j \cdot n_k}$$

Les quantités \bar{c}_{ijkl} sont appelées constantes durcies.

Pour le calcul du vecteur de poynting, il faut rajouter une partie électrique à celui calculé pour les matériaux non piézoélectriques. Il s'exprime alors par la relation 2.16 :

$$P_i = -T_{ij} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial t} + \Phi \cdot \frac{\partial D_i}{\partial t} \quad (2.16)$$

Il conserve les mêmes propriétés que dans le cas des matériaux non piézoélectriques.

Après avoir passé en revue les généralités sur les ondes acoustiques, nous allons faire une étude sur les conditions de continuités à l'interface de deux matériaux.

2.3 Les conditions de continuité à l'interface de deux milieux

Les conditions de continuité à l'interface de deux matériaux sont définies essentiellement par la continuité des vitesses particulières v_i et des tensions mécaniques $T_i = T_{ij} \cdot n_j$. Avec n_j , vecteur unitaire normal à l'interface. Généralement ces équations, pour être vérifiées, nécessitent la présence d'ondes transmises et réfléchies. Avec I, R et T, exposants qui désignent les ondes incidentes, réfléchies et transmises.

Ces conditions aux limites s'expriment par les relations 2.17 et 2.18 :

$$\left(v^I + \sum_R v^R \right) = \sum_T v^T \quad (2.17)$$

$$\left(T^I + \sum_R T^R \right) = \sum_T T^T \quad (2.18)$$

Dans le microsystème que nous voulons étudier, voir figure 2.2, nous serons amenés à établir les conditions de continuité et à étudier la réflexion ainsi que la transmission qui se produit à une interface solide/solide et solide/fluide en incidence normal et solide/air en incidence oblique.

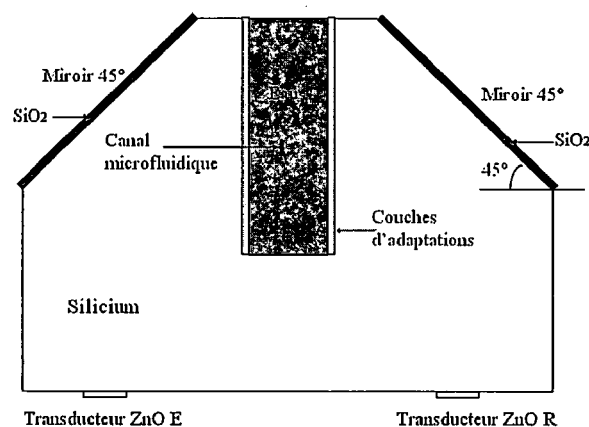


Figure 2.2 Microsystème acoustique à réaliser

2.3.1 Réflexion et transmission en incidence oblique ou normale

La nature des ondes transmises et réfléchies à l'interface de deux milieux semi-infinis séparés par une interface plane, dépend comme nous le savons de la nature de l'onde incidente.

Le déplacement imposé par l'onde incidente dans le plan sagittal ou plan d'incidence (plan perpendiculaire à l'interface contenant la direction de propagation) nous impose la nature des ondes réfléchies et transmises.

- **Réflexion et transmission sur une interface solide/solide en incidence normale**

Nous sommes dans le cas d'une interface solide/solide d'impédance respective Z_1 et Z_2 vis à vis d'une onde longitudinale ou transversale en incidence normale. Il y a une réflexion d'onde à l'interface des deux solides et une onde transmise dans le deuxième solide. Nous représentons dans la figure 2.3, l'interface solide/solide ainsi que l'onde incidente de vitesse particulière v^I , l'onde réfléchie de vitesse particulière v^R et l'onde transmise de vitesse particulière v^T .

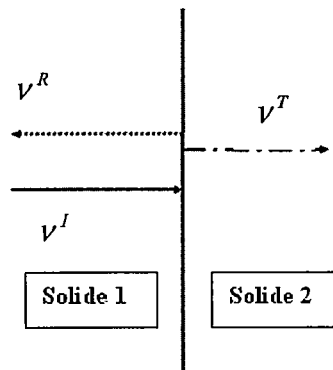


Figure 2.3 Interface solide/solide en incidence normale.

L'impédance d'onde Z d'un milieu de vitesse particulière v et de contraintes mécaniques T est donnée par la relation: $Z = -\frac{T}{v}$.

Les vitesses de déplacements de l'onde et les contraintes mécaniques dans les solides 1 et 2 sont définies en sous entendant le terme $\exp(j \cdot \omega \cdot t)$ par les relations suivantes:

Pour l'onde incidente:

$$v^I = A_I \cdot \exp(-j \cdot k^I \cdot x) \text{ et } T^I = -Z_1 \cdot v^I \quad (2.19)$$

Pour l'onde réfléchie:

$$v^R = A_R \cdot \exp(j \cdot k^I \cdot x) \text{ et } T^R = Z_1 \cdot v^R \quad (2.20)$$

Et pour l'onde transmise:

$$v^T = A_T \cdot \exp(-j \cdot k^T \cdot x) \text{ et } T^T = -Z_2 \cdot v^T \quad (2.21)$$

Avec A_I , A_R et A_T les amplitudes des vitesses de déplacements respectives des ondes incidentes, réfléchies et transmises.

Les conditions de continuité à l'interface sont définies par la continuité des vitesses particulières v et des contraintes mécaniques T , tel que :

$$(v^I + v^R) = v^T \quad (2.22)$$

Et,

$$(T^I + T^R) = T^T \quad (2.23)$$

Nous définissons les coefficients de réflexion et de transmission en vitesse particulière entre les deux solides 1 et 2 par les rapports $r_{12} = \frac{v^R}{v^I}$ et $t_{12} = \frac{v^T}{v^I}$.

En utilisant les équations de continuité 2.22 et 2.23 et les équations 2.19, 2.20 et 2.21, ils s'expriment par :

$$r_{12} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right) \quad (2.24)$$

et

$$t_{12} = \left(\frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \right) \quad (2.25)$$

Les impédances à prendre en compte sont les impédances relatives aux ondes longitudinales si l'onde incidente est longitudinale, ou transversales si l'onde incidente est transversale.

- **Réflexion et transmission sur une interface solide/fluide en incidence normale**

Nous représentons dans la figure 2.4, l'interface solide/fluide ainsi que les ondes incidentes, réfléchies et transmises. Les déplacements transversaux étant nuls dans le fluide, supposé parfait, une onde incidente transversale est totalement réfléchi.

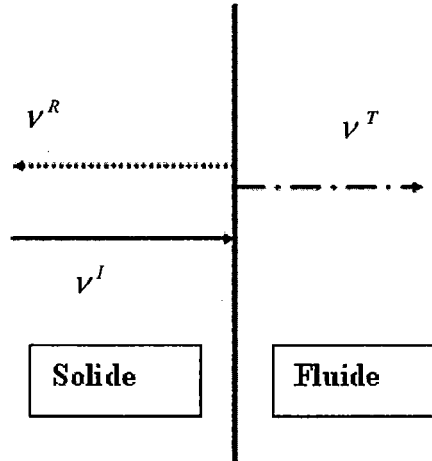


Figure 2.4 Interface solide/fluide en incidence normale.

Les conditions de continuité à l'interface sont définies comme pour une interface solide/solide par la continuité des vitesses particulières v et des tensions mécaniques T de l'onde longitudinale uniquement, tel que:

$$(v^I + v^R) = v^T \quad (2.26)$$

et

$$(T^I + T^R) = T^T \quad (2.27)$$

Dans les conditions de continuité, seules les ondes longitudinales transmises dans le liquide sont à prendre en compte car il n'y a pas de déplacement transversal dans le fluide comme nous l'avons évoqué précédemment.

Les expressions des coefficients de réflexions et de transmissions sont les mêmes que ceux définis aux équations 2.24 et 2.25, il suffit de considérer Z_2 comme l'impédance du fluide.

- **Réflexion sur une surface libre en incidence oblique: solide/air**

Nous allons étudier la réflexion et la continuité sur une surface libre solide/air d'une onde longitudinale en incidence oblique (voir figure 2.5). Ceci nous permettra de comprendre ce qui se passe au niveau des miroirs en termes de réflexion.

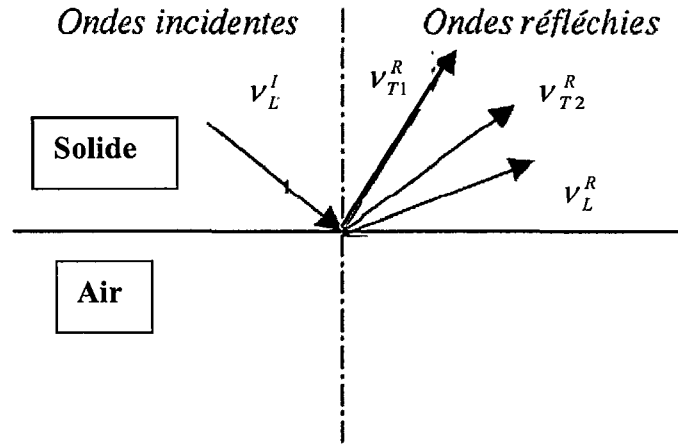


Figure 2.5 Réflexion d'onde à l'interface solide/air en incidence oblique.

Nous rappelons que dans le cas d'une réflexion sur une surface libre, les conditions de continuité à l'interface consistent à annuler la tension mécanique (c'est-à-dire: $T_i = T_{ij} \cdot n_j = 0$) en tout point de la surface libre. Ainsi il n'y a pas d'onde transmise à l'interface solide/air. La continuité des déplacements et des tensions mécaniques s'exprime par les relations 2.28 et 2.29:

$$\left(v_L^I + \sum_R v^R \right) = 0 \quad (2.28)$$

et

$$\left(T^I + \sum_R T^R \right) = 0 \quad (2.29)$$

Si nous considérons le solide comme isotrope, la direction des vecteurs d'ondes acoustiques longitudinales et transversales peut être obtenue en utilisant la loi de Snell-Descartes qui stipule que les projections, sur l'interface, des vecteurs des ondes réfléchies et réfractées sont égales à celle du vecteur de l'onde incidente [95]. Cette loi se traduit par la relation suivante:

$$\frac{\sin \theta_I}{v_L^I} = \frac{\sin \theta_T}{v_T^R} = \frac{\sin \theta_L}{v_L^R} \quad (2.30)$$

Avec v_L^I et θ_I respectivement vitesse particulière et angle d'incidence de l'onde longitudinale incidente.

v_T^R et θ_T respectivement vitesse particulière et angle de réflexion de l'onde transversale réfléchie.

v_L^R et θ_L respectivement vitesse particulière et angle de réflexion de l'onde longitudinale réfléchie.

Dans ce cas, les coefficients de réflexions de l'onde longitudinale r_{LL} et de l'onde transversale r_{LT} sont respectivement donnés à partir des conditions de continuités 2.28 et 2.29 par les expressions [95] $r_{LL} = \frac{v_L^R}{v_L^I}$ et $r_{LT} = \frac{v_T^R}{v_L^I}$.

$$r_{LL} = \frac{\eta^2 \cdot \sin 2\theta_I \cdot \sin 2\theta_T - \cos^2 2\theta_T}{\eta^2 \cdot \sin 2\theta_I \cdot \sin 2\theta_T + \cos^2 2\theta_T} \quad (2.31)$$

$$r_{LT} = \frac{2 \cdot \eta \cdot \sin 2\theta_I \cdot \cos 2\theta_T}{\eta^2 \cdot \sin 2\theta_I \cdot \sin 2\theta_T + \cos^2 2\theta_T} \quad (2.32)$$

Avec, $\eta = \frac{v_T^R}{v_L^R}$.

Nous traçons dans la figure 2.6 ces coefficients de réflexion pour une onde longitudinale incidente en fonction de l'angle d'incidence. En négligeant l'anisotropie du silicium et en prenant pour 8430 m/s pour célérité de l'onde longitudinale et 5400 m/s pour célérité de l'onde transversale (valeur pour une onde se propageant dans la direction [1, 0, 0]). Nous faisons varier l'angle d'incidence de 0 à 90°.

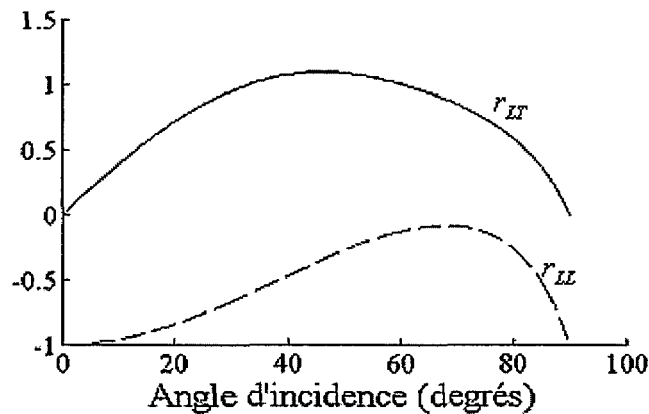


Figure 2.6 Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence d'une onde longitudinale.

Nous remarquons dans la figure 2.6 qu'avec un angle d'incidence de 45°, la presque totalité de l'onde longitudinale incidente est transformée en onde transversale après réflexion. Pour

une onde incidente d'amplitude unité, l'amplitude de l'onde longitudinale réfléchie est égale à 0,35 alors que celle de l'onde transversale réfléchie est de 1,1. L'amplitude de l'onde longitudinale réfléchie est nettement inférieure à celle de l'onde transversale réfléchie. Nous pouvons chiffrer la perte à 9 dB pour l'onde longitudinale.

Nous apporterons dans la suite une méthode permettant de diminuer ce taux de conversion de l'onde longitudinale en onde transversale en déposant une couche d'oxyde de silicium sur la surface libre.

Remarquons qu'en incidence normale, c'est-à-dire si $\theta_i = 0$, nous avons $r_{LL} = -1$ et $r_{LT} = 0$, l'onde longitudinale est totalement réfléchie.

Dans le cas où le solide est anisotrope, nous obtenons 3 ondes après réflexion sur la surface libre: une onde longitudinale L et deux ondes transversales T1 et T2 comme nous pouvons le voir sur la figure 2.5.

Le calcul des coefficients de réflexion en ondes longitudinales et transversales n'est pas très aisé dans ce cas et ne peut être résolu que numériquement.

- Afin d'étudier la direction de propagation des ondes dans le substrat de silicium après réflexion sur la surface libre, nous traçons les courbes de lenteurs $\left(\frac{1}{v}(\theta)\right)$ de ce dernier dans la figure 2.7. Les étapes de calcul sont présentées dans l'annexe 2. En étudiant son tenseur de Christoffel, nous pouvons déterminer les différents types d'ondes que nous pouvons obtenir ainsi que leur polarisation. Nous pouvons ainsi déterminer les différentes configurations possibles pour les vecteurs de poynting et les vecteurs d'ondes des ondes longitudinales et transversales dans notre microsystème. Les vecteurs d'ondes nous donnent la direction des fronts d'ondes dans le substrat alors que les vecteurs de Poynting nous donnent la direction de l'énergie dans ce dernier.

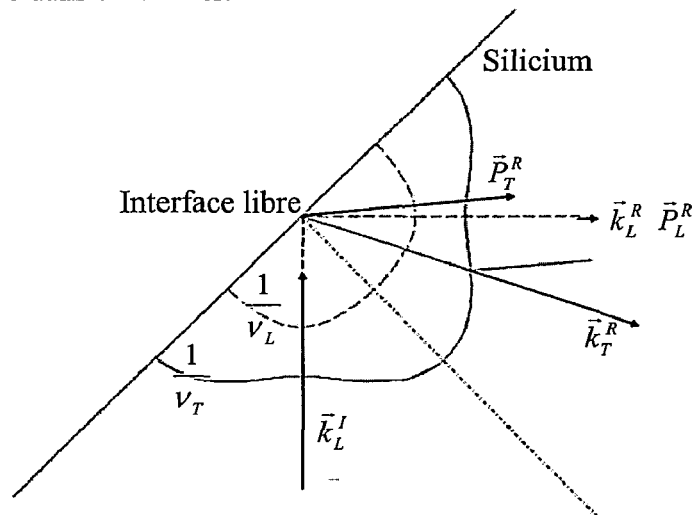


Figure 2.7 Propagation d'onde acoustique dans le silicium.

v_L et v_T sont respectivement les vitesses particulières de l'onde longitudinale et de l'onde transversale dans le silicium. \vec{k}_L^I et \vec{k}_L^R représentent respectivement les vecteurs d'ondes de l'onde longitudinale incidente et réfléchie. \vec{k}_T^R est le vecteur d'onde de l'onde transversale réfléchie. \vec{P}_L^R et \vec{P}_T^R sont respectivement les vecteurs de poynting de l'onde longitudinale et de l'onde transversale réfléchie.

Nous utiliserons cette figure pour valider les directions de propagations des ondes longitudinales et transversales dans la partie modélisation dans le chapitre 3 et 4.

Les éléments que nous venons d'étudier nous ont permis de mieux comprendre le fonctionnement des ondes acoustiques en terme de continuité, de réflexion et de transmission. Nous allons voir dans la suite l'étude de la propagation à travers un milieu illimité et un multicouche sous incidence normale.

2.3.2 Propagation à travers un milieu illimité et un multicouche sous incidence normale

Nous nous intéresserons à l'étude de la propagation d'une onde à travers un milieu illimité et un multicouche.

Nous utiliserons ces résultats pour résoudre le problème de l'adaptation d'impédance mécanique entre le substrat et le canal microfluidique. Nous nous en serviront également lors de la modélisation des transducteurs.

2.3.2.1 Cas d'un milieu illimité

Nous allons utiliser une écriture matricielle permettant de décrire la propagation de l'onde dans un milieu homogène caractérisé par son impédance Z et par son nombre d'onde k (voir figure 2.8).

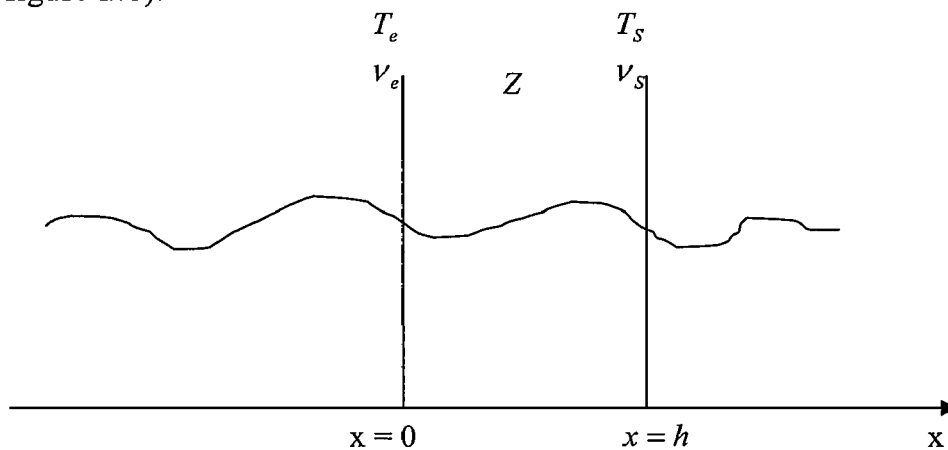


Figure 2.8 Propagation d'onde à travers un milieu homogène.

Les contraintes T et les vitesses particulières v sur deux plans d'ondes placés en x égal 0 et en x égal h sont liées par l'équation 2.33 suivante :

$$\begin{pmatrix} T_e \\ v_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(kh) & -j \cdot Z \cdot \sin(kh) \\ -\frac{j}{Z} \cdot \sin(kh) & \cos(kh) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_s \\ v_s \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Nous allons maintenant considérer un milieu d'impédance Z_1 placé entre un milieu d'impédance Z_0 et un autre d'impédance Z_2 tous deux homogènes et semi-infinis, comme nous pouvons le voir dans la figure 2.9.a.

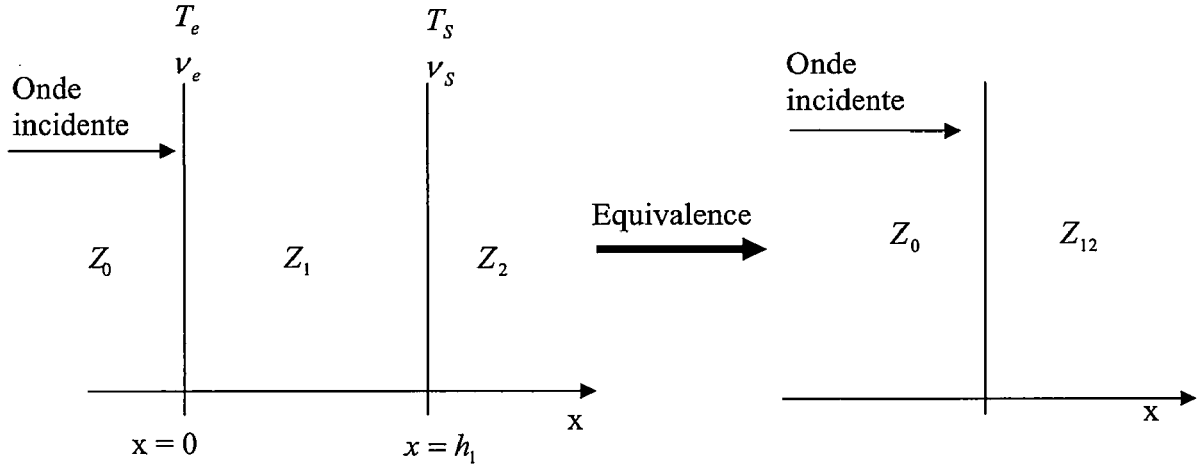


Figure 2.9.a Milieu d'impédance Z_1 situé entre deux milieux semi-infinis d'impédance respectifs Z_0 et Z_2

Figure 2.9.b Impédance ramenée Z_{12} du milieu 2 vers le milieu 1.

Le milieu d'impédance Z_1 a pour épaisseur h_1 et pour nombre d'onde k_1 . D'après l'équation 2.33, nous avons:

$$\begin{pmatrix} T_e \\ v_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(k_1 \cdot h_1) & -j \cdot Z_1 \cdot \sin(k_1 \cdot h_1) \\ -\frac{j}{Z_1} \cdot \sin(k_1 \cdot h_1) & \cos(k_1 \cdot h_1) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_s \\ v_s \end{pmatrix}$$

Le milieu d'impédance Z_2 étant supposé semi-infini, nous avons $\frac{T_s}{v_s} = -Z_2$.

Dans ce cas:

$$T_e = -(Z_2 \cdot \cos(k_1 h_1) + j \cdot Z_1 \cdot \sin(k_1 h_1)) \cdot v_s \text{ et } v_e = \frac{1}{Z_1} \cdot (Z_1 \cdot \cos(k_1 h_1) + j \cdot Z_2 \cdot \sin(k_1 h_1)) v_s$$

Nous pouvons définir Z_{12} , appelée impédance ramenée du milieu d'impédance Z_2 vers le milieu d'impédance Z_1 , par la relation: $\frac{T_e}{v_e} = -Z_{12}$.

$$Z_{12} = Z_1 \cdot \left(\frac{Z_2 \cdot \cos(k_1 h_1) + j \cdot Z_1 \cdot \sin(k_1 h_1)}{Z_1 \cdot \cos(k_1 h_1) + j \cdot Z_2 \cdot \sin(k_1 h_1)} \right) \quad (2.34)$$

Du point de vue acoustique, le milieu d'impédance Z_2 et le milieu d'impédance Z_1 peuvent être regroupés en un seul milieu d'impédance Z_{12} . Ceci permet de ramener cette étude à celle de deux milieux semi-infinis d'impédances Z_0 et Z_{12} , voir figure 2.9.b.

Nous pouvons exprimer les coefficients de réflexions $r_{0/12}$ et de transmissions $t_{0/12}$ à l'interface du milieu d'impédance Z_1 et du milieu d'impédance Z_{12} en utilisant les équations 2.24 et 2.25 par les relations suivantes:

$$r_{0/12} = \left(\frac{Z_{12} - Z_0}{Z_{12} + Z_0} \right) \text{ et } t_{0/12} = \left(\frac{2 \cdot Z_{12}}{Z_{12} + Z_0} \right)$$

Si nous souhaitons réaliser une couche antireflet, ce qui sera le cas dans la suite, il faut que $Z_{12} = Z_0$.

Alors nous avons d'après l'équation 2.34,

$$Z_0 = Z_1 \left(\frac{Z_2 \cdot \cos((k_1 h_1)) + j \cdot Z_1 \cdot \sin((k_1 h_1))}{Z_1 \cdot \cos((k_1 h_1)) + j \cdot Z_2 \cdot \sin(k_1 h_1)} \right)$$

Or, si Z_0 , réel, alors le second membre doit être réel aussi.

$$\text{Soit } \sin(k_1 \cdot h_1) = 0 \Leftrightarrow h_1 = n \frac{\lambda_1}{2},$$

Avec λ_1 , longueur d'onde du matériau d'impédance Z_1 .

$$\text{Soit } \cos(k_1 \cdot h_1) = 0 \Leftrightarrow h_1 = (2n + 1) \cdot \frac{\lambda_1}{4}$$

$\sin(k_1 \cdot h_1) = 0 \Rightarrow Z_2 = Z_0$, dans ce cas il n'est pas nécessaire d'utiliser de couche antireflet.

$$\cos(k_1 \cdot h_1) = 0 \Rightarrow Z_2 = \frac{Z_1^2}{Z_0}, \text{ soit } Z_1 = \sqrt{Z_2 \cdot Z_0}$$

L'adaptation, à une couche sera donc obtenue pour $h_1 = \frac{\lambda_1}{4} = \frac{V_1}{4 \cdot f_0}$ et $Z_1 = \sqrt{Z_2 \cdot Z_0}$ pour la fréquence f_0 .

2.3.2.2 Cas d'un milieu multicouche

Nous représentons dans la figure 2.10 une succession de n couches parallèles. Nous supposons que les substrats inférieurs et supérieurs sont des milieux semi-infinis.

Chaque couche d'indice i ($1 \leq i \leq n$) est caractérisée par sa vitesse particulière v_i des ondes longitudinales, par son impédance mécanique Z_i et par son épaisseur h_i . La propagation a lieu suivant l'axe X.

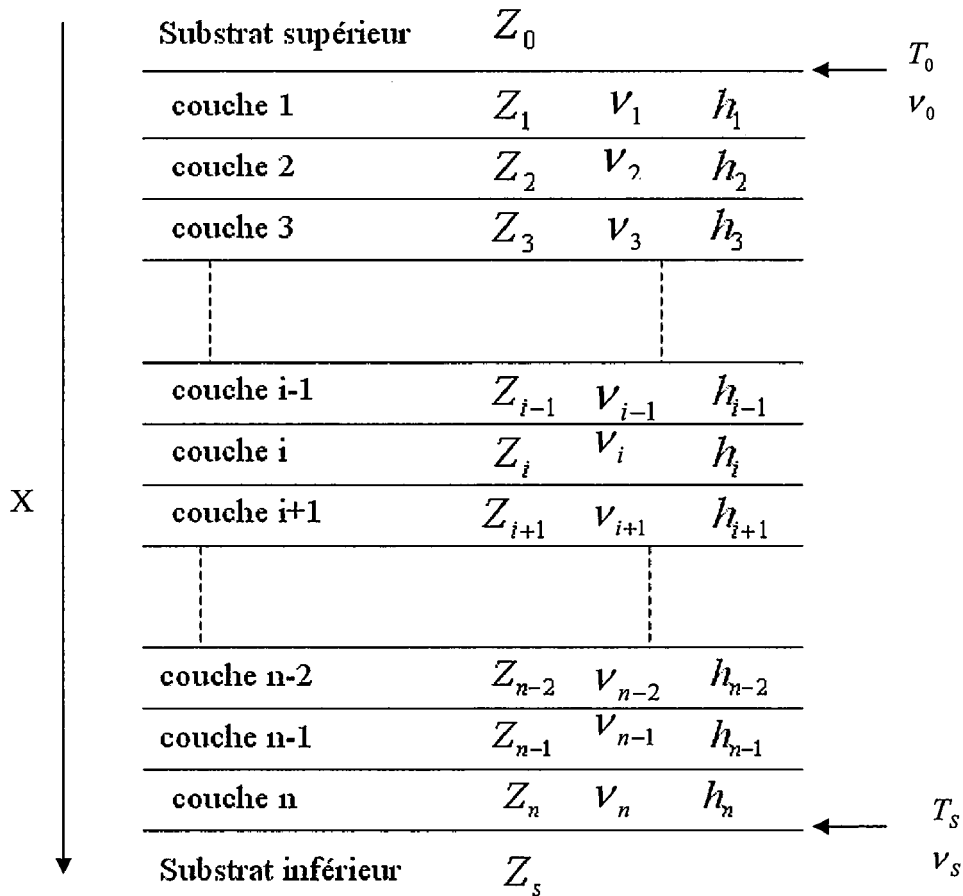


Figure 2.10 : Propagation de l'onde dans une structure multicouche.

En suivant le raisonnement fait au 2.3.2.1, nous pouvons exprimer la relation 2.33 dans le cas où nous avons plusieurs couches par la relation 2.35 :

$$\begin{pmatrix} T_0 \\ v_0 \end{pmatrix} = (R_1)(R_2) \dots (R_n) \begin{pmatrix} T_s \\ v_s \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Avec

$$R_n = \begin{pmatrix} \cos(k_n h_n) & -j \cdot Z_i \cdot \sin(k_n h_n) \\ -\frac{j}{Z_i} \cdot \sin(k_n h_n) & \cos(k_n h_n) \end{pmatrix}$$

Ainsi, l'impédance ramenée du milieu d'impédance Z_s vers le milieu d'impédance Z_0 peut être obtenue en utilisant la multiplication des matrices R_n .

L'impédance ramenée d'une couche n vers une couche n-1 est donnée par la relation 2.36 :

$$Z_{n-1,n} = Z_i \cdot \frac{1 + \frac{Z_S - Z_n}{Z_S + Z_n} \cdot e^{-2i\theta_n}}{1 - \frac{Z_S - Z_n}{Z_S + Z_n} \cdot e^{-2i\theta_n}} \quad (2.36)$$

Avec,

$$\theta_n = k_n \cdot (h_n - h_{n-1}).$$

k_n est le nombre d'onde associé à la couche d'impédance Z_n .

Soit Z_{1S} , l'impédance ramenée du milieu d'impédance Z_S vers le milieu d'impédance Z_1 . Le coefficient de réflexion à l'interface du milieu d'impédance Z_{1S} et du milieu d'impédance

$$Z_0 \text{ est donné par la relation suivante : } r_{0S} = \left(\frac{Z_{1S} - Z_0}{Z_{1S} + Z_0} \right).$$

2.3.2.3 Calcul des pertes d'insertion à l'interface de deux milieux

Nous considérons deux matériaux d'impédance Z_1 et Z_2 , et rappelons que le coefficient de réflexion r_{12} entre ces deux milieux est donné par la relation

$$r_{12} = \left(\frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \right)$$

L'énergie réfléchie à l'interface de ces deux matériaux est proportionnelle à $|r_{12}|^2$. Il ne sera transmis que $1 - |r_{12}|^2$ dans l'autre matériau. Nous définissons les pertes d'insertion L par la relation suivante

$$L = -10 \cdot \log_{10} [1 - |r_{12}|^2] \quad (2.37)$$

Le calcul des pertes d'insertion à l'interface de deux matériaux nous permet de déterminer en dB l'énergie perdu lors de la transmission d'un signal à travers l'interface.

Dans le cas où il y a plusieurs couches comme dans le cas de la figure 2.10, il faut d'abord

calculer l'impédance ramenée Z_S à Z_1 , soit Z_{1S} . Dans ce cas $L = -10 \cdot \log_{10} [1 - |r_{0S}|^2]$.

Avec :

$$r_{0S} = \left(\frac{Z_{1S} - Z_0}{Z_{1S} + Z_0} \right).$$

Après avoir étudié la propagation des ondes à l'interface de deux matériaux, nous allons passer à l'étude et à la modélisation des transducteurs par le modèle d'Auld.

2.4 Modélisation des milieux piézoélectriques par le modèle d'Auld

Pour nos travaux, afin de générer des ondes longitudinales, nous allons principalement utiliser des transducteurs piézoélectriques à base de niobate de lithium dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X et d'oxyde de Zinc.

Nous avons étudié ces matériaux et tracé leurs courbes des lenteurs dans l'annexe 2.

Pour déterminer l'impédance électrique théorique du transducteur, il nous faut prendre en compte toutes les couches qui constituent sa charge acoustique. Ainsi en calculant les impédances ramenées de toutes ces couches, nous pourrions aboutir à la modélisation du transducteur.

2.4.1 Modélisation de l'oxyde de Zinc

Nous considérons que la couche piézoélectrique de ZnO est chargée par les deux milieux: Air/Or et Or/Silicium, voir figure 2.11 :

$Z_{Air/Au}$ est l'impédance ramenée sur la couche piézoélectrique coté air (Air/Au/ ZnO) et,

$Z_{Si/Au}$ est l'impédance ramenée sur la couche piézoélectrique coté silicium (ZnO /Au/Si).

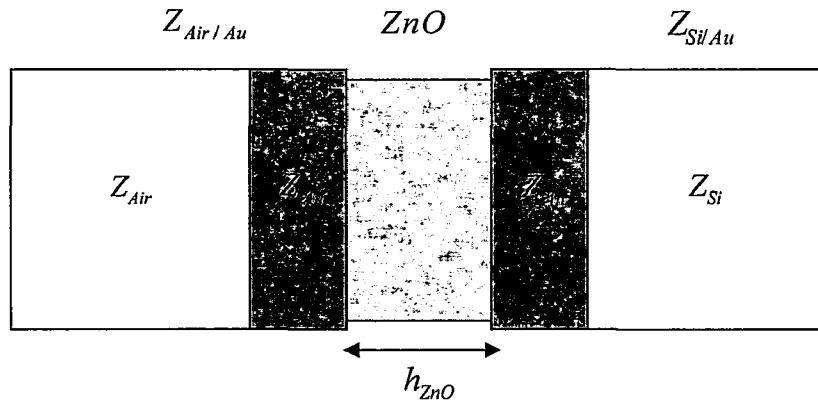


Figure 2.11: Calcul de l'impédance électrique du transducteur.

- Pour le milieu chargé coté Air/Au/ ZnO :

De l'expression 2.34, l'impédance ramenée est donnée par:

$$Z_{Air/Au} = Z_{Air} \cdot \frac{Z_{Au} \cdot \cos(\theta_{Au}) + j \cdot Z_{Air} \cdot \sin(\theta_{Au})}{Z_{Air} \cdot \cos(\theta_{Au}) + j \cdot Z_{Au} \cdot \sin(\theta_{Au})} \quad (2.38)$$

Avec,

- Z_{Air} impédance de l'air
- Z_{Au} impédance de l'or
- $\theta_{Au} = 2\pi f \cdot \frac{h_{Au}}{V_{Au}}$, où h_{Au} est l'épaisseur de l'or, V_{Au} la célérité de l'onde longitudinale dans

l'or et f la fréquence de l'onde.

L'impédance de l'air étant négligeable devant celles des autres matériaux, cette impédance ramenée est purement imaginaire.

- De même, du côté ZnO /Au/Si, nous avons:

$$Z_{Si/Au} = Z_{Si} \cdot \frac{Z_{Au} \cdot \cos(\theta_{Au}) + j \cdot Z_{Si} \cdot \sin(\theta_{Au})}{Z_{Si} \cdot \cos(\theta_{Au}) + j \cdot Z_{Au} \cdot \sin(\theta_{Au})} \quad (2.39)$$

Une fois les impédances ramenées calculées, l'impédance électrique du transducteur peut être obtenue d'après le modèle d'Auld par la relation 2.40, [96]

$$Z_{elZnO} = \frac{1}{jC_{0ZnO} 2\pi f} + \frac{K_{ZnO}^2}{C_{0ZnO} 2\pi f} \frac{Z_{ZnO}}{\theta_{ZnO}} \frac{2Z_{ZnO}(\cos(\theta_{ZnO}) - 1) + j(Z_{Air/Au} + Z_{Si/Au})\sin(\theta_{ZnO})}{Z_{ZnO}(Z_{Air/Au} + Z_{Si/Au})\cos(\theta_{ZnO}) + j(Z_p^2 + Z_{Air/Au}Z_{Si/Au})\sin(\theta_{ZnO})} \quad (2.40)$$

Avec:

- K_{ZnO}^2 coefficient de couplage électromécanique du ZnO.
- $C_{0ZnO} = \frac{\epsilon_{ZnO} \cdot h_{ZnO}}{S_{ZnO}}$, la capacité statique du ZnO.
- h_{ZnO} l'épaisseur de la couche de ZnO.
- ϵ_{ZnO} la permittivité diélectrique du ZnO.
- S_{ZnO} la surface active de la couche de ZnO.
- Z_{ZnO} l'impédance caractéristique du ZnO
- $\theta_{ZnO} = k_{ZnO} \cdot h_{ZnO} = 2\pi f \cdot \frac{h_{ZnO}}{V_{ZnO}}$, avec k_{ZnO} le nombre d'onde de l'onde se propageant dans le transducteur à la fréquence f . V_{ZnO} est la célérité de l'onde longitudinale dans le ZnO.

- Avec le modèle d'Auld, le transducteur ZnO non chargé acoustiquement résonne en $\frac{\lambda}{2}$ en mode épaisseur pour atteindre 1 GHz. Un monocristal de ZnO dont la coupe cristallographique est orientée suivant la normale (axe Z – [0, 0, 1]), de célérité 6330 m/s, aura pour épaisseur 3,16 μm .

- Si nous faisons intervenir sa charge acoustique en calculant les impédances ramenées sur la couche piézoélectrique ZnO, voir figure 2.11, il faudra prendre une épaisseur de 2,4 μm au lieu de 3,16 μm pour que le transducteur puisse résonner à 1 GHz. Pour illustrer ceci, nous faisons des simulations en prenant 3.16 μm (figure 2.12 en pointillé) et 2.4 μm (figure 2.12 en trait plein) comme épaisseur du transducteur.

Les valeurs en simulation pour le transducteur ZnO sont :

$$V_{Au} = 3158 \text{ m/s}, \quad \epsilon_{ZnO} = 7,4 \times 10^{-11} \text{ F/m}, \quad S_{ZnO} = \pi \cdot a^2 \text{ avec } a = 75 \mu\text{m}, \quad Z_{Si} = 20 \text{ MRayls}, \\ Z_{Au} = 61 \text{ MRayls}, \quad h_{Au} = 100 \text{ nm}, \quad V_{ZnO} = 6330 \text{ m/s}, \quad Z_{ZnO} = 36 \text{ MRayls}, \quad k_{ZnO} = 0,28.$$

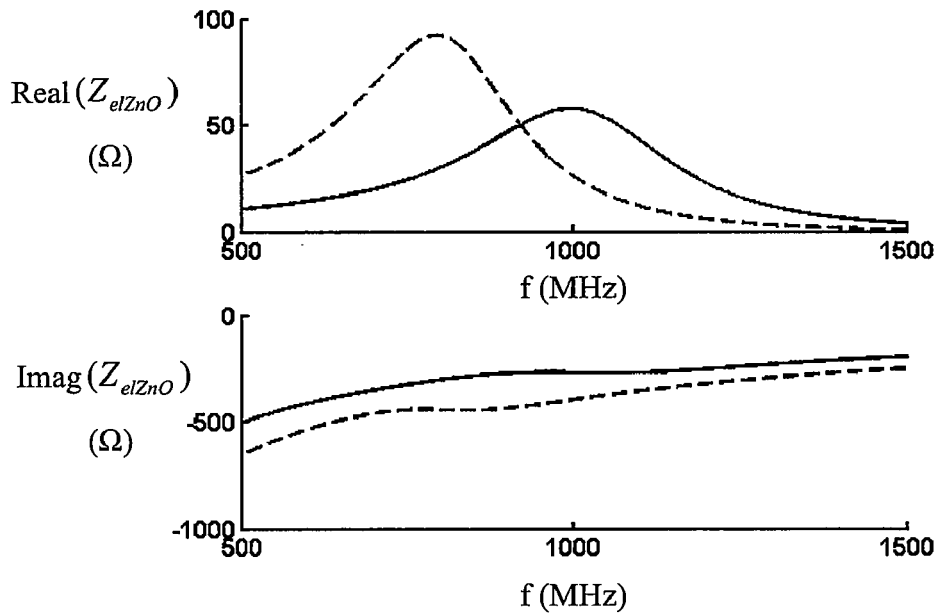


Figure 2.12 : Simulation de l'impédance électrique du transducteur ZnO.
 Partie réelle et imaginaire avec comme épaisseur 3,16 μm (-----).
 Partie réelle et imaginaire avec comme épaisseur 2,4 μm (_____).

Comme nous l'avons dit auparavant, avec une épaisseur de 3,16 μm , le transducteur ZnO résonne au dessous d'un GHz (environ 700 MHz). En prenant 2,4 μm comme épaisseur, il résonne à 1 GHz.

2.4.2 Modélisation du LiNbO_3 dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X

Nous considérons que la couche piézoélectrique de LiNbO_3 est chargée par deux milieux: Air/Or et Indium/Silicium, voir figure 2.13 :

$Z_{Air/Au}$ est l'impédance ramenée sur la couche piézoélectrique coté air (Air/Au/ LiNbO_3) et,

$Z_{Si/In}$ est l'impédance ramenée sur la couche piézoélectrique coté silicium (LiNbO_3 /In/Si).

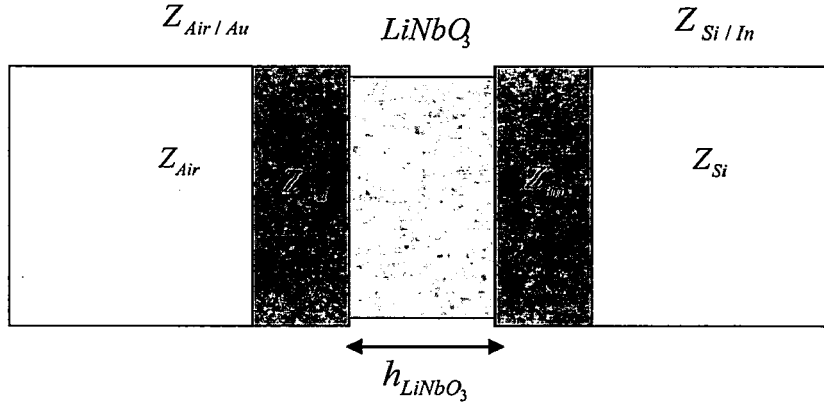


Figure 2.13 Calcul de l'impédance électrique du transducteur.

D'après l'équation 2.40, l'impédance électrique est donnée par la relation suivante :

$$Z_{elLiNbO_3} = \frac{1}{jC_{LiNbO_3} 2\pi f} + \frac{K_{LiNbO_3}^2 Z_{LiNbO_3}}{C_{LiNbO_3} 2\pi f \theta_{LiNbO_3}} \frac{2Z_{LiNbO_3} (\cos(\theta_{LiNbO_3}) - 1) + j(Z_{Air/Au} + Z_{Si/In}) \sin(\theta_{LiNbO_3})}{Z_{LiNbO_3} (Z_{Air/Au} + Z_{Si/In}) \cos(\theta_{LiNbO_3}) + j(Z_{LiNbO_3}^2 + Z_{Air/Au} Z_{Si/In}) \sin(\theta_{LiNbO_3})}$$

Comme pour l'oxyde de zinc, nous pouvons faire les remarques suivantes:

- Le transducteur LiNbO₃ non chargé vibre en $\frac{\lambda}{2}$ en mode épaisseur pour atteindre

1 GHz. La célérité des ondes longitudinales dans le niobate de lithium est de 7320 m/s. Pour ce mode, l'épaisseur doit être égale à 3,7 μm .

- Si nous faisons intervenir le calcul des impédances ramenées sur la couche piézoélectrique de niobate, voir figure 2.13, il faudra prendre une épaisseur plus petite (3 μm) que 3,7 μm pour que le transducteur puisse résonner à 1 GHz.

Pour illustrer ceci, nous faisons des simulations en prenant 3,7 μm (figure 2.14 en pointillé) et 3 μm (figure 2.14 en trait plein) comme épaisseur du transducteur.

Les valeurs en simulation pour le transducteur niobate de lithium sont :

$$V_{In} = 2492 \text{ m/s}, \quad \varepsilon_{LiNbO_3} = 25,7 \times 10^{-11} \text{ F.m}^{-1}, \quad S_{LiNbO_3} = \pi \cdot a^2 \text{ avec}$$

$$a = 75 \mu\text{m}, \quad Z_{Si} = 20 \text{ MRayls}, \quad Z_{In} = 18 \text{ MRayls}, \quad V_{LiNbO_3} = 7320 \text{ m/s}, \quad Z_{LiNbO_3} = 35 \text{ MRayls},$$

$$k_{LiNbO_3} = 0,49, \quad V_{Au} = 3158 \text{ m/s}, \quad Z_{Si} = 20 \text{ MRayls}, \quad Z_{Au} = 61 \text{ MRayls}, \quad h_{Au} = 100 \text{ nm},$$

$$h_{In} = 1 \mu\text{m}.$$

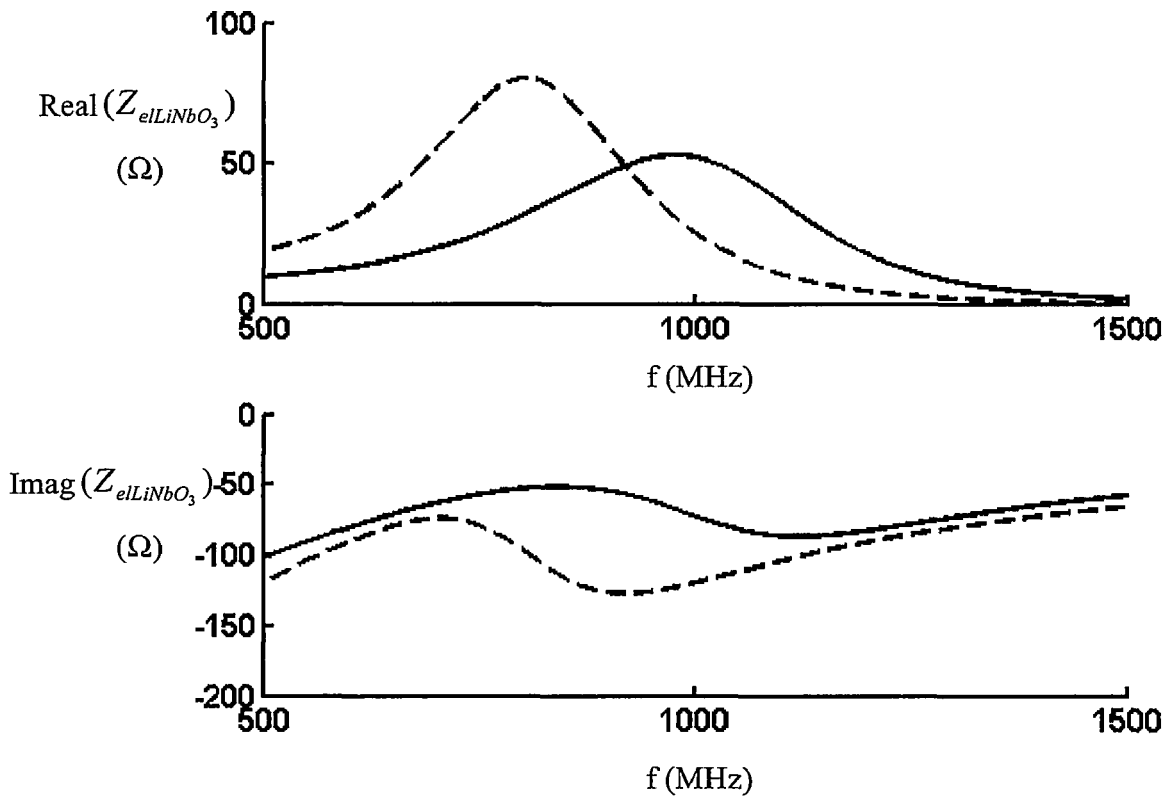


Figure 2.14 : Simulation de l'impédance électrique du transducteur $LiNbO_3$.
 Partie réelle et imaginaire avec comme épaisseur $3.7 \mu m$ (-----).
 Partie réelle et imaginaire avec comme épaisseur $3 \mu m$ (____).

Nous utiliserons des transducteurs à base de ZnO dans notre microsystème car sa conception en couche mince pour des fréquences avoisinant le GHz est facilement réalisable contrairement au $LiNbO_3$.

Après avoir étudié les transducteurs piézoélectriques, nous allons effectuer une estimation des pertes et des performances attendues dans le microsystème que nous nous sommes proposés de réaliser. Notamment pour la correction de la conversion de mode au niveau des miroirs à 45° , sur l'adaptation d'impédance du canal microfluidique et sur l'adaptation d'impédance électrique du transducteur.

2.5 Estimation des pertes et des performances attendues

2.5.1 Conversion de mode au niveau des miroirs à 45°

Des simulations nous ont montré que [97] si nous déposons $4 \mu m$ d'oxyde de silicium sur les miroirs, nous arrivons à limiter les conversions de modes au niveau des miroirs à 1 GHz. Nous représenterons pour ces simulations (voir figure 2.15.a et 2.15.b), les coefficients de réflexions d'ondes longitudinales r_{LL} et d'ondes transversales r_{LT} en fonction de l'angle d'incidence à l'interface silicium/oxyde de silicium et de la fréquence.

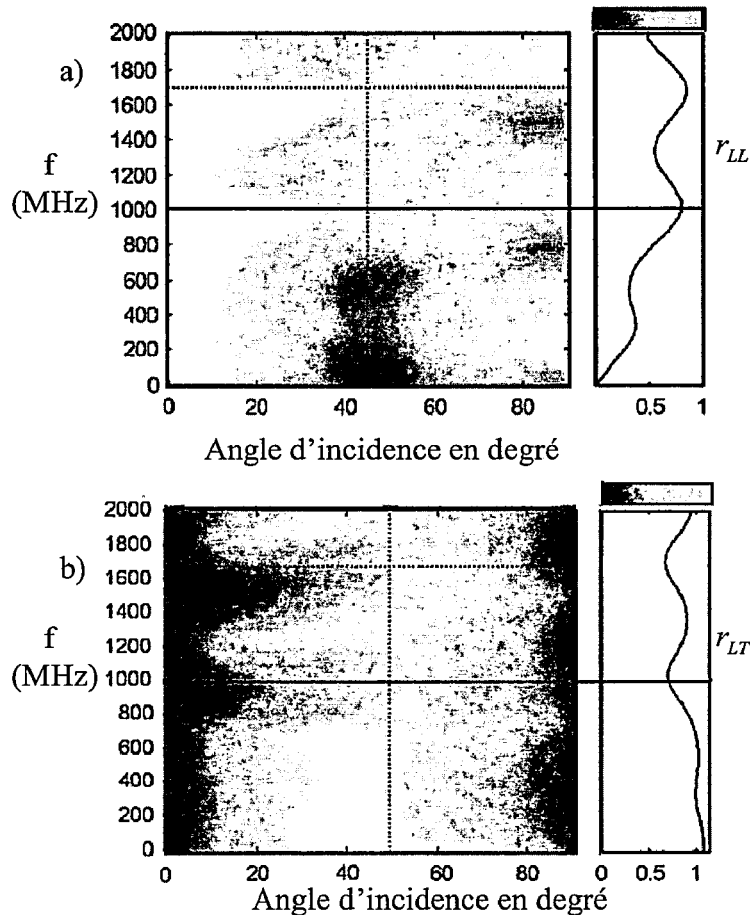


Figure 2.15 : Coefficients de réflexion à l'interface silicium/oxyde de silicium en fonction de l'angle d'incidence. a) coefficients de réflexion d'ondes longitudinales r_{LL} et b) coefficients de réflexion d'ondes transversales r_{LT} .

Dans la figure 2.15.a, nous observons qu'avec un angle d'incidence de 45° pour une interface silicium/oxyde de silicium, l'onde longitudinale réfléchie est égale à 0,75, soit 2,5 dB de pertes. Dans la partie 2.3.1, nous avons montré que sans la couche d'oxyde de silicium sur le miroir, l'onde longitudinale réfléchie était de 0,35, soit 9 dB de pertes. Avec l'apport de la couche d'oxyde de silicium, l'onde longitudinale réfléchie est 2 fois supérieure à l'onde longitudinale réfléchie sans la couche d'oxyde de silicium.

Nous remarquons aussi dans la figure 2.15.b que l'onde transversale réfléchie à 45° et à 1 GHz est égale à 0,6. Dans la partie 2.3.1, nous avons montré que sans la couche d'oxyde de silicium, l'onde transversale réfléchie est égale à 1,1.

En déposant $4 \mu\text{m}$ d'oxyde de silicium sur les miroirs, nous arrivons à favoriser la réflexion de l'onde longitudinale au niveau des miroirs.

2.5.2 Adaptation d'impédance entre le substrat et le canal microfluidique

L'onde acoustique émise par le transducteur se propage à travers le substrat de silicium et nous cherchons à optimiser sa transmission dans l'eau. Nous rappelons que les pertes d'insertion à l'interface silicium/eau sont définies d'après la relation 2.37 par :

$$L_{Si/H_2O} = 10 \cdot \log_{10} \left[1 - |r_{Si/H_2O}|^2 \right]$$

Avec,

$$r_{Si/H_2O} = \left(\frac{Z_{Si} - Z_{H_2O}}{Z_{Si} + Z_{H_2O}} \right),$$

Les impédances acoustiques de l'eau et du silicium étant respectivement de 1,5 MRayls et 20 MRayls, les pertes d'insertion entre le silicium et l'eau sont donc égales à 6 dB.

Il est alors nécessaire de réaliser une adaptation d'impédance mécanique pour pouvoir atteindre une cellule qui se trouve dans l'eau et transmettre en même temps des informations de cette cellule.

Nous allons voir théoriquement comment nous pouvons aboutir à ceci grâce aux choix de différents matériaux couramment utilisés dans la littérature.

Nous exploiterons pour cela ce qui a été présenté dans la partie 2.3.2.1 sur l'adaptation d'impédance acoustique en couche quart d'onde.

Pour un milieu d'impédance mécanique Z_m et d'épaisseur h_m situé entre du silicium

d'impédance Z_{Si} et de l'eau d'impédance Z_{H_2O} , l'adaptation est obtenue pour $h_m = \frac{V_m}{4 \cdot f_0}$

et $Z_m = \sqrt{Z_{Si} \cdot Z_{H_2O}} = 5.5$ MRayls.

- Adaptation avec une couche de $SU-8$ ou de SiO_2 :

L'oxyde de silicium a pour célérité 6000 m/s et pour impédance 13,3 MRayls. La SU-8 est une résine photosensible, qui est souvent utilisée en microfabrication, de célérité 2886 m/s et d'impédance 3.5 MRayls.

Nous insérons une couche quart d'onde de $SU-8$ ou de SiO_2 entre l'eau et le silicium pour estimer les pertes d'insertion à ce niveau. Nous nous trouvons alors dans les situations suivantes: $H_2O/SU-8/Si$ ou $H_2O/SiO_2/Si$.

Le calcul des pertes d'insertion dans le cas où nous prenons de la SU-8 se fait comme suit:

Nous calculons d'abord en utilisant l'équation 2.34 l'impédance ramenée de l'eau vers la $SU-8$ que nous appelons Z_{SU-8/H_2O} .

$$Z_{SU-8/H_2O} = Z_{SU-8} \cdot \left(\frac{Z_{H_2O} \cdot \cos(k_{SU-8} \cdot h_{SU-8}) + j \cdot Z_{SU-8} \cdot \sin(k_{SU-8} \cdot h_{SU-8})}{Z_{SU-8} \cdot \cos(k_{SU-8} \cdot h_{SU-8}) + j \cdot Z_{H_2O} \cdot \sin(k_{SU-8} \cdot h_{SU-8})} \right),$$

Avec, $k_{SU-8} = \frac{\omega}{V_{SU-8}}$ et h_{SU-8} , épaisseur de la couche de $SU-8$.

Ensuite nous calculons le coefficient de réflexion à l'interface silicium et milieu d'impédance Z_{SU-8/H_2O} . Nous l'appelons r_{SU-8/H_2O} .

$$r_{SU-8/H_2O} = \frac{Z_{SU-8/H_2O} - Z_{Si}}{Z_{SU-8/H_2O} + Z_{Si}}$$

Les pertes d'insertion L_{SU-8/H_2O} en dB sont données par la relation suivante

$$L_{SU-8/H_2O} = -10 \cdot \log_{10} \left[1 - |r_{SU-8/H_2O}|^2 \right].$$

Un calcul similaire est effectué en utilisant une couche de SiO_2 .

Nous allons faire le même calcul en utilisant cette fois-ci une bicouche $SiO_2/SU-8$ à l'interface silicium/eau.

- Avec une bicouche $SiO_2/SU-8$:

Nous nous trouvons dans la situation suivante: $H_2O/SU-8/SiO_2/Si$

Pour le calcul des pertes d'insertions, nous calculons l'impédance ramenée du milieu représenté par le SiO_2 sur le milieu représenté par la couche $SU-8/H_2O$ d'impédance Z_{SU-8/H_2O} . Nous l'appellerons $Z_{SiO_2/SU-8/H_2O}$. Elle est donnée par l'expression :

$$Z_{SiO_2/SU-8/H_2O} = Z_{SiO_2} \cdot \left(\frac{Z_{SU-8/H_2O} \cdot \cos(k_{SiO_2} \cdot e_{SiO_2}) + j \cdot Z_{SiO_2} \cdot \sin(k_{SiO_2} \cdot e_{SiO_2})}{Z_{SiO_2} \cdot \cos(k_{SiO_2} \cdot e_{SiO_2}) + j \cdot Z_{SU-8/H_2O} \cdot \sin(k_{SiO_2} \cdot e_{SiO_2})} \right)$$

Ensuite nous calculons le coefficient de réflexion à l'interface silicium et le milieu d'impédance $Z_{SiO_2/SU-8/H_2O}$. Nous l'appelons $r_{SiO_2/SU-8/H_2O}$.

$$r_{SiO_2/SU-8/H_2O} = \frac{Z_{SiO_2/SU-8/H_2O} - Z_{Si}}{Z_{SiO_2/SU-8/H_2O} + Z_{Si}}$$

Les pertes d'insertion $L_{SiO_2/SU-8/H_2O}$ en dB sont données par la relation suivante :

$$L_{SiO_2/SU-8/H_2O} = -10 \cdot \log_{10} \left[1 - |r_{SiO_2/SU-8/H_2O}|^2 \right].$$

Nous regroupons finalement dans la figure 2.16 les pertes d'insertion que nous obtenons dans plusieurs cas de figure. Un cas où nous n'avons pas de couche d'adaptation à l'interface silicium canal microfluidique (a), un cas où nous avons une couche d'adaptation en SU-8 (b), un cas où nous avons une couche d'adaptation d'oxyde de silicium (c) et un dernier où nous avons une bicouche d'adaptation $SiO_2/SU-8$ (d).

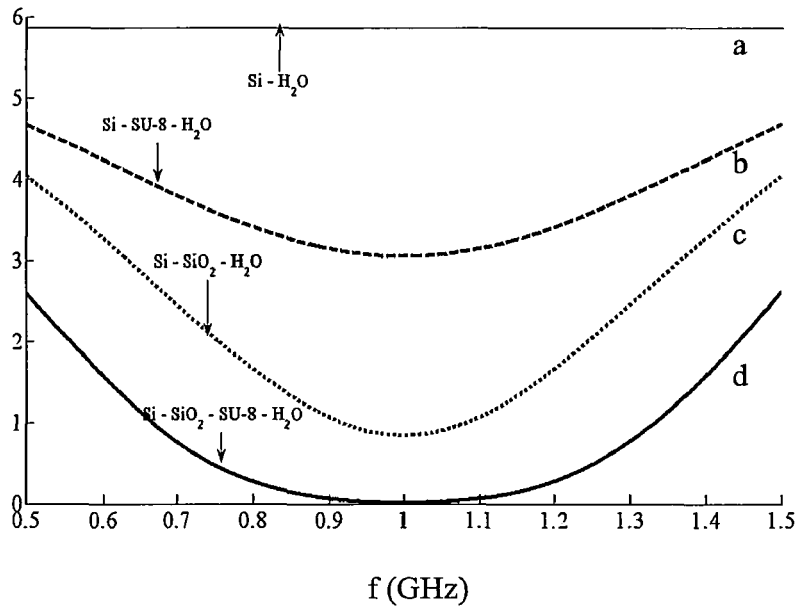


Figure 2.16 Pertes d'insertion entre le silicium et le canal microfluidique.
a) Sans couche d'adaptation, b) avec une couche d'adaptation en SU-8, c) avec une couche d'adaptation en SiO_2 et d) avec une bicouche d'adaptation $SiO_2/SU-8$.

A la fréquence centrale de 1 GHz, la couche quart d'onde de SiO_2 permet de réduire les pertes d'insertion à 1 dB alors que celle de SU-8 ne les réduit qu'à 3 dB. La bicouche quart d'onde de $SiO_2/SU-8$ permet de réduire à zéro ces pertes d'insertion, la totalité de l'onde incidente est transmise au fluide.

Nous venons de montrer par simulation qu'il était possible de réaliser une adaptation d'impédance mécanique entre le substrat et le canal microfluidique afin de favoriser la transmission des ondes longitudinales.

Après avoir déterminé théoriquement les possibilités d'adaptation d'impédance mécanique, nous allons passer à l'étude de l'adaptation d'impédance électrique des transducteurs.

2.5.3 Adaptation d'impédance électrique du transducteur

Il est possible, d'après l'expression d'Auld de l'impédance électrique des transducteurs, de choisir sa surface active afin que la partie réelle de son impédance électrique soit de 50Ω . La partie imaginaire peut être annulée à l'aide d'une auto-inductance.

Pour calculer et tracer les pertes d'insertion au niveau du transducteur, nous utilisons le terme S_{11}^{elZnO} défini par:

$$S_{11}^{elZnO} = \frac{Z_{elZnO} - Z_{el0}}{Z_{elZnO} + Z_{el0}} \quad (2.41)$$

Avec $Z_{el0} = 50\Omega$, l'impédance électrique de la ligne et Z_{elZnO} , impédance électrique du transducteur.

$$S_{11dB}^{elZnO} = -10 \cdot \log_{10} \left(1 - \left| S_{11}^{elZnO} \right|^2 \right) \quad (2.42)$$

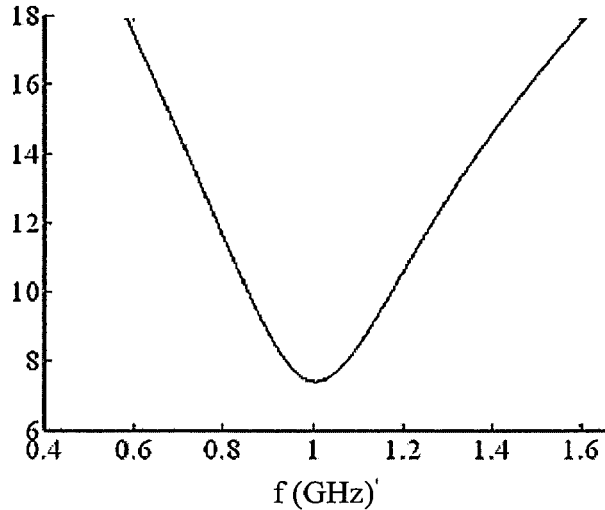


Figure 2.17 : Pertes d'insertion au niveau du transducteur.

Les pertes d'insertions sont de 7 dB à la fréquence de résonance. L'adaptation électrique du transducteur permettra un gain de performance important.

Pour éliminer la partie imaginaire, voir figure 2.18, nous rajoutant une inductance L_0 en série avec la capacité statique C_0 du transducteur. La valeur de L_0 est obtenue à partir de la relation 2.43:

$$L_0 C_0 \omega^2 = 1 \quad (2.43)$$

Avec $C_0 = 0.73 \text{ pF}$ et $\omega = 2\pi f_0$ avec $f_0 = 1 \text{ GHz}$. La valeur de L_0 est égale à 34 nH. Ensuite une fois cette partie imaginaire éliminée, il faut choisir la surface de la couche piézoélectrique pour obtenir une partie réelle de 50Ω .

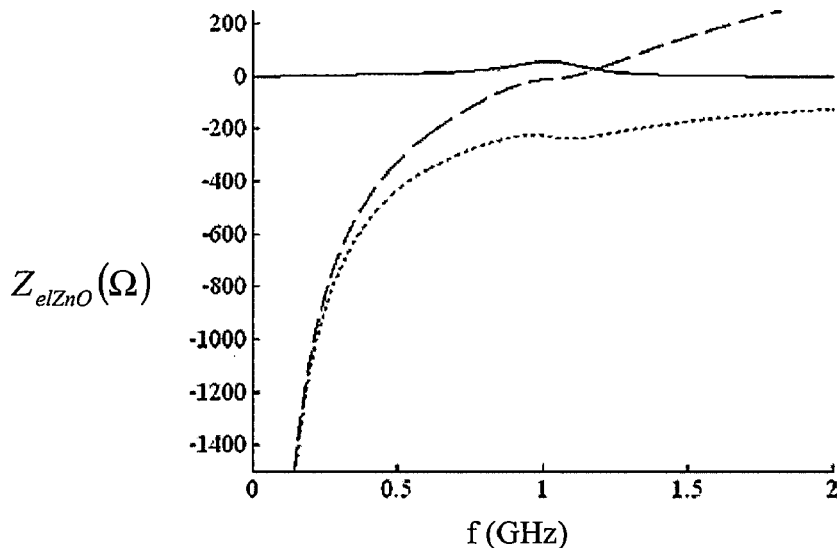


Figure 2.18 : Elimination de la partie imaginaire du transducteur
 Partie réelle (____) et imaginaire (-----) de $Z_{elZnO}(\Omega)$ sans l'inductance L_0 .
 Partie réelle (____) et imaginaire (-----) de $Z_{elZnO}(\Omega)$ avec l'inductance L_0 .

Nous superposons les pertes d'insertion du transducteur avec et sans inductance en série afin de réaliser une comparaison plus quantitative entre ces deux cas (voir figure 2.19).

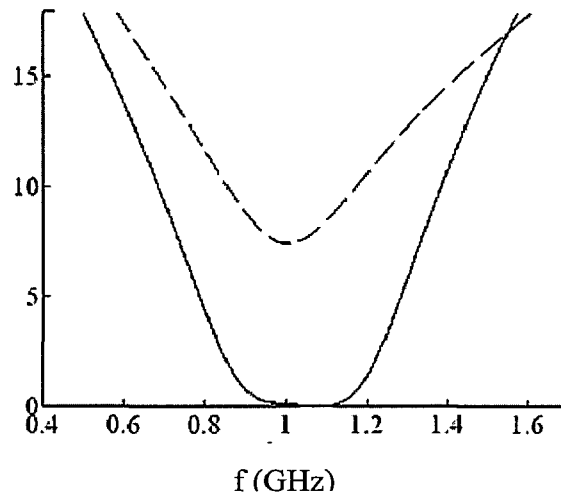


Figure 2.19: Superposition des pertes d'insertion du transducteur avec et sans inductance.
 Transducteur (_____) avec inductance.
 Transducteur (- - - - -) sans inductance.

Nous observons dans la figure 2.19 une amélioration des pertes au niveau du transducteur en ajoutant une inductance, 0 dB autour du GHz pour 7 dB sans l'inductance. L'apport de l'inductance L_0 est donc significatif.

2.5.4 Absorption dans les matériaux

Nous allons donner dans ce paragraphe, les pertes d'absorption de notre microsystème. Il s'agit des pertes que nous obtenons lors des propagations dans le silicium et dans le canal microfluidique.

L'atténuation dans le silicium est égale à 1 dB/mm/GHz^2 , [95]. Le chemin parcouru par l'onde entre l'émission et la transmission dans le substrat est égal à $1070 \mu\text{m}$. Nous avons alors des pertes d'absorption égales à 1,1 dB dans le substrat.

L'atténuation dans l'eau est élevée (environ 220 dB/mm/GHz^2), [95]. Le canal microfluidique ayant pour épaisseur $50 \mu\text{m}$, nous avons des pertes d'absorptions égales à 11 dB.

Les pertes totales d'absorption dans le microsystème sont alors égales à 12,1 dB au total.

Nous allons faire un bilan sur l'estimation des pertes et des performances attendues dans notre microsystème.

2.5.5 Bilan sur l'estimation des pertes et des performances

Nous allons présenter deux figures (figure 2.20.a et 2.20.b):

Une figure dans laquelle nous représentons les pertes attendues dans les différentes parties du microsystème avant adaptation. Et une autre figure avec les pertes attendues dans les différentes parties du microsystème après adaptation.

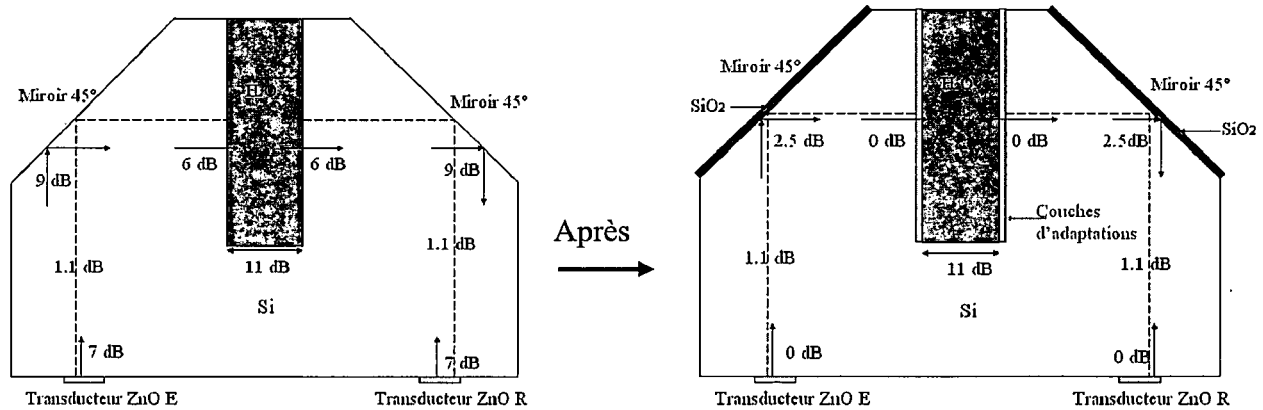


Figure 2.20 : Pertes attendues à l'interface des différents éléments qui composent notre microsystème. a) Sans adaptation, b), Avec adaptation.

Si nous prenons le microsystème sans faire de traitement pour améliorer les pertes dans les différentes parties de ce dernier, nous avons au total 56 dB de pertes (voir figure 2.20.a).

En faisant un traitement dans le microsystème, nous arrivons à 17 dB de pertes (voir figure 2.20.b). Ceci nous montre théoriquement que nous pouvons envisager la réalisation du microsystème proposé vu que nous avons la possibilité de diminuer les pertes au sein de ce dernier.

Au niveau du transducteur, nous attendons 7 dB de perte que nous pourrions améliorer en le mettant en série avec une inductance de 34 nH. Les pertes deviennent alors nulles autour de la fréquence centrale.

Le taux de pertes d'ondes longitudinales au niveau des miroirs avec une couche d'oxyde de silicium de 4 μm est d'environ égal à 2,5 dB. Ce taux est égal à 9 dB sans la couche d'oxyde de silicium. L'apport des 4 μm d'oxyde de silicium nous permet donc de diminuer la conversion de mode qui survient au niveau des miroirs.

Et enfin entre le silicium et le canal microfluidique, le taux de pertes d'insertion est de 6 dB. Nous avons vu qu'il fallait rajouter une couche de SiO₂ ou une bicouche de SiO₂/SU-8 pour améliorer la transmission entre les deux milieux. Les pertes sont d'un dB autour de la fréquence centrale 1 GHz, pour une couche de SiO₂ en quart d'onde et zéro dB autour de cette même fréquence pour une bicouche SiO₂/SU-8 en quart d'onde.

2.6 Réalisation technologique des éléments de notre microsystème

De nos jours, il existe beaucoup de techniques mise en jeu pour réaliser des microsystèmes. C'est pourquoi, nous présenterons les généralités sur les microtechnologies employées dans la littérature dans l'annexe 3. Nous présentons dans cette partie, uniquement les opérations technologiques qui sont nécessaires pour réaliser notre microsystème. Nous nous baserons sur des techniques qui sont couramment développées au sein du laboratoire IEMN [98].

- La réalisation du transducteur se fait par les techniques génériques de dépôt de couche mince et de photolithographie. Elle se réalise par évaporation ou par pulvérisation. La

technique de dépôt par évaporation est utilisée pour déposer les électrodes alors que celle par pulvérisation est utilisée pour déposer le ZnO.

Ces deux méthodes sont utilisées pour la fabrication des transducteurs ZnO et pour les dépôts d'électrodes.

Les transducteurs de LiNbO₃ sont réalisés par report et amincissage de monocristal (choix de l'orientation cristallin possible).

- Les miroirs à 45° sont réalisés par gravure humide du silicium.

Il a été démontré que des plans cristallins du silicium {1 1 0} obtenus par gravure chimique pouvaient être utilisés comme miroirs optiques à 45° pour permettre la réflexion de faisceau d'ondes optiques [99].

Nous déposons un masque de SiO₂ par la technique du PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) pour protéger les zones que nous ne souhaitons pas graver. Pour graver le SiO₂, nous utilisons une technique de gravure plasma.

Afin d'obtenir des miroirs à 45° dans le plan {1 1 0}, nous utiliserons une solution aqueuse de KOH pour la gravure chimique de ces miroirs. En plus de la solution de KOH, nous ajoutons [100] une solution d'alcool isopropylique pour atteindre des plans de miroirs lisses.

- Concernant la réalisation des couches d'adaptation entre le substrat et le canal microfluidique, le dépôt de résine de SU-8 sur la face arrière du silicium peut se faire par spin coating ou par spray. Pour réaliser une couche mince par spin coating, nous déposons la résine sur un plateau qui tourne à très grande vitesse. L'épaisseur de la résine va dépendre de la vitesse de rotation de la tournette, de l'accélération ainsi que de la durée des rotations de la tournette. L'oxyde de silicium est déposé par la technique du PECVD.

- La gravure du canal microfluidique est obtenue par une technique de gravure de plasma dite ICP (Inductively Coupled Plasma) qui est dédiée à la gravure profonde de silicium. A l'IEMN, il existe un bâti ICP qui permet de réaliser ce genre de gravure. Nous donnons dans la figure 2.21, une image du bâti [101].



Figure 2.21 : Bâti ICP utilisé à l'IEMN [101].

2.7 Conclusion

Lors de l'étude de développement du microsysteme, nous nous sommes focalisés en premier sur la généralité des ondes acoustiques dans les solides. Ceci nous a permis de définir les équations de Hooke, les tenseurs de Christoffel et les vecteurs de Poynting qui sont des éléments essentiels dans l'étude des ondes acoustiques.

Ensuite, nous avons défini les conditions de continuité à l'interface solide/solide, solide/fluide en incidence normal. De cette étude, nous avons donné la définition des coefficients de réflexion et de transmission à l'interface solide/solide et solide/fluide en incidence normal. Nous avons aussi fait cette étude en incidence oblique (angle d'inclinaison de 45°) pour une interface solide/air. Nous avons calculé les coefficients de réflexions de l'onde longitudinale et de l'onde transversale dans le solide. Ceci nous a permis de constater qu'il y avait une conversion de mode au niveau du miroir.

Ensuite nous avons modélisé les transducteurs avec le modèle d'Auld. Nous avons montré que pour avoir la bonne fréquence de résonance, il faut prendre $2,4 \mu\text{m}$ comme épaisseur pour le ZnO et $3 \mu\text{m}$ pour le LiNbO₃ dans sa coupe Y tournée de 36° autour de l'axe X.

Nous avons ensuite présenté les pertes et les performances attendues dans les différentes parties du microsysteme. Les pertes estimées au départ sont de 56 dB. Elles passent à 17 dB après traitement sur le microsysteme, ce qui laisse entrevoir des possibilités d'applications de notre microsysteme.

Enfin, nous avons présenté les différentes technologies qui seront utilisées pour réaliser le microsysteme.

Du point de vue théorique, nous en concluons que le microsysteme est réalisable. Mais nous n'avons pas pris en compte la diffraction dans ce dernier. C'est pourquoi, nous nous sommes intéressés à la modélisation numérique par éléments finis de la propagation du faisceau ultrasonore dans le microsysteme.

CHAPITRE 3

Modélisation par éléments finis

3.1 Introduction

La complexité géométrique du microsysteme nous pousse à utiliser une méthode de modélisation numérique qui permet de calculer l'évolution d'un phénomène pouvant être décrit par des équations aux dérivées partielles. Pour cela, nous disposons au laboratoire du logiciel commercial Comsol Multiphysique qui est spécialement conçu pour ce genre de modélisation qui peut faire intervenir de l'électromagnétisme, de l'acoustique, de la fluidique et de la thermique. Ce logiciel utilise essentiellement une méthode de calcul numérique par éléments finis.

La taille des éléments à modéliser pouvant atteindre quelques centaines de micromètres, les calculs sont extrêmement longs et volumineux. Ne disposant que de 12 Go d'espace mémoire, la presque totalité de la modélisation se fera en régime harmonique et en 2D.

Les réflexions sur les extrémités de la zone maillée créent aussi des interférences dans le microsysteme. Et pour les éliminer, nous utiliserons des C-PML (Convolutional Perfectly Matched Layer) qui sont des zones à la fois atténuantes et possédant la propriété d'être parfaitement adaptée en impédance avec le domaine de calcul quelque soit l'angle d'incidence et la fréquence de l'onde acoustique [102]. Nous reviendrons dans la suite sur leur implémentation pour les milieux piézoélectriques et non piézoélectriques, ainsi que pour les milieux fluides et nous étudierons en outre leur efficacité dans les matériaux que nous allons utiliser.

Plus précisément, dans ce chapitre, nous voulons montrer que nous pouvons utiliser Comsol pour modéliser le microsysteme en étudiant des cas simples.

Après avoir présenté différents types de maillages, nous présenterons la modélisation sous Comsol en donnant la définition, la mise en équation et l'implémentation des éléments qui composent le microsysteme. Ensuite, nous présenterons l'implémentation des conditions aux limites et définirons les milieux parfaitement absorbants que nous allons introduire dans le microsysteme.

Nous donnerons nos méthodes de visualisation. Puis présenterons les résultats d'étude de cas simple qui nous permettront de valider l'efficacité des C-PML et le diagramme de rayonnement dans le substrat.

3.2 Différents types de maillage

3.2.1 Rappels et Définitions

La modélisation numérique utilise de petits volumes élémentaires ou discrets appelés mailles ou éléments pour reconstruire la géométrie de l'élément physique que l'on souhaite étudier. Ces mailles sont associées à des nœuds qui peuvent être placés au sommet, au milieu ou sur les faces de ces mailles, voir figure 3.1. Le maillage d'un domaine est donc composé de nœuds et de mailles [103]. Nous illustrons dans la figure 3.1, un exemple qui illustre la notion de maillage.

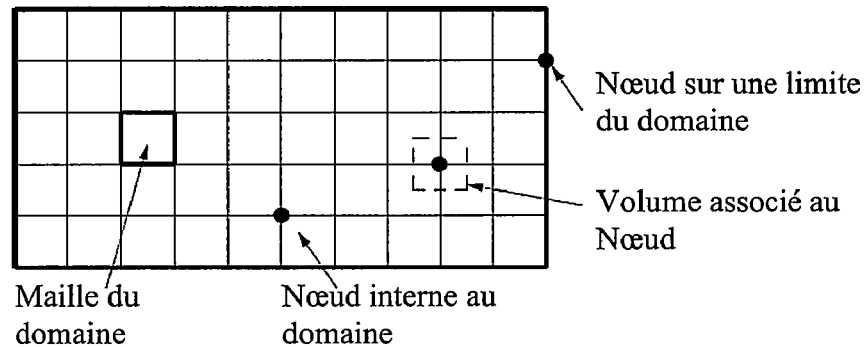


Figure 3.1 Notion de maillage

Il existe plusieurs types de maillages qui sont définis par le nombre de nœuds qui composent une maille et par le nombre de liaisons ou connectivité pour chaque nœud. Nous donnons dans la figure 3.2, quelques types de mailles qui existent.

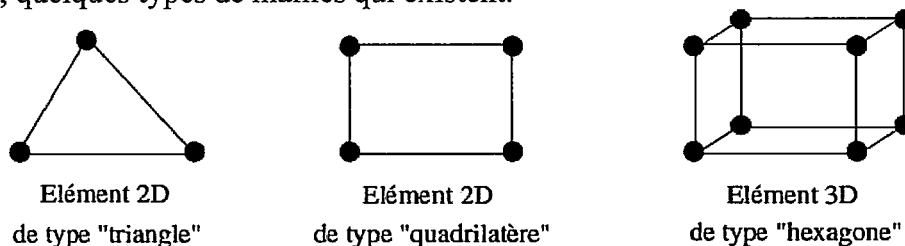


Figure 3.2 Quelques types de mailles.

- **Connectivité**

La connectivité décrit les liaisons entre les sommets des mailles [103]. Elle nous permet de décrire un maillage structuré et non-structuré.

Un maillage est dit structuré si les nœuds de même type (dans le domaine, sur une limite ou sur un coin) ont toujours le même nombre de nœuds voisins, ou sont associés au même nombre d'éléments. Ces nœuds possèdent toujours alors le même type de connectivité.

Les avantages d'un maillage structuré sont la possibilité de connaître rapidement le voisinage du nœud suivant ainsi que la facilité de mailler des géométries très allongées. Le nombre de nœud est constant dans chaque direction du maillage.

Par contre, pour un maillage non-structuré, la connectivité est de type quelconque et donc le nombre de voisin de chaque nœud est différent. Ces différents résultats sont illustrés dans la figure 3.3 [103].

Avec le maillage non-structuré, nous avons la possibilité de créer un maillage triangulaire ou tétraédrique dans des géométries quelconques. Nous pouvons aussi faire une économie de

points par rapport au maillage structuré. Par contre il peut y avoir des difficultés pour contrôler la densité des points dans une zone précise [103], voir figure 3.3.

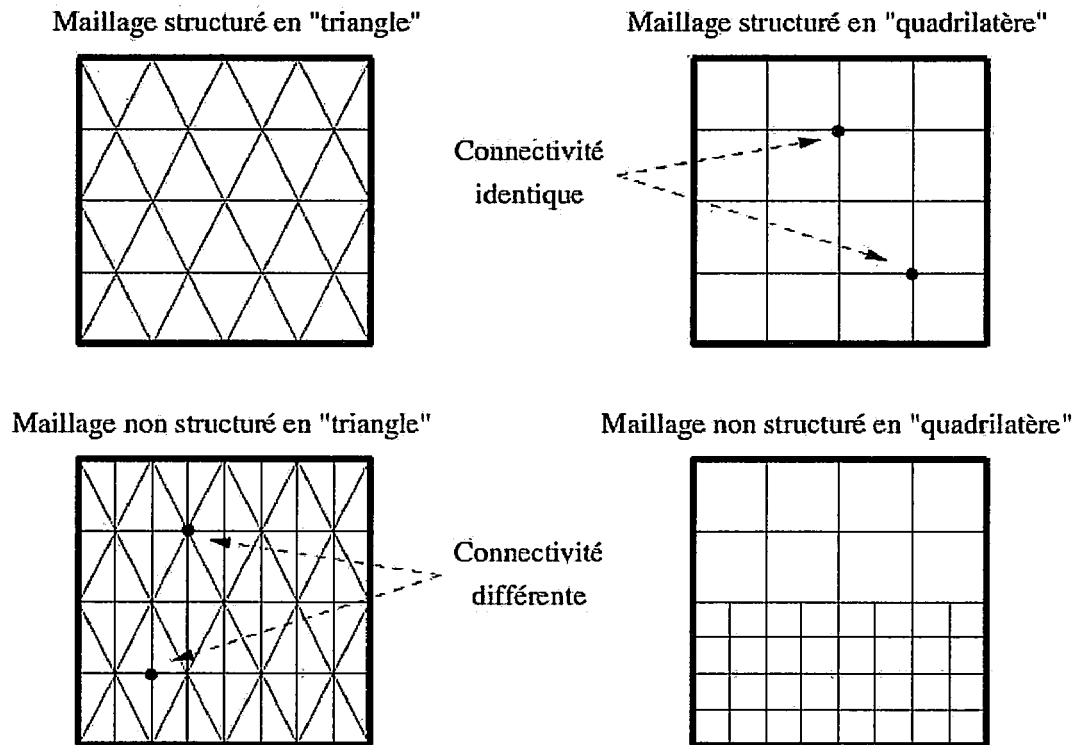


Figure 3.3 Maillage structuré ou non-structuré.

- **Recouvrement**

Il y a recouvrement lorsqu'on superpose des éléments appartenant à des blocs ou milieux différents. Ces différents éléments se regroupent pour former la même et unique géométrie. Nous parlons alors de grille multi bloc [103].

Le maillage entre les différents milieux réunis peut être conforme ou non-conforme, voir figure 3.4.

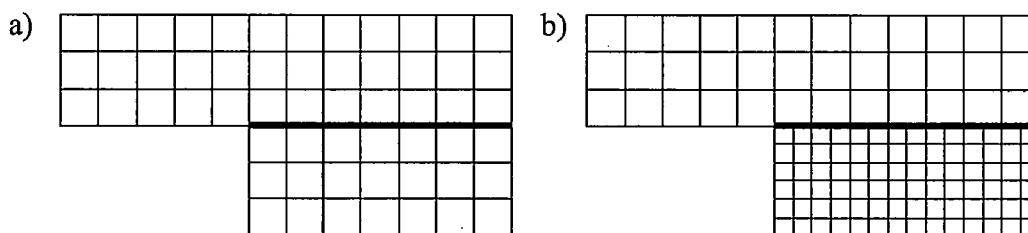


Figure 3.4 Exemple de recouvrement: a) conforme, b) non-conforme.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4.a, un maillage multi bloc est dit conforme s'il est continu à l'interface des milieux quel que soit la ligne de maillage que nous suivons. La connectivité des nœuds est alors de type structuré.

Contrairement au maillage conforme, un maillage non-conforme est un maillage dont les lignes sont interrompues aux interfaces des milieux. Les nœuds situés à ces interfaces conduisent localement à un maillage non structuré [103].

Nous utiliserons pour la suite 3 types de maillage en 2D : un maillage structuré, un maillage multi bloc conforme et structuré et un maillage multi bloc conforme et non-structuré.

Nous rappelons qu'afin de maîtriser plus facilement l'aspect du maillage (nombre d'éléments par arête, régularité), celui-ci est réalisé à l'aide d'éléments quadrangles de type Lagrange quadratique. Nous utiliserons exceptionnellement à cause de sa géométrie un maillage de type triangulaire dans le substrat lorsque nous maillerons le microsysteme complet.

En ce qui concerne le choix du nombre de points par longueur d'onde, nous devons trouver un compromis entre la taille du système à mailler et le nombre de points par longueur d'onde. Il est généralement admis que huit points par longueur d'onde est un compromis correct.

3.2.2 Choix du maillage dans notre cas

- **Maillage structuré pour l'étude de l'efficacité des C-PML**

Pour étudier l'efficacité des milieux parfaitement absorbants, nous allons utiliser deux matériaux que nous emploierons principalement dans notre microsysteme, il s'agit du silicium et de l'oxyde de zinc. Pour cela, nous utiliserons une géométrie de forme carré dans lequel nous ferons propager une source circulaire de diamètre $0,15 \mu\text{m}$. Par conséquent, la taille du carré définissant le silicium et l'oxyde de zinc doit être largement supérieure au diamètre de la source pour que nous puissions observer la progression des ondes dans le milieu, nous prendrons ici $40 \mu\text{m}$ pour chaque coté. La géométrie du milieu nous permet d'utiliser un maillage structuré, voir figure 3.5.

Pour détailler les choix du maillage, nous utilisons du silicium dont la vitesse de l'onde longitudinale est de 8430 m/s et celle transversale de 5400 m/s . Les longueurs d'ondes respectivement de l'onde longitudinale et de l'onde transversale pour 1 GHz sont égales à $8,4 \mu\text{m}$ et $5,4 \mu\text{m}$. En prenant $1 \mu\text{m}$ entre chaque nœud comme pas de maillage, nous aurons un maillage correspondant à 8 fois la longueur d'onde de l'onde longitudinale et à 5 fois la longueur d'onde de l'onde transversale.

De même, les longueurs d'onde respectives de l'onde longitudinale et de l'onde transversale à 1 GHz dans l'oxyde de zinc sont égales à $6,3 \mu\text{m}$ et $2,9 \mu\text{m}$. En prenant $1 \mu\text{m}$ comme pas de maillage, nous aurons un maillage correspondant à 6 fois la longueur d'onde de l'onde longitudinale et à 3 fois la longueur d'onde de l'onde transversale dans l'oxyde de zinc.

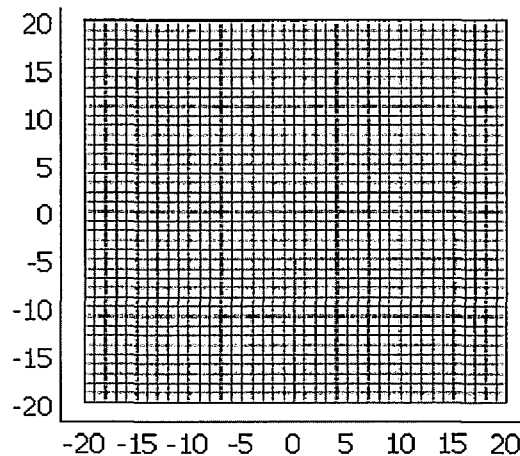


Figure 3.5 Maillage structuré.

Le maillage est bien structuré car chaque nœud comporte exactement le même nombre de nœud voisin. Le maillage obtenu est alors composé de 1600 éléments quadrangles.

Nous utiliserons cette configuration pour mailler les milieux de formes géométriques carré qui vont nous servir à étudier l'efficacité des milieux parfaitement absorbants.

- **Maillage multi bloc conforme et structuré pour l'étude du champ rayonné par le transducteur ZnO**

Pour étudier le champ rayonné par un transducteur ZnO sur un substrat de silicium, nous allons utiliser un maillage multi bloc conforme et structuré en prenant $1\mu\text{m}$ entre chaque point comme précédemment. Ceci nous permettra d'avoir une continuité entre les deux blocs que nous aurons, un bloc pour le substrat et un bloc pour le transducteur.

Dans cette partie, en plus d'une étude dans le domaine harmonique sur l'efficacité des milieux parfaitement absorbants, nous ferons une étude dans le domaine temporel afin de montrer qu'il n'y a pas de réflexion à l'interface milieu de propagation et milieux parfaitement absorbants. Nous prenons $200\mu\text{m}$ comme hauteur et $160\mu\text{m}$ comme largeur pour le substrat de silicium afin d'être sûr d'avoir un espace mémoire suffisante pour permettre l'aboutissement du calcul dans le domaine temporel. Le transducteur a pour épaisseur $2.4\mu\text{m}$ et pour largeur $50\mu\text{m}$.

L'onde longitudinale de célérité 8430 m/s devra mettre 24 ns pour aller du transducteur à l'extrémité du substrat de silicium. De même, l'onde transversale de 5400 m/s fera 37 ns pour parcourir cette même distance. Nous utilisons une bande de fréquence allant de $0,01\text{GHz}$ à 2.51GHz par pas de $0,01\text{GHz}$, ce qui nous donne un temps de calcul égal à 100 ns . Nous présentons dans la figure 3.6, avec un zoom, le maillage utilisé.

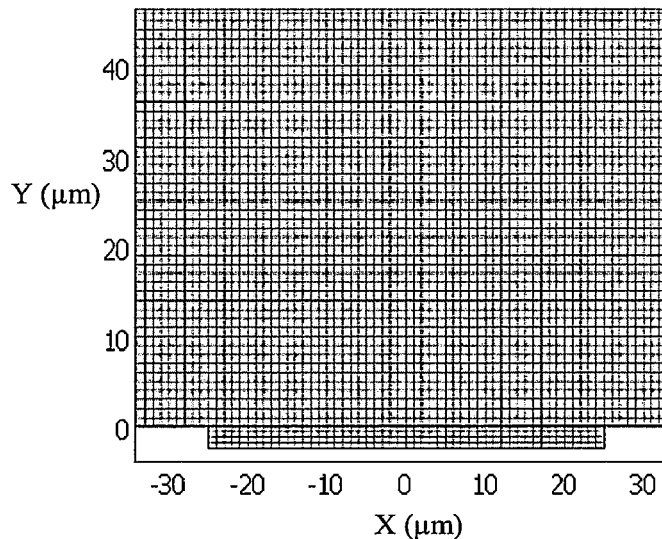


Figure 3.6 Maillage multi bloc conforme et structuré en 2D quadrilatère.

En prenant $1\mu\text{m}$ entre chaque point, le maillage obtenu comporte 32200 éléments quadrangles. Remarquons la continuité des nœuds à l'interface ZnO/Si, ce qui prouve la bonne conformité et la bonne structuration du maillage. A l'intérieur des blocs, le maillage est bien structuré.

- **Maillage multi bloc conforme et structuré pour le microsysteme proposé**

Le microsysteme complet à étudier comporte plusieurs blocs. Un bloc pour le silicium, un bloc pour l'eau, un bloc pour les couches d'adaptation, un bloc pour l'oxyde de silicium (sur les miroirs) et un bloc pour les milieux piézoélectriques.

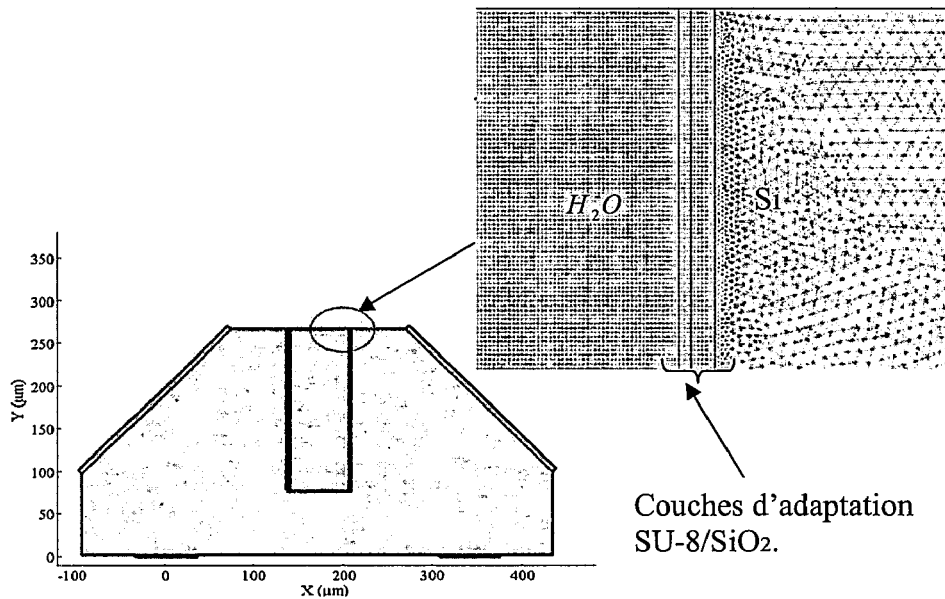


Figure 3.7 Méthode de maillage du microsysteme complet.

La célérité dans l'eau étant petite (1500 m/s) devant celle du silicium (8430 m/s), la distance entre deux nœuds est choisie par rapport à la célérité dans l'eau.

La longueur d'onde de l'eau est égale à $1,5 \mu\text{m}$ à 1 GHz. Nous prenons $0,5 \mu\text{m}$ entre deux points, ce qui nous donne un maillage correspondant à 3 fois la longueur d'onde de l'eau à 1 GHz.

Nous prendrons alors $0,5 \mu\text{m}$ entre chaque point comme pas de maillage dans le silicium, les transducteurs ZnO, l'oxyde de silicium et les couches d'adaptation (dans le sens de la largeur).

Pour la résine SU-8, nous avons comme célérité 2886 m/s, soit une longueur d'onde de $2,9 \mu\text{m}$ à 1 GHz. L'épaisseur de la résine en couche quart d'onde est alors égale à $0,7 \mu\text{m}$. Nous prenons alors $0,35 \mu\text{m}$ entre deux points pour avoir un résultat de calcul correct. Pour la résine SU-8, nous obtenons un maillage correspondant à 8 fois la longueur d'onde dans le sens de l'épaisseur.

De même, l'oxyde de silicium que nous utiliserons comme couche d'adaptation a pour célérité 6000 m/s et comme longueur d'onde $6 \mu\text{m}$ à 1 GHz. L'épaisseur de cette couche en quart d'onde est alors égale à $1,5 \mu\text{m}$. Nous prenons alors $0,5 \mu\text{m}$ comme pas de maillage. Ce qui nous donne un maillage correspondant à 12 fois la longueur d'onde.

Le maillage obtenu comporte 373254 éléments.

Après avoir défini les différentes conditions de maillage, nous allons passer à la modélisation sous Comsol des différents éléments qui composent notre système.

3.3 Modélisation sous Comsol

3.3.1 Présentation du logiciel Comsol

Comsol, anciennement appelé Femlab, est un logiciel de simulation multiphysique qui a été créé en 1986 à Stockholm en Suède. Les domaines d'application couverts par ce logiciel sont extrêmement vastes. Il constitue en outre un ensemble complet de simulation proposant des applications prédéfinies ou non, des géométries, un maillage automatique, un solveur et un post traitement. L'utilisateur peut ajouter s'il le souhaite des modules spécialisés tel un ensemble complet d'équations et de conditions limites spécifiques répondant au modèle souhaité. Nous pouvons donc bien décrire des modèles acoustiques à partir de Comsol. Ce

produit, permettant d'échanger des résultats de calcul avec Matlab, peut être un outil de simulation efficace pour notre microsysteme.

3.3.2 Définitions, mise en équation et implémentation sous Comsol des éléments qui composent notre microsysteme

Le microsysteme à modéliser est composé de solides isotropes (SU-8 ou SiO₂), anisotropes et non piézoélectriques (Si), piézoélectriques (ZnO ou LiNbO₃) et de fluide (H₂O). Nous allons présenter la façon d'implémenter les modèles physiques en équations aux dérivées partielles pour chacun de ces matériaux.

Le solveur résout une équation du 1^{er} ordre du type $\bar{\nabla} \cdot \bar{\Gamma} = \bar{F}$ dans laquelle:

Γ regroupe les contraintes pour un solide non piézoélectrique isotrope ou anisotrope. Pour les solides piézoélectriques, il faut rajouter les déplacements électriques D_i . Et pour les fluides, il regroupe les accélérations.

F regroupe l'accélération dans les matériaux que multiplie la masse volumique de ces derniers pour un solide piézoélectrique ou non piézoélectrique, isotrope ou anisotrope. Pour les solides piézoélectriques, il faut ajouter une 3^{ième} composante représentant les déplacements électriques.

Enfin pour les fluides, F regroupe un terme spécifique que nous expliciterons dans la partie 3.3.2.3.

3.3.2.1 Pour les solides piézoélectriques

Nous considérons en premier lieu l'équation de Newton (voir équation 3.1), la loi de Hooke (voir équation 3.2) ainsi que la loi de Gauss (voir équation 3.4) généralisée pour un solide piézoélectrique. Nous rappelons que nous travaillons en 2D

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3.1)$$

u_i représente les composantes du vecteur déplacement et T_{ij} le tenseur des contraintes. T_{ij} et D_i sont définis par les relations suivantes

$$T_{ij} = c_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + e_{kij} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (3.2)$$

Avec Φ , potentiel électrique du matériau.

$$D_i = -\epsilon_{ij} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} + e_{ijk} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_k}, \quad (3.3)$$

Le milieu étant non chargé, la loi de Gauss s'exprime par:

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} = 0 \quad (3.4)$$

De l'équation de Newton, nous avons :

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} \quad (3.5)$$

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yy}}{\partial y} \quad (3.6)$$

En régime harmonique les dérivées secondes par rapport au temps sont obtenues par des produits par $-w^2$, ainsi, en utilisant l'équation de Newton et la loi de Gauss, nous obtenons une équation aux dérivées partielles de la forme $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = \vec{F}$ avec,

$$\Gamma = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \\ D_x & D_y \end{bmatrix} \text{ et } F = \begin{bmatrix} -\rho \cdot w^2 \cdot u_x \\ -\rho \cdot w^2 \cdot u_y \\ 0 \end{bmatrix}$$

Nous avons calculé en détails (voir annexe 4 et 5) les contraintes T_{ij} et les déplacements électriques D_i que nous devons implémenter dans le logiciel Comsol pour définir les transducteurs piézoélectriques (ZnO, LiNbO₃).

Nous rappellerons pour cela en détail la matrice des constantes élastiques, des constantes piézoélectriques et des permittivités diélectriques.

3.3.2.2 Pour les solides non piézoélectriques

Pour les solides non piézoélectriques, en plus de l'équation de Newton (3.5 et 3.6), nous utilisons seulement l'équation de Hooke pour les solides non piézoélectriques qui est donnée par la relation:

$$T_{ij} = c_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k}$$

L'équation aux dérivées partielles peut s'écrire aussi sous la forme $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = \vec{F}$ avec,

$$\Gamma = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{bmatrix} \text{ et } F = \begin{bmatrix} -\rho \cdot w^2 \cdot u_x \\ -\rho \cdot w^2 \cdot u_y \end{bmatrix}$$

Nous avons calculé en détails (voir annexe 7) les contraintes T_{ij} que nous devons implémenter dans le logiciel Comsol pour définir les solides non piézoélectriques (silicium, oxyde de silicium, SU-8).

3.3.2.3 Pour les fluides

Nous cherchons toujours à décrire la propagation d'onde par des équations du type $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = \vec{F}$. Pour cela, nous allons utiliser l'équation de propagation des ondes acoustiques planes dans un fluide homogène avec pertes, ceci nous permettra de définir l'équation de propagation dans l'eau. Cette équation est donnée par la relation de d'Alembert qui stipule que toute quantité

vectorielle ou scalaire φ dépendant de la position et du temps et se propageant à la célérité V

$$\text{vérifie l'équation } \Delta\varphi - \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

Où Δ est l'opérateur Laplacien.

En notant p la pression acoustique dans le fluide sans pertes, cette équation s'écrit comme

$$\text{suit : } \Delta p - \frac{1}{V^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0.$$

Si la fréquence utilisée est inférieure à 6 GHz [104], les pertes dans le fluide ne sont dues qu'à des effets visqueux et thermiques. Dans ce cas les pertes sont proportionnelles au carré de la fréquence [105] et la célérité V est indépendante de la fréquence.

Dans ce cas, nous pouvons écrire :

$$\Delta p - \frac{1}{(1 + j \cdot \omega \cdot \tau) \cdot V^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (3.7)$$

avec τ , le temps de relaxation du fluide.

Puisque nous travaillons suivant l'axe X et Y , l'équation 3.7 devient en utilisant l'opérateur Laplacien :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \cdot \frac{1}{(1 + j \cdot \omega \cdot \tau) \cdot V^2} \quad (3.8)$$

L'expression de la pression p suivant l'axe X peut s'écrire de la forme $p(x,t) = p_0 \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t - k \cdot x)$.

Avec p_0 , pression du fluide à l'équilibre.

En régime harmonique :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -p \cdot \omega^2 \quad (3.9)$$

En introduisant la masse volumique du fluide ρ et en utilisant l'équation 3.8 et 3.9, nous obtenons la relation 3.10

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{p \cdot \omega^2}{(1 + j \cdot \omega \cdot \tau) \cdot \rho \cdot V^2} \quad (3.10)$$

Si nous faisons l'approximation $\omega\tau$ petite devant 1, l'expression (3.10) devient à l'ordre 2 :

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \approx \frac{\omega^2}{\rho \cdot V^2} \cdot p \cdot (1 - j \cdot \omega \cdot \tau)$$

Ceci équivaut à :

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{p \cdot w^2}{\rho \cdot V^2} - j \cdot \frac{p \cdot \tau \cdot w^3}{\rho \cdot V^2} \quad (3.11)$$

En multipliant par $\rho \cdot V^4$ le deuxième terme du deuxième membre de l'équation 3.11, nous aurons:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = \frac{p \cdot w^2}{\rho \cdot V^2} - j \cdot \frac{p \cdot w^3 \cdot \tau \cdot \rho \cdot V^4}{\rho^2 \cdot V^6},$$

Soit,

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{p \cdot w^2}{\rho \cdot V^2} - j \cdot \frac{b \cdot p \cdot w^3}{\rho^2 \cdot V^6} \quad (3.12)$$

Avec,

$b = \tau \cdot \rho \cdot V^4$, b est la constante d'atténuation des fluides thermovisqueux.

Et $-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$, accélération dans le fluide suivant l'axe X et $-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$, accélération dans le fluide suivant l'axe Y.

De l'équation 3.12, nous posons:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma} = \vec{F}$$

Avec,

$$\Gamma = \left[-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right] \text{ et } F = \frac{p \cdot w^2}{\rho \cdot c^2} - j \cdot \frac{b \cdot p \cdot w^3}{\rho^2 \cdot V^6}$$

Le choix des paramètres dépend du fluide utilisé. Dans notre microsystème, nous utilisons de l'eau donc nous devons choisir une constante d'atténuation adéquate.

Il est connu que le temps de relaxation dans l'eau est égal à : $\tau = 2ps$ [104].

Nous savons aussi que la célérité V dans l'eau est égale à 1500 m/s et que sa masse volumique ρ_{H_2O} est égale à 1000 kg/m^3 [106].

En considérant l'expression $b = \tau \cdot \rho \cdot V^4$, la constante d'atténuation à utiliser dans l'eau est alors égale à $1 \times 10^4 \text{ kg} \cdot \text{m/s}^3$.

Après avoir défini les équations à implémenter pour les différents milieux que nous allons utiliser dans notre microsystème acoustique, nous allons faire l'étude et l'implémentation des conditions aux limites.

3.3.3 Implémentation des conditions aux limites

3.3.3.1 Conditions aux limites

Les conditions aux limites visent à décrire la continuité des grandeurs physiques à l'interface de deux milieux. En ce qui nous concerne, nous aurons des interfaces solide/solide et solide/fluide. Nous rappelons que l'incidence d'une onde acoustique plane à l'interface de deux milieux produit une onde transmise et une onde réfléchie.

Il existe des conditions aux limites dites de Neumann qui sont utilisées pour définir la continuité de la dérivée des fonctions à l'interface des deux milieux. Et des conditions aux limites dites de Dirichlet qui nous permettent de définir la continuité des fonctions définies à l'interface de deux milieux. Les conditions de Dirichlet sont souvent utilisées sous Comsol pour définir des conditions aux limites à l'interface d'un solide piézoélectrique et d'un solide non piézoélectrique. Ils permettent de définir un potentiel électrique sur l'électrode inférieur du transducteur.

✓ Les Conditions aux limites de Neumann en 2 D :

Elles sont définies par l'équation:

$$-n \cdot \Gamma = n \cdot T \quad (3.13)$$

Avec,

n , vecteur unité normal sortant de la surface limite. Γ constitue les contraintes appliquées à la frontière des deux milieux.

Nous donnons dans la figure 3.8, la représentation des conditions aux limites à l'interface de deux solides non piézoélectriques et à l'interface solide/ fluide.

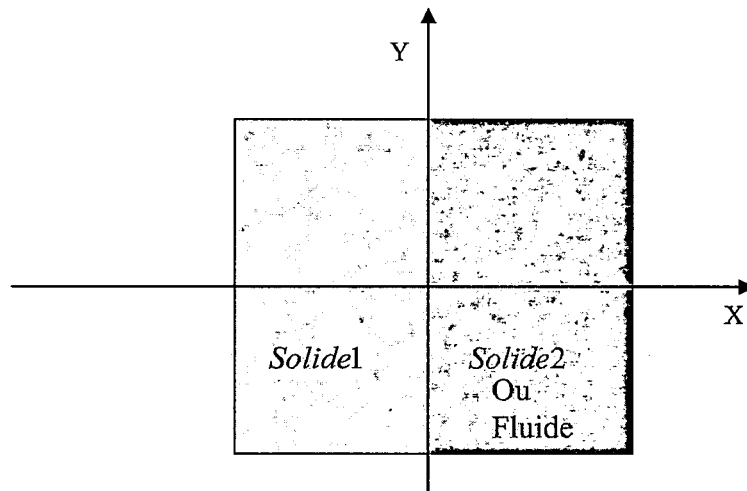


Figure 3.8 Conditions aux limites de Neumann entre deux solides non piézoélectriques ou entre un solide et un fluide.

A l'interface entre les solides 1 et 2, les normales sont de sens opposés.

Les conditions aux limites de Neumann à l'interface de deux solides solide 1 et solide 2 sont alors définies par la relation :

$$(n_i \cdot T_{ij})_1 = -(n_i \cdot T_{ij})_2$$

Avec,

$(T_{ij})_1$ et $(T_{ij})_2$, respectivement les contraintes mécaniques appliquées dans le solide 1 et le solide 2.

Les conditions aux limites de Neumann à l'interface d'un solide et d'un fluide sont données par:

$$-n \cdot u \cdot w^2 = n \cdot p$$

Avec $-u \cdot w^2$, l'accélération venant du solide 1 et p , la pression du fluide.

✓ Les Conditions aux limites de Dirichlet en 2 D :

Ces conditions sont définies par les étapes suivantes

- $-n \cdot \Gamma = n \cdot T$ pour les conditions de continuité à l'interface solide non piézoélectrique/solide piézoélectrique, nous retrouvons ainsi la relation 3.13.
- Nous appliquons un potentiel électrique nul pour l'électrode de masse du transducteur (électrode supérieure).
- Et enfin, un potentiel électrique U est appliqué sur l'électrode inférieure du transducteur pour l'excitation de ce dernier.

Ces conditions nous permettent donc de définir les conditions aux limites à l'interface d'un solide piézoélectrique et d'un solide non piézoélectrique. Ils nous permettent aussi d'exciter le transducteur en lui appliquant un potentiel électrique U .

Nous représentons cette configuration dans la figure 3.9.

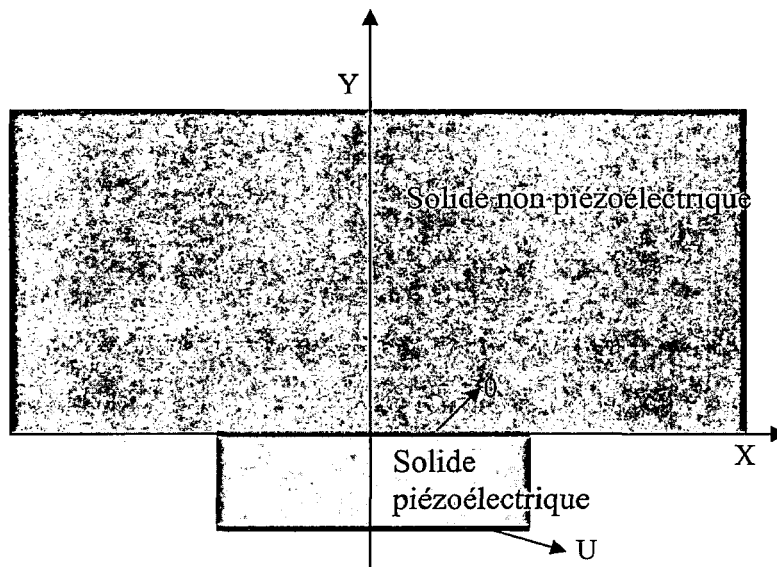


Figure 3.9 Conditions aux limites de Dirichlet entre deux solides.

Après avoir défini les conditions aux limites, nous allons présenter l'intérêt, l'état de l'art ainsi que la définition et l'implémentation des milieux parfaitement absorbants dans notre milieu à étudier.

3.3.3.2 Les Milieux Parfaitement Absorbants (PML)

3.3.3.2.1 Intérêt de l'utilisation des PML en régime harmonique

La propagation d'ondes ultrasonores dans un milieu borné pose plusieurs problèmes de résolutions numériques car il peut s'y produire des réflexions multiples de signaux, produisant des interférences. Il se pose alors la question d'introduction des milieux infinis ou semi infinis artificiels afin d'éliminer ses problèmes de réflexions indésirables. Ceci est valable en régime harmonique comme en régime impulsionnel. Son utilisation en régime impulsionnel est assez fastidieuse car les équations sont très difficiles à implémenter contrairement au régime harmonique. Comme, nous avons choisi de travailler en régime harmonique, nous nous concentrerons donc exclusivement dans la suite sur l'utilisation des PML en régime harmonique.

Les PML sont d'ailleurs l'objet de plusieurs sujets de recherches et les publications ne cessent d'accroître dans ce domaine.

De nos jours, il existe deux méthodes pour arriver à implémenter des PML dans un milieu [107], voir paragraphe 3.3.3.2.2 et 3.3.3.2.3.

3.3.3.2.2 Etat de l'art sur les PML

✓ La première technique consiste à définir et à imposer des conditions aux limites absorbantes (CLA) sur une frontière artificielle autour du domaine. Ce concept fut introduit en premier par B. Engquist et A. Majda [108] et était destiné à minimiser l'amplitude des réflexions parasites dues à la frontière du domaine de calcul.

✓ La deuxième méthode consiste à entourer le milieu de milieux artificiels dans lesquels les ondes sont atténuées, ces milieux sont appelés milieux absorbants. Jusqu'en 1993, les couches absorbantes étaient conçues à l'aide d'un modèle physique contenant un terme d'amortissement qui définit l'absorption des ondes. Cette méthode présentait un inconvénient car les ondes voient le changement d'impédance entre le milieu physique et la couche, ce qui induit des interférences. Ce concept est désormais remplacé par un nouveau concept (Perfectly Matched Layer ou PML) qui a été introduit en 1994 par Bérenger pour l'absorption d'ondes électromagnétiques [109] en utilisant les équations de Maxwell. Dans son concept, le milieu est parfaitement absorbant et il n'y a aucune réflexion à l'interface milieu physique et milieu absorbant. Les PML sont donc des zones à la fois atténuantes et possédant la propriété d'être parfaitement adaptée en impédance avec le domaine de calcul. Mais ils sont peu efficaces quand il s'agit de milieux anisotropes, dispersifs et non linéaires.

Sa méthode a été depuis améliorée grâce à des techniques plus efficaces [110-112] et ces domaines d'applications élargies à d'autres domaines, comme l'acoustique dans les milieux fluides [113-114], les solides isotropes [115-116] et anisotropes [117].

En ce qui nous concerne, une nouvelle formulation des PML appelée C-PML [102] (Convolutional Perfectly Matched Layer), basée sur le système du deuxième ordre décrivant, à l'aide d'une formulation déplacement / contrainte, la propagation d'ondes élastiques dans des solides anisotropes et piézoélectriques, est introduite. Les C-PML ont été présentées pour la première fois en électromagnétisme par Roden and Gedney [102] et utilisés plus tard pour la simulation de la propagation d'ondes élastiques [118-121], et pour l'étude de solide piézoélectrique.

Les C-PML présentent plus d'avantage que les PML traditionnelles, notamment cette méthode peut être utilisée pour les milieux anisotropes, dispersifs et non linéaires.

3.3.3.2.3 Définitions et implémentation des C-PML sous Comsol en régime harmonique

Nous allons donner une définition des C-PML et leur implémentation dans Comsol. Nous pouvons les utiliser pour n'importe quel type de milieu, solide ou liquide.

Nous allons d'abord utiliser une transformation de coordonnées complexes [122] qui consiste à écrire suivant x et y puisque nous travaillons en 2D :

$$\tilde{x} = \int_0^x s_x(x') \cdot dx' \quad (3.14)$$

$$\tilde{y} = \int_0^y s_y(y') \cdot dy' \quad (3.15)$$

Les variables x et y seront remplacées dorénavant par les variables complexes étirées \tilde{x} et \tilde{y} dans les équations définissant le milieu de propagation solide ou fluide, ces variables sont définies par les équations 3.14 et 3.15. Il faut noter qu'à partir de ce changement de variable, nous avons $\frac{\partial}{\partial \tilde{x}} = \frac{1}{s_x} \cdot \frac{\partial}{\partial x}$ et $\frac{\partial}{\partial \tilde{y}} = \frac{1}{s_y} \cdot \frac{\partial}{\partial y}$, ainsi, en régime harmonique, nous pouvons obtenir des équations en coordonnées cartésiennes.

s_x et s_y sont les variables complexes d'étirement suivant x et y introduit par Kuzuoglu et Mittra [123] et définies par :

$$s_x(x) = \xi_x(x) + \frac{\sigma_x(x)}{\beta_x + j \cdot \omega} \quad (3.16)$$

$$s_y(y) = \xi_y(y) + \frac{\sigma_y(y)}{\beta_y + j \cdot \omega} \quad (3.17)$$

Avec,

$$\xi_x = 1 + \xi_{\max} \left(\frac{x - x_0}{h_x} \right)^3 \quad (3.18)$$

$$\sigma_x = \sigma_{\max} \left(\frac{x - x_0}{h_x} \right)^3 \quad (3.19)$$

$$\beta_x = \beta_{\max} \left(\frac{h_x - x + x_0}{h_x} \right) \quad (3.20)$$

Avec $\beta_{\max} = 2\pi \cdot f_c$,

$$\sigma_{\max} = 4 \cdot V \cdot \log(1/r) / (2h_x) \quad (3.21)$$

β_x , σ_x , β_y et σ_y doivent être positives et réelles et ξ_x et ξ_y doivent être réelles et supérieures ou égales à 1.

Les σ_i et les ξ_i sont respectivement appelées [124] facteurs d'atténuation utilisés pour atténuer la propagation des ondes et facteurs d'échelle pour l'atténuation des ondes évanescentes. Les β_i sont des termes qui dépendent de la fréquence et qui permettent d'implémenter dans le milieu un filtre de type Butterworth.

r est le coefficient de réflexion théorique sur les C-PML désiré, x_0 la position initiale de la C-PML et h_x l'épaisseur de ce dernier. ξ_{\max} est une constante à choisir en fonction du milieu utilisé. V est la célérité du milieu à étudier.

ξ_y , β_y et σ_y sont de la même forme que ξ_x , β_x et σ_x .

Nous prendrons pour nos simulations $r = 1 \times 10^{-10}$ afin d'obtenir un facteur d'atténuation efficace.

Les valeurs de ces variables sont données dans le cas où nous voulons définir des PML par: $\beta_{x,y} = 0$ et $\xi_{x,y} = 1$, valeurs qui ont été fixées par Chew and Liu [115] pour l'étude de la propagation d'onde élastiques dans les solides isotropes et par Collino et Tsogka [117] pour les solides anisotropes. Il faut alors que $\beta_{\max} = 0$ et $\xi_{\max} = 0$ pour introduire des PML.

3.3.3.2.4 C-PML dans les solides piézoélectriques

Nous allons donner la définition des C-PML dans les solides piézoélectriques.

L'équation de Newton peut s'écrire en utilisant les changements de variables $\frac{\partial}{\partial \tilde{x}} = \frac{1}{s_x} \cdot \frac{\partial}{\partial x}$ et

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{y}} = \frac{1}{s_y} \cdot \frac{\partial}{\partial y} :$$

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{1}{s_k} \cdot \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \quad (3.22)$$

i et k prennent les valeurs de x et de y .

En détaillant l'équation 3.22, nous avons :

$$-w^2 \cdot \rho \cdot u_x = \frac{1}{s_x} \cdot \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{s_y} \cdot \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} \quad (3.23)$$

$$-w^2 \cdot \rho \cdot u_y = \frac{1}{s_x} \cdot \frac{\partial T_{yx}}{\partial x} + \frac{1}{s_y} \cdot \frac{\partial T_{yy}}{\partial y} \quad (3.24)$$

Nous obtenons en multipliant l'équation 3.22 par $s_x \cdot s_y$:

$$-w^2 \cdot \rho' \cdot u_x = \frac{\partial T'_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T'_{xy}}{\partial y} \quad (3.25)$$

$$-w^2 \cdot \rho' \cdot u_y = \frac{\partial T'_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial T'_{yy}}{\partial y} \quad (3.26)$$

Avec $\rho' = \rho \cdot s_x \cdot s_y$ ou ρ est la masse volumique du silicium,

et $T'_{xx} = s_y \cdot T_{xx}$, $T'_{yy} = s_x \cdot T_{yy}$, $T'_{xy} = s_x \cdot T_{xy}$, $T'_{yx} = s_y \cdot T_{yx}$.

De même pour le déplacement électrique, en utilisant la loi de Gauss, nous avons :

$$\frac{\partial D'_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\text{Nous pouvons alors écrire: } \frac{1}{s_x} \cdot \frac{\partial D'_x}{\partial x} + \frac{1}{s_y} \cdot \frac{\partial D'_y}{\partial y} = 0, \quad (3.27)$$

De même, en multipliant l'équation 3.27 par $s_x \cdot s_y$, nous obtenons la relation 3.28 :

$$\frac{\partial D'_x}{\partial x} + \frac{\partial D'_y}{\partial y} = 0 \quad (3.28)$$

Avec $D'_x = s_y \cdot D_x$ et $D'_y = s_x \cdot D_y$

En utilisant les équations 3.25, 3.26, 3.27, nous obtenons une équation aux dérivées partielles de la forme $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}' = \vec{F}'$ avec,

$$\Gamma' = \begin{bmatrix} T'_{xx} & T'_{xy} \\ T'_{yx} & T'_{yy} \\ D'_x & D'_y \end{bmatrix} \text{ et } F' = \begin{bmatrix} -\rho \cdot w^2 \cdot s_x \cdot s_y \cdot u_x \\ -\rho \cdot w^2 \cdot s_x \cdot s_y \cdot u_y \\ 0 \end{bmatrix}$$

Les équations 3.25, 3.26 et 3.27 nous garantissent dans un cas plus général, c'est-à-dire pour un plan (X, Y, Z) les relations suivantes :

$$-w^2 \cdot \rho' \cdot u_i = \frac{\partial T'_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial D'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.30)$$

$$T'_{ij} = c'_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e'_{kij} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \quad (3.31)$$

$$D'_i = -\varepsilon'_{ij} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x_j} + e'_{ijk} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \quad (3.32)$$

Avec i, j, k, l égale à x, y ou z et $\rho' = \rho \cdot s_x \cdot s_y \cdot s_z$

La matrice des nouvelles constantes élastiques c' , piézoélectriques e' ainsi que la matrice des nouvelles permittivités diélectriques ε' sont données par les relations:

$$c'_{ijkl} = c_{ijkl} \cdot \frac{s_x \cdot s_y \cdot s_z}{s_i \cdot s_k} \quad (3.33)$$

$$e'_{kij} = e_{kij} \cdot \frac{s_x \cdot s_y \cdot s_z}{s_i \cdot s_k} \quad (3.34)$$

$$\varepsilon'_{ij} = \varepsilon_{ij} \cdot \frac{s_x \cdot s_y \cdot s_z}{s_i \cdot s_j} \quad (3.35)$$

Les constantes élastiques c' , piézoélectriques e' ainsi que les permittivités diélectriques ε' sont les nouvelles constantes utilisées dans la nouvelle base $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$. Remarquer que dans le cas où nous sommes en 2 D, $s_z = 1$ et i, j, k, l égale x ou y .

Nous avons calculé en détail (voir annexe 6) les nouvelles contraintes T'_{ij} et les nouveaux déplacements électriques D'_i en fonction des C-PML que nous devons implémenter dans le logiciel Comsol pour définir les transducteurs piézoélectriques (ZnO, LiNbO₃).

Ainsi nous procéderons de la même manière pour définir les C-PML dans les solides non piézoélectriques. Il ne faut pas tenir compte du déplacement électrique, donc il faut éliminer les constantes piézoélectriques et les permittivités diélectriques.

3.3.3.2.5 C-PML dans les solides non-piézoélectriques

Nous allons faire de même pour les solides non-piézoélectriques, la démarche est la même que pour les solides non-piézoélectriques.

Les équations 3.25 et 3.26 nous permettent d'écrire pour les solides non piézoélectriques, la relation $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}' = \vec{F}'$,

$$\Gamma' = \begin{bmatrix} T'_{xx} & T'_{xy} \\ T'_{yx} & T'_{yy} \end{bmatrix} \text{ et } F' = \begin{bmatrix} -\rho \cdot w^2 \cdot s_x \cdot s_y \cdot u_x \\ -\rho \cdot w^2 \cdot s_x \cdot s_y \cdot u_y \end{bmatrix}$$

Comme pour les solides non piézoélectriques :

$$-w^2 \cdot \rho' \cdot u_i = \frac{\partial T'_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.36)$$

$$T'_{ij} = c'_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (3.37)$$

Avec i, j, k, l égale à x, y ou z et $\rho' = \rho \cdot s_x \cdot s_y \cdot s_z$

La matrice des nouvelles constantes élastiques est donnée par :

$$c'_{ijkl} = c_{ijkl} \cdot \frac{s_x \cdot s_y \cdot s_z}{s_i \cdot s_k} \quad (3.38)$$

Les constantes élastiques c' sont les nouvelles constantes utilisées dans la nouvelle base $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$. Nous avons calculé en détail (voir annexe 7) les nouvelles contraintes T'_{ij} que nous devons implémenter dans le logiciel Comsol pour définir les solides non piézoélectriques (silicium, oxyde de silicium, SU-8).

3.3.3.2.6 C-PML dans les fluides

Pour les fluides, en partant de l'équation 3.12:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho_w} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{\rho_w} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{w^2 \cdot p}{\rho_w \cdot c^2} - j \cdot \frac{w^3 \cdot b \cdot p}{\rho_w^2 \cdot c^6}$$

Nous pouvons écrire à partir des changements de variable du paragraphe 3.3.3.2.3 :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho_w} \frac{1}{s_x} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{\rho_w} \frac{1}{s_y} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right) = \frac{w^2 \cdot p}{\rho_w \cdot c^2} - j \cdot \frac{w^3 \cdot b \cdot p}{\rho_w^2 \cdot c^6} \quad (3.39)$$

En multipliant par $s_x s_y$, nous avons:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{\rho_w} \frac{s_y}{s_x} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{1}{\rho_w} \frac{s_x}{s_y} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right) = s_x s_y \left(\frac{w^2 \cdot p}{\rho_w \cdot c^2} - j \frac{w^3 \cdot b \cdot p}{\rho_w^2 \cdot c^6} \right) \quad (3.40)$$

Soit $\vec{\nabla} \cdot \vec{\Gamma}' = \vec{F}'$,

Avec,

$$\Gamma' = \left[-\frac{1}{\rho_w} \frac{s_y}{s_x} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad -\frac{1}{\rho_w} \frac{s_x}{s_y} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right]$$

et

$$F' = s_x s_y \left(\frac{w^2 \cdot p}{\rho_w \cdot c^2} - j \frac{w^3 \cdot b \cdot p}{\rho_w^2 \cdot c^6} \right)$$

Nous allons procéder à l'étude de quelques cas simples. Cette étude nous permettra de justifier de l'utilisation de Comsol pour modéliser notre microsystème. Nous établirons d'abord comment les résultats seront affichés sous Comsol.

3.3.4 Affichage des résultats

3.3.4.1 Méthode d'affichage

En ce qui concerne l'affichage des résultats, la simulation étant effectuée en 2D (plan x, y), nous obtenons un champ de vecteur de déplacement particulière u dont les composantes u_x et u_y suivant x et y dépendent de x et de y.

✓ Fronts d'onde

Le calcul de la norme du vecteur déplacement u ($\|\vec{u}\|$), nous permet de voir les fronts d'ondes dans le substrat.

✓ Champ rayonné

Pour calculer le champ rayonné par le transducteur, il est intéressant de faire disparaître les fronts d'ondes pour ne plus s'intéresser qu'aux amplitudes. Nous effectuons alors un calcul en quadrature et reconstituons un champ complexe. Nous pouvons alors afficher le module de la norme du vecteur déplacement.

Nous ferons des coupes de champ suivant X ou suivant Y afin d'étudier le diagramme de rayonnement du transducteur en X et en Y.

Pour déterminer la progression soit de l'onde longitudinale ou soit de l'onde transversale, nous utiliserons le théorème de Helmholtz qui stipule que tout champ de vecteur u peut être décomposé par la relation:

$$\vec{u} = \text{grad}\Phi + r\vec{\otimes}t\vec{\Psi} \quad (3.41)$$

Nous pouvons donc retrouver la contribution de l'onde longitudinale et de l'onde transversale en calculant respectivement la divergence et le rotationnel du vecteur déplacement u .

✓ Ondes longitudinales

La divergence de u est exprimée par la relation:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = \text{div}(\text{grad}\Phi) + \text{div}(r\vec{\otimes}t\vec{\Psi}) = \text{div}(\text{grad}\Phi) = \Delta\Phi \quad (3.42)$$

Nous retrouvons ainsi la contribution de l'onde longitudinale

✓ Ondes transversales

Le rotationnel de u est donné par:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{u} = r\vec{\otimes}t(\text{grad}\Phi) + r\vec{\otimes}t(r\vec{\otimes}t\vec{\Psi}) = r\vec{\otimes}t(r\vec{\otimes}t\vec{\Psi}) \quad (3.43)$$

De l'équation 3.43, nous avons,

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{u} = \text{grad}(\text{div}\vec{\Psi}) - \Delta\vec{\Psi} = -\Delta\vec{\Psi} \quad (3.44)$$

Nous retrouvons ainsi la contribution de l'onde transversale.

✓ Déplacement dans le canal microfluidique.

Le déplacement dans le fluide est purement de type longitudinal.

Afin de rester homogène dans les affichages des déplacements dans le solide et dans le fluide, nous représenterons dans les deux cas la divergence du champ u . Cependant, nous devons le calculer dans le fluide car Comsol ne nous fournit que la pression p dans ce dernier.

Nous allons donner l'expression de la divergence du champ u en fonction de la pression p dans le canal microfluidique.

Les accélérations dans le fluide suivant x et y sont respectivement égales à $-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$ et $-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$, (voir paragraphe 3.3.2.3, équation 3.12).

Ces mêmes accélérations dans le fluide suivant x et y sont définies en utilisant le vecteur champ u par les expressions:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -w^2 \cdot u_x \text{ et } \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = -w^2 \cdot u_y.$$

Nous pouvons alors poser les relations suivantes:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -w^2 \cdot u_x = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \text{ et } \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = -w^2 \cdot u_y = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\text{Soit: } \frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{1}{w^2 \cdot \rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \text{ et } \frac{\partial u_y}{\partial y} = \frac{1}{w^2 \cdot \rho} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial y^2}$$

Pour afficher la contribution de l'onde longitudinale dans le canal microfluidique, nous

afficherons alors la relation: $\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = \frac{1}{\rho \cdot w^2} \cdot \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right)$.

Après avoir déterminé les conditions d'affichage, nous passons à la méthode de calcul pour le retour au domaine temporel.

3.3.4.2 Méthode de calcul utilisée pour passer du régime harmonique au régime impulsif

Pour avoir une meilleure idée de la progression de l'onde dans les différentes parties du microsystème, il nous faut représenter celle-ci par rapport au temps dès que le temps de calcul et l'espace mémoire nous le permet, la taille mémoire dont nous disposons (12 Go) est très limitée pour faire de grands calculs. Ceci nécessite néanmoins différentes étapes de calculs que nous représentons dans la figure 3.10.

Nous effectuons des simulations dans le domaine harmonique pour plusieurs fréquences régulièrement espacées. Le passage dans le domaine temporel est effectué par transformée de Fourier inverse. L'incrément en fréquence df est choisit de façon à pouvoir explorer une

durée maximale $\left(\frac{1}{df} \right)$ suffisante.

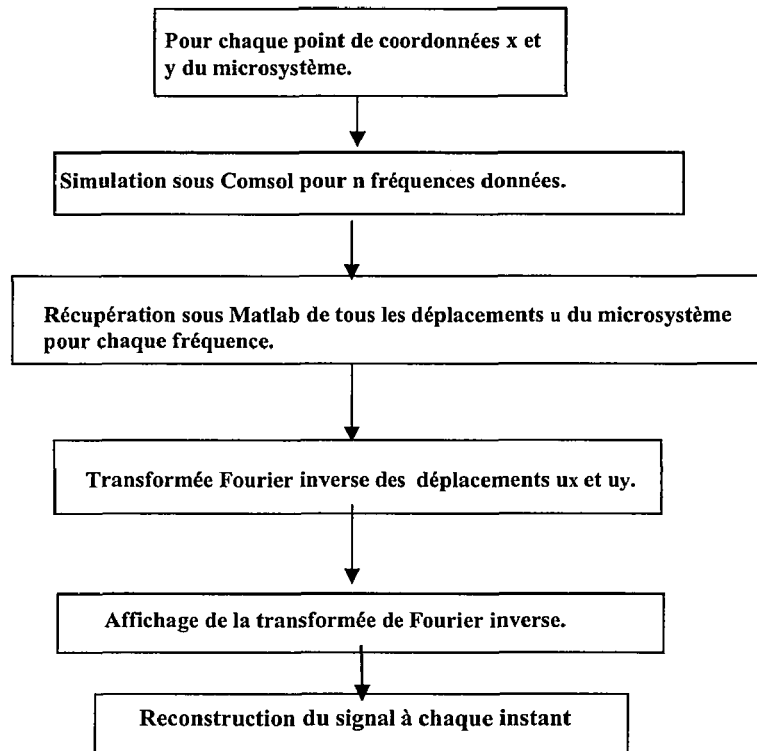


Figure 3.10 : Etapes nécessaires pour le retour dans le domaine temporel.

Comsol est un logiciel qui utilise des modules de Matlab, il nous est donc possible d'importer des données de Comsol vers Matlab.

Nous récupérons en premier lieu les déplacements u_x et u_y en chaque point. Nous calculons ensuite leurs transformées de Fourier inverses. Nous obtenons ainsi l'évolution temporelle des signaux en chaque point, d'où nous pouvons extraire la norme du vecteur déplacement.

3.4 Validation de la méthode utilisée par l'étude de quelques cas

3.4.1 Présentation des cas simples à étudier

Nous allons présenter deux cas simples qui vont nous permettre de valider la simulation avec Comsol.

Le premier cas à étudier consiste à valider l'efficacité des C-PML dans un milieu donné, ici nous allons faire l'étude dans du silicium rendu isotrope par la modification du coefficient c_{66} , dans du silicium et dans de l'oxyde de zinc. Nous considérons que les C-PML sont efficaces si la totalité des ondes qui les traverse sont absorbées. La méthode utilisée est présentée dans le paragraphe 3.4.2.

Le deuxième cas nous permettra d'étudier le diagramme de rayonnement d'un transducteur piézoélectrique dans du silicium en régime harmonique et en régime impulsionnel. L'étude en fréquence nous permettra de valider le diagramme de rayonnement obtenu en faisant une coupe de champ suivant X ou Y dans le substrat de silicium et de faire la comparaison avec la théorie. L'étude dans le domaine temporel nous permettra de montrer qu'il n'y a pas de réflexion à l'interface C-PML/substrat. La méthode utilisée est présentée dans le paragraphe 3.4.3.

3.4.2 Etude de l'efficacité des C-PML

3.4.2.1 Position du problème

Pour étudier l'efficacité des C-PML, nous ferons propager un signal issu d'une source circulaire de diamètre $0,15\mu\text{m}$ dans un carré de $40\mu\text{m}$ de côté, définissant le matériau utilisé. Pour que les ondes soient absorbées à l'extrémité du matériau, nous plaçons des C-PML à $5\mu\text{m}$ de l'extrémité de chaque côté de celui-ci, voir figure 3.11. Le but est donc d'éliminer les signaux aux frontières du matériau pour prouver qu'ils sont absorbés par les C-PML. Nous rappelons que nous montrerons qu'il y a absorption et non réflexion d'une partie du signal à l'extrémité substrat/C-PML dans la partie traitement pour le retour dans le domaine temporel au paragraphe 3.4.3.4.

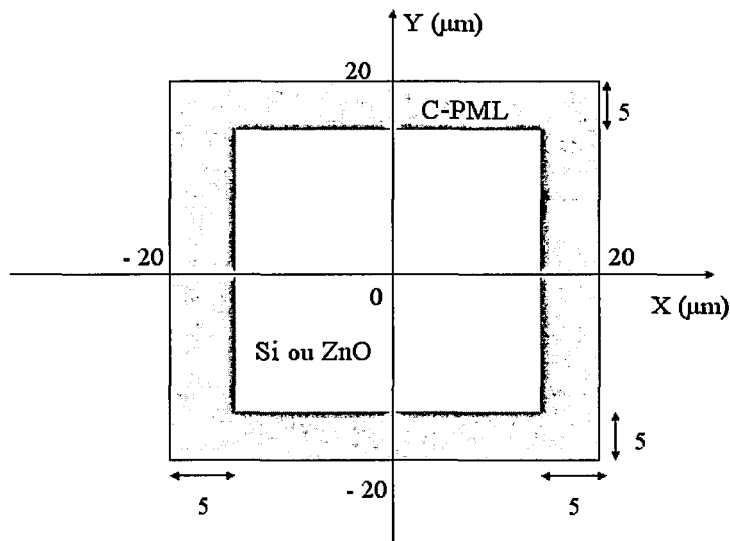


Figure 3.11 : Position des C-PML dans le milieu en μm .

Après avoir positionné notre problème, nous allons donner les résultats obtenus concernant l'étude de l'efficacité des C-PML.

3.4.2.2 Efficacité des C-PML dans du silicium rendu isotrope

Nous faisons le test dans un milieu à base de silicium que nous rendons isotrope par le choix des constantes élastiques suivant :

$$c_{11} = 16,57 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{12} = 6,39 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{66} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2} = 5,085 \times 10^{10} \text{ N/m}^2.$$

Nous implémentons les équations 3.36 sous Comsol, définies en détail dans l'annexe 6. Les résultats de simulations sont affichés dans la figure 3.12.a.

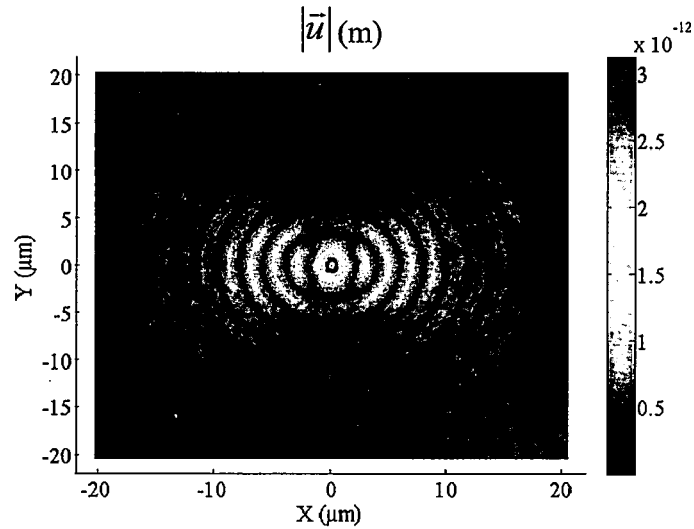


Figure 3.12.a Efficacité des C-PML dans du silicium rendu isotrope.

Nous observons l'absorption des fronts d'onde dans les C-PML.

Les fronts d'ondes ne sont pas circulaires car la source vibre suivant l'axe X. Les figures 3.12.b et 3.12.c nous montrent une coupe de champ suivant $Y = 0$ et $X = 0$.

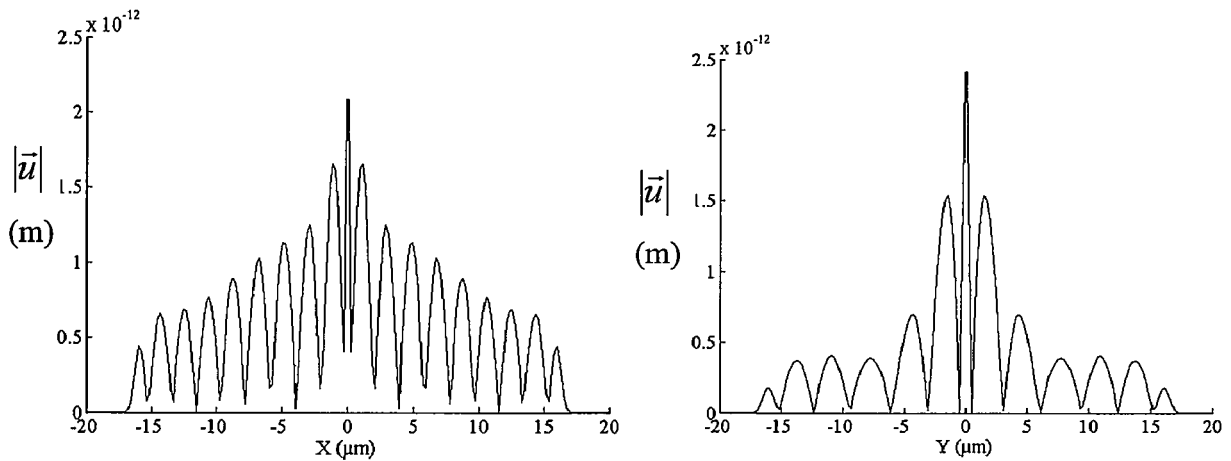


Figure 3.12.b Coupe de champ suivant $Y = 0$. Figure 3.12.c Coupe de champ suivant $X = 0$.

Dans les figures 3.12.b et 3.12.c, nous observons que les C-PML introduisent une décroissance forte des signaux aux positions choisies. C'est-à-dire à partir de $15 \mu\text{m}$ pour les valeurs positives et $-15 \mu\text{m}$ pour les valeurs négatives. La valeur du signal est égale à 0 dans ces domaines. Nous pouvons donc considérer que le modèle utilisé pour l'absorption des signaux par les C-PML est bien fonctionnel.

3.4.2.3 Efficacité des C-PML dans du silicium

Nous faisons la simulation dans du silicium pour montrer que la situation marche dans les deux cas: en isotrope ou en anisotrope. Nous allons donc vérifier l'efficacité des C-PML dans le cas du silicium. Nous représentons les résultats de la simulation dans la figure 3.13.a.

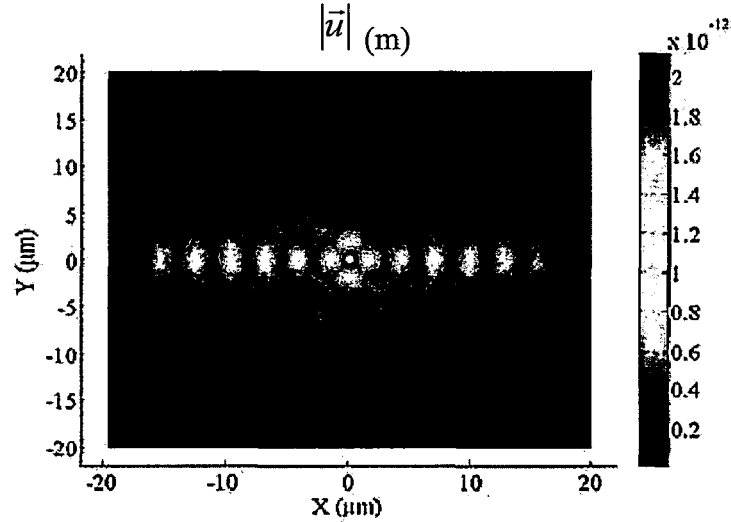


Figure 3.13.a Efficacité des C-PML dans le silicium.

Nous observons en premier lieu que les C-PML sont bien absorbantes et à partir de la position indiquée dans le milieu. Nous pouvons apercevoir l'effet de l'anisotropie en comparant les figures 3.12.a et 3.13.a. Les fronts d'ondes n'étant plus circulaires dans le milieu anisotrope.

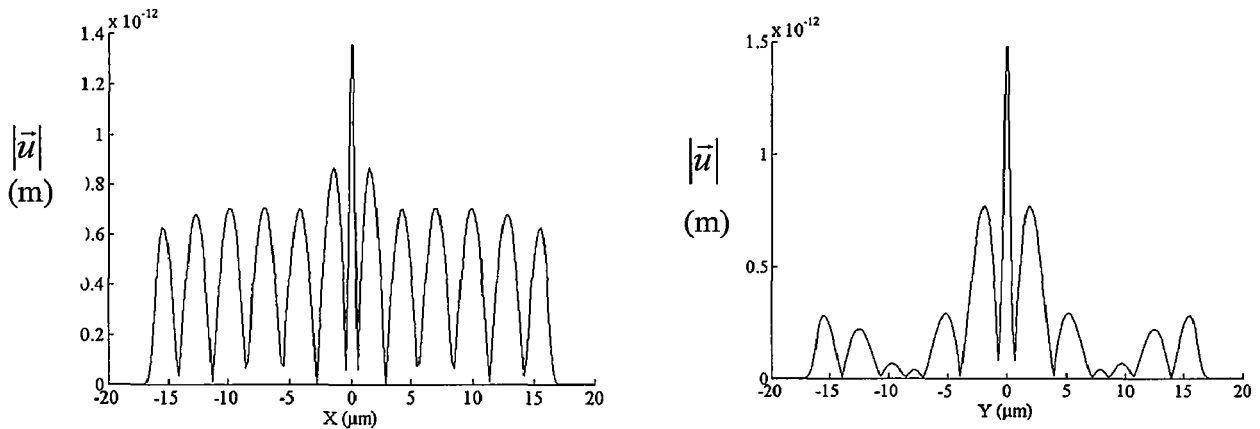


Figure 3.13.b Coupe de champ suivant $Y = 0$. Figure 3.13.c Coupe de champ suivant $X = 0$.

Les figures 3.13.b et 3.13.c nous montrent que les C-PML sont absorbantes car les signaux s'annulent aux extrémités du matériau.

3.4.2.4 Efficacité des C-PML dans de l'oxyde de Zinc

Nous faisons de même pour le ZnO, le résultat est représenté dans la figure 3.14.a.

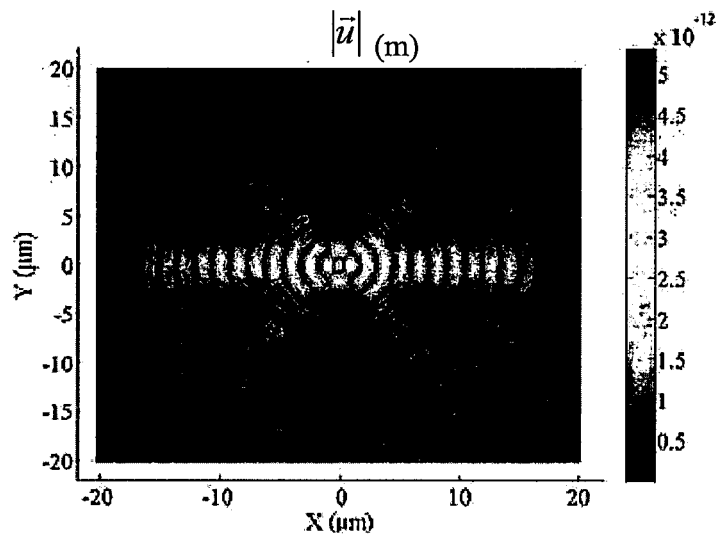


Figure 3.14.a Efficacité des C-PML dans le ZnO.

Comme pour le silicium rendu isotrope et le silicium, les C-PML sont efficaces dans l'oxyde de zinc. Ces résultats sont confirmés dans les figures 3.14.b et 3.14.c

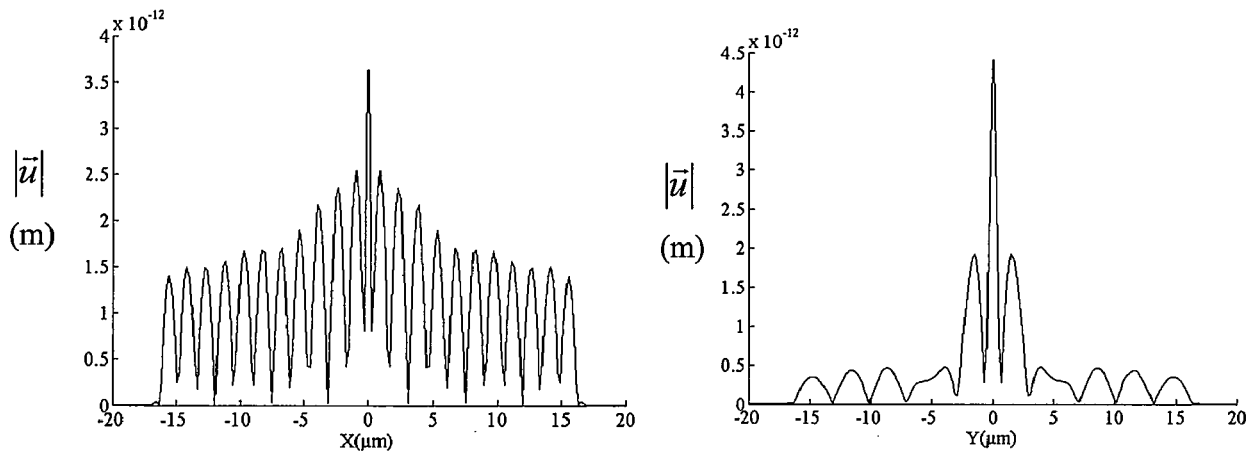


Figure 3.14.b Coupe de champ suivant $Y = 0$. Figure 3.14.c Coupe de champ suivant $X = 0$.

Comme pour le silicium, l'oxyde de zinc est un matériau dans lequel les C-PML sont efficaces.

En prenant une épaisseur de $5 \mu\text{m}$ pour les C-PML, les ondes sont absorbées à l'extrémité du silicium. C'est pourquoi dans l'étude de la modélisation du microsystème, nous utiliserons des C-PML d'épaisseur $20 \mu\text{m}$ à cause des interférences multiples afin de s'assurer que la totalité des ondes soit absorbée aux extrémités du substrat.

Nous allons maintenant réaliser une étude sur un cas simple afin de calculer le champ rayonné dans le substrat par le transducteur ZnO. Nous rappelons que le but est de valider la simulation avec Comsol.

3.4.3 Etude du champ rayonné

L'étude du champ rayonné se fera dans le domaine harmonique et en 2D. Rappelons que la fréquence centrale à laquelle nous travaillons est égale à 1 GHz.

3.4.3.1 Position du problème

Nous présentons dans la figure 3.15, le système à modéliser pour valider la simulation sur Comsol. Il s'agit tout simplement d'un substrat de silicium sur lequel un transducteur piézoélectrique d'oxyde de zinc est implémenté. Le silicium est défini par un rectangle de longueur 200 μm et de largeur 160 μm . Le transducteur a pour épaisseur 2.4 μm et pour largeur 50 μm . Des C-PML d'épaisseur 15 μm sont introduit dans les extrémités du silicium à partir de -65 μm et 65 μm dans la largeur et à 185 μm en hauteur.

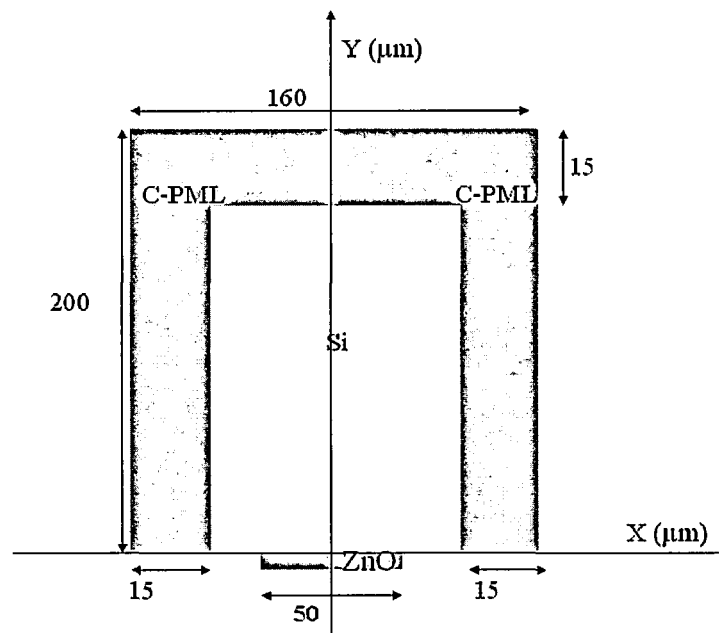


Figure 3.15 microsystème à modéliser pour la validation de la méthode avec Comsol.

Nous ferons après cela une étude de la propagation de l'onde dans le domaine temporel afin de montrer qu'il n'y a pas de réflexion à l'interface substrat/C-PML.

3.4.3.2 Réponse en fréquence

- **Fronts d'onde dans le substrat**

Nous représentons la norme du vecteur déplacement u (voir paragraphe 3.3.4.1) sur la figure 3.16.

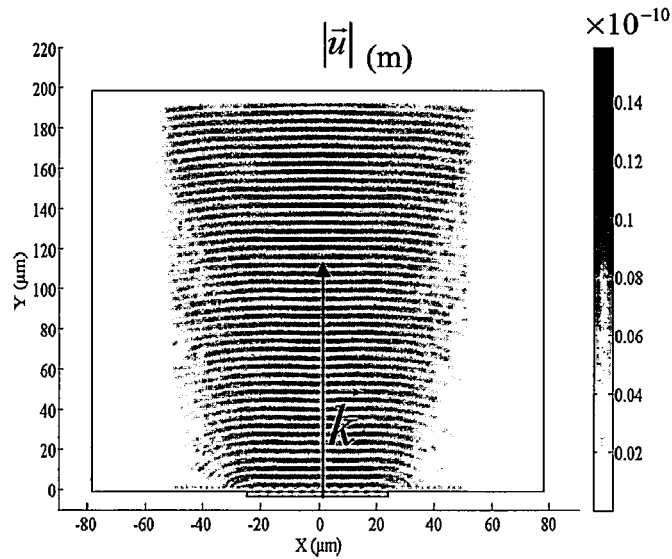


Figure 3.16 Fronts d'onde dans le silicium.

Nous constatons que les C-PML sont bien positionnés (à partir de $65 \mu\text{m}$ et $-65 \mu\text{m}$ en X et à partir de $185 \mu\text{m}$ en Y). Les C-PML sont efficaces car la totalité des ondes est absorbée.

Le vecteur d'onde \vec{k} est bien perpendiculaire, comme nous pouvons le voir dans la figure 3.16, aux fronts d'ondes au centre du transducteur et en champ proche, c'est-à-dire vers $60 \mu\text{m}$ du transducteur.

Nous allons utiliser le théorème d'Helmholtz pour représenter l'onde longitudinale et l'onde transversale dans le substrat (voir paragraphe 3.3.4.1).

- **Déplacement de l'onde longitudinale dans le substrat**

Nous représentons ce déplacement dans la figure 3.17.

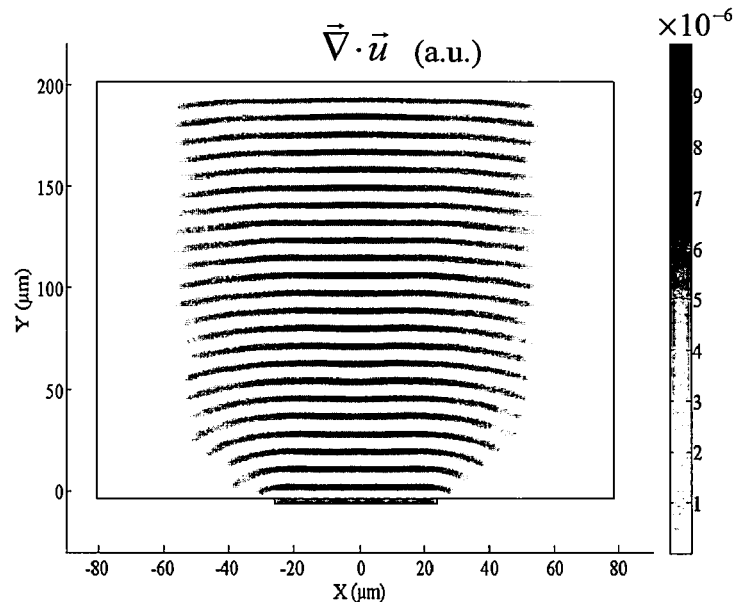


Figure 3.17 Déplacement de l'onde longitudinale dans le substrat.

Nous traçons une coupe de champ suivant l'axe Y en $X = 0$. Nous représentons cette coupe dans la figure 3.18.

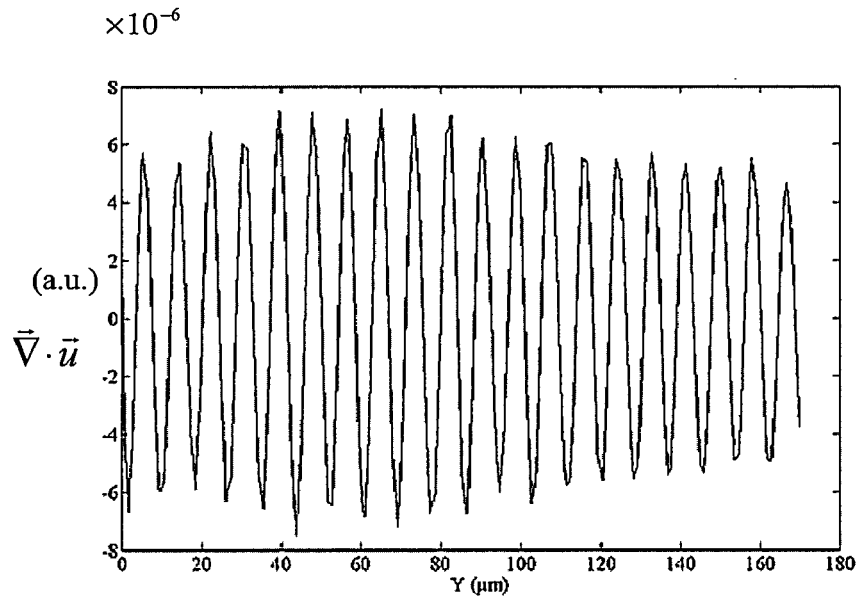


Figure 3.18 Coupe de champ suivant Y en $X = 0$.

Dans la figure 3.18, nous remarquons qu'à $83 \mu\text{m}$, nous avons 10 fois la longueur d'onde ce qui correspond bien à la valeur attendue. Nous allons faire de même pour l'onde transversale.

- **Déplacement de l'onde transversale dans le silicium**

Le déplacement transversal est représenté dans la figure 3.19.

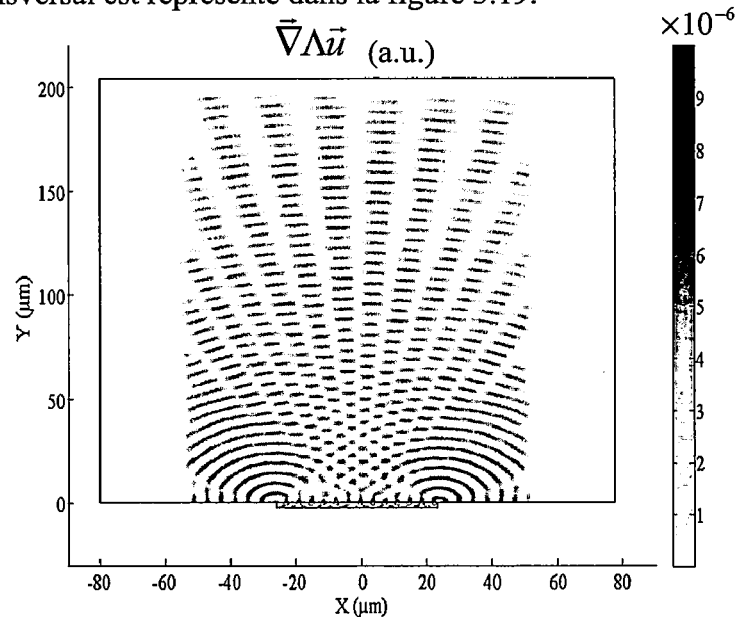


Figure 3.19 Déplacement de l'onde transversale dans le silicium.

Nous pouvons observer l'effet des ondes de bord générées par les frontières du transducteur. Nous voyons donc qu'en plus des ondes longitudinales, le transducteur piézoélectrique génère des ondes transversales.

Nous pouvons aussi observer la capacité des C-PML à absorber les ondes acoustiques émises par le transducteur, qu'elles soient longitudinales ou transversales.

Nous allons passer à l'étude du diagramme de rayonnement dans le substrat de silicium.

3.4.3.3 Etude théorique du champ rayonné.

3.4.3.3.1 Calcul du champ rayonné

Pour l'étude du champ rayonné, nous allons considérer l'épaisseur du transducteur ($2,4 \mu\text{m}$) comme petit par rapport à sa longueur ($50 \mu\text{m}$).

Nous allons donner un exemple de calcul théorique du diagramme de rayonnement suivant Y et suivant X. Dans la figure 3.20, nous représentons un exemple de calcul théorique du champ suivant Y en $X = 0$ (axe du transducteur).

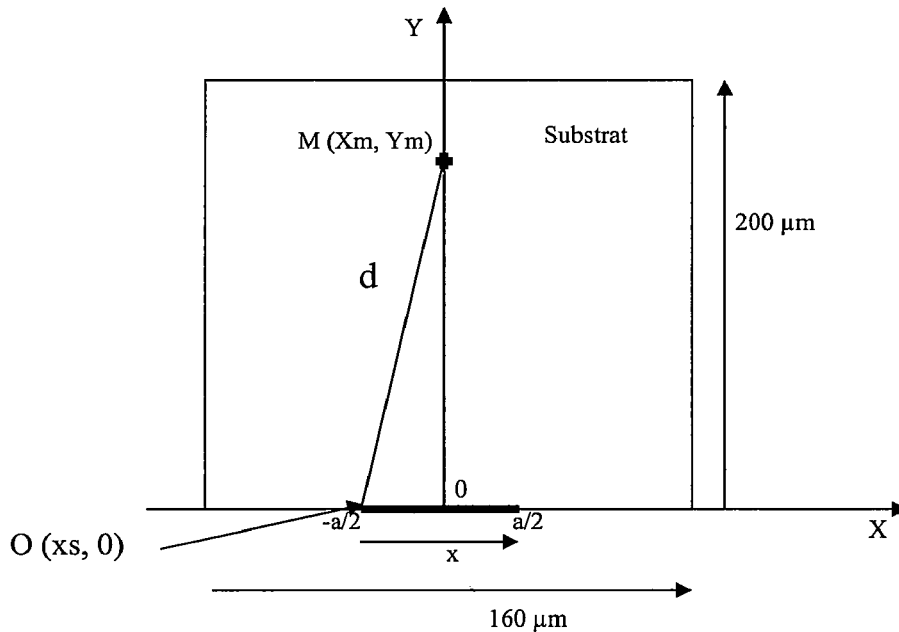


Figure 3.20 Calcul du champ suivant Y en $X = 0$.

L'excitation du transducteur étant considéré comme uniforme, ce dernier vibre en mode piston. Le champ rayonné en un point M de coordonnées X_m et Y_m suivant l'axe Y est donné

par la relation 3.45 suivante :

$$\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\exp(-j \cdot k \cdot d)}{\sqrt{d}} dx \quad (3.45)$$

Pour chaque point de Y, la distance d est donnée par : $d = \sqrt{x^2 + Y_m^2}$.

Par contre, pour une coupe transversale suivant l'axe X, d est donné par :

$$d = \sqrt{(X_m - x)^2 + Y_m^2}.$$

Dans le chapitre 4, nous allons effectuer des coupes transversales de champ afin de comparer la largeur du faisceau attendue avec le calcul théorique et celle obtenue avec les modélisations sous Comsol avant et après réflexion sur les miroirs. Nous allons d'ailleurs présenter le critère sur lequel nous allons baser pour calculer la largeur du faisceau.

3.4.3.2 Critère de calcul de la largeur du faisceau

Le champ acoustique d'un transducteur plan (supposé vibrer comme un piston à une fréquence donnée et émettant dans un milieu homogène et non dispersif) peut être décomposé en deux zones à partir de l'émetteur, voir figure 3.21.

Une zone proche du transducteur, appelée champ proche ou zone de Fresnel, caractérisé par des irrégularités de l'amplitude qui se traduisent par une succession de minima et de maxima dans la direction de propagation.

Il existe une autre zone située au-delà du champ proche, appelée champ éloigné ou zone de Fraunhofer, pour laquelle l'amplitude de l'écho du transducteur décroît de façon monotone vers la périphérie du faisceau et suivant l'axe de propagation.

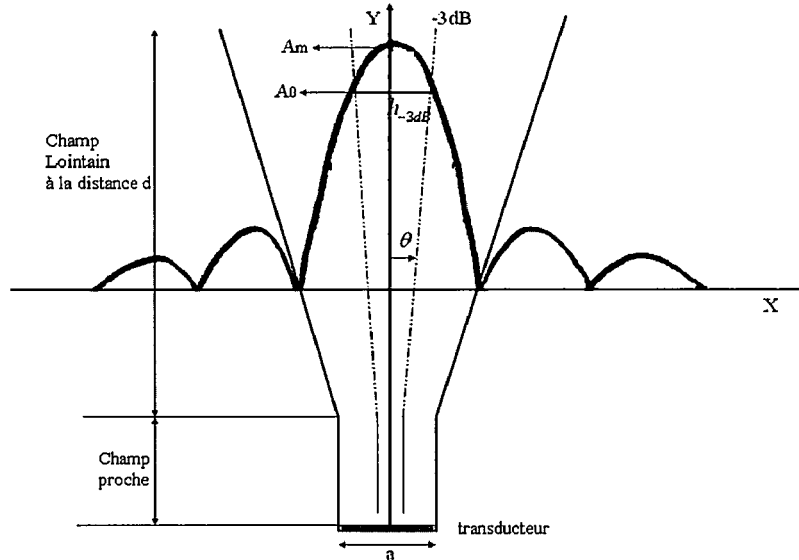


Figure 3.21: Définition de la largeur du faisceau.

Nous fixons un critère de calcul de la largeur du faisceau à -3 dB, voir figure 3.21. L'amplitude A_0 correspond à l'endroit où nous déterminons la largeur du faisceau. Dans ce

cas, le rapport de l'amplitude A_0 sur l'amplitude totale A_m est égale à $\frac{\sqrt{2}}{2}$, $\frac{A_0}{A_m} = \frac{\sqrt{2}}{2}$.

En connaissant la distance d à laquelle nous effectuons la coupe transversale, cette largeur est exprimée théoriquement par la relation suivante :

$$h_{-3dB} = 1,4\lambda \frac{d}{a} \quad (3.46)$$

Nous allons nous baser sur ce critère pour calculer et comparer la largeur du faisceau attendue à celle obtenue avec les modélisations sous Comsol avant et après réflexion sur les miroirs.

3.4.3.4 Diagramme de rayonnement

Nous affichons dans la figure 3.22 l'amplitude du déplacement de l'onde dans le silicium.

Nous effectuons ensuite des coupes de champ en X ou en Y afin d'étudier le diagramme de rayonnement du transducteur en X et en Y. Nous ferons une comparaison entre la théorie obtenue au paragraphe 3.4.3.1 et la modélisation. Remarquons l'effet des C-PML, les ondes sont totalement absorbées aux extrémités du silicium.

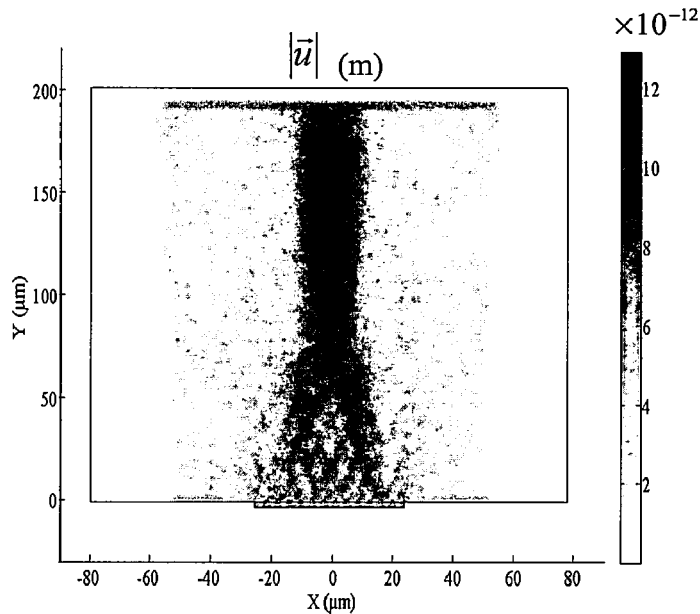


Figure 3.22 Amplitude du déplacement de l'onde dans le silicium.

Nous superposons une coupe de champ issue de la figure 3.22 (amplitude du déplacement totale de l'onde dans le silicium) avec le tracé d'un diagramme de rayonnement normalisé par rapport à la longueur d'onde issue de la théorie développée au paragraphe 3.4.3.3.1.

La longueur d'onde dans le silicium est égale à $8.43 \mu\text{m}$. La taille du transducteur, $50 \mu\text{m}$, est donc environ égale à 6 fois la longueur d'onde du substrat utilisé.

Nous représentons la superposition de ces diagrammes de rayonnement dans la figure 3.23.

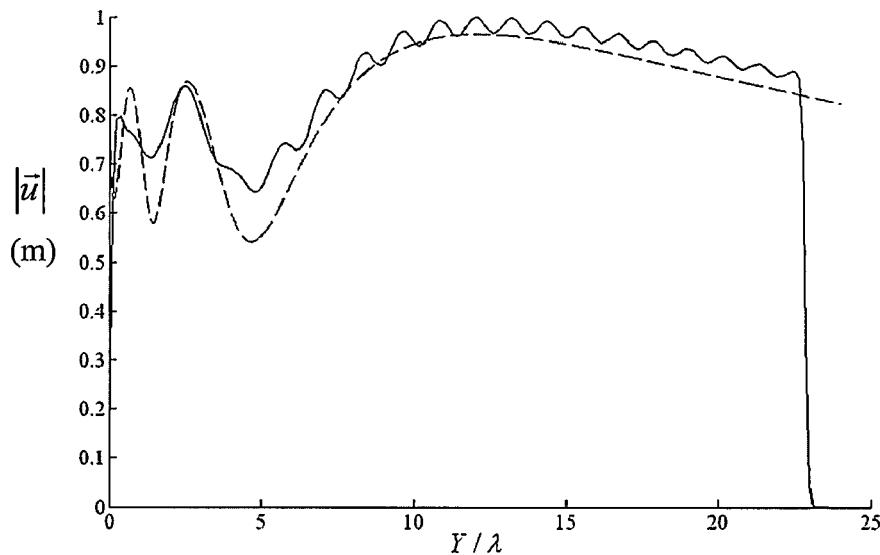


Figure 3.23 Diagramme de rayonnement suivant l'axe Y.

(-----) théorie. (———) simulation.

En champ proche, les oscillations sont irrégulières et suivent globalement la théorie.

Ils existent aussi des oscillations en champ lointain. Ces oscillations sont dues aux irrégularités qui sont liées aux ondes de bord et aux ondes transversales issues du transducteur.

Le diagramme de rayonnement obtenu par simulation est donc en accord avec la théorie.

Nous pouvons aussi observer la décroissance du signal à partir de $22,5\lambda$. Il s'annule au-delà de cette valeur. Ce qui confirme entre autre l'efficacité des C-PML.

Le dernier maximum est aux alentours de $Y = 12\lambda$ ou $101,2 \mu\text{m}$. Nous allons tracer une coupe transversale de champ suivant l'axe X en ce maximum, voir figure 3.24.

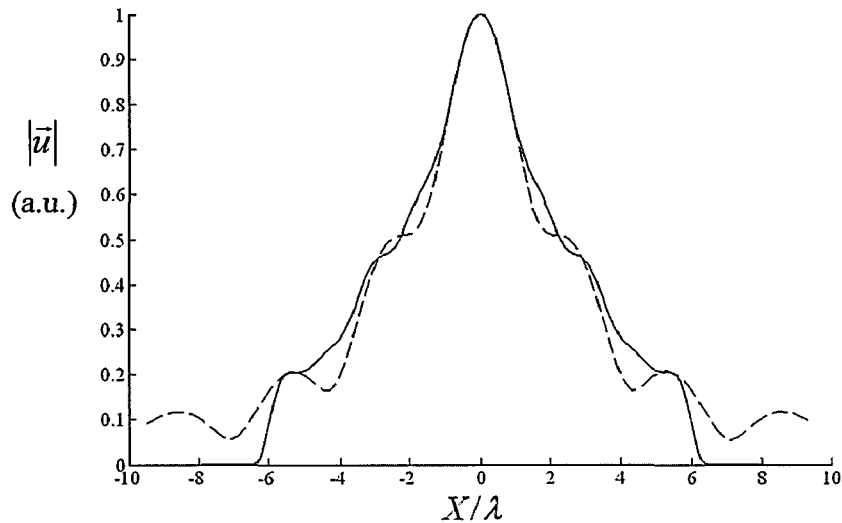


Figure 3.24 : Coupe de champ suivant l'axe X.

(-----) théorie. (—) Simulation.

Nous remarquons que le faisceau d'onde émis est bien symétrique par rapport à l'axe Y. Les C-PML agissent bien au niveau des extrémités du silicium suivant X, à $6,5\lambda$, soit à partir de $60 \mu\text{m}$ et à partir de $-60 \mu\text{m}$. La partie simulation est en accord avec la partie théorique.

Après avoir validé l'étude de la progression de l'onde en fréquence, nous allons procéder à l'étude de la propagation de l'onde en fonction du temps.

3.4.4 Propagation de l'onde en fonction du temps

Nous sommes toujours dans le cas des figures étudiées précédemment, transducteur d'oxyde de zinc déposé sur un substrat de silicium. Le substrat a pour hauteur $200 \mu\text{m}$ et pour largeur $160 \mu\text{m}$.

Pour passer dans le domaine temporel, nous utilisons une bande de fréquence allant de $0,01 \text{ GHz}$ à $2,51 \text{ GHz}$ par pas de $0,01 \text{ GHz}$. Ce qui nous donne 251 fréquences au total.

L'onde longitudinale de célérité 8430 m/s met environ 24 ns pour se propager du transducteur à l'extrémité du substrat. De même, il faut 37 ns pour que l'onde transversale de célérité 5400 m/s puisse se propager dans le silicium. Le pas en fréquence df étant de $0,01 \text{ GHz}$, nous avons un temps de parcours maximal de $1/df = 100 \text{ ns}$, ce qui est largement suffisant pour la propagation de l'onde longitudinale et transversale. Nous représentons dans la figure 3.25 la progression de l'onde pour des temps égaux à $1,57 \text{ ns}$, $5,49 \text{ ns}$ et $24,31 \text{ ns}$.

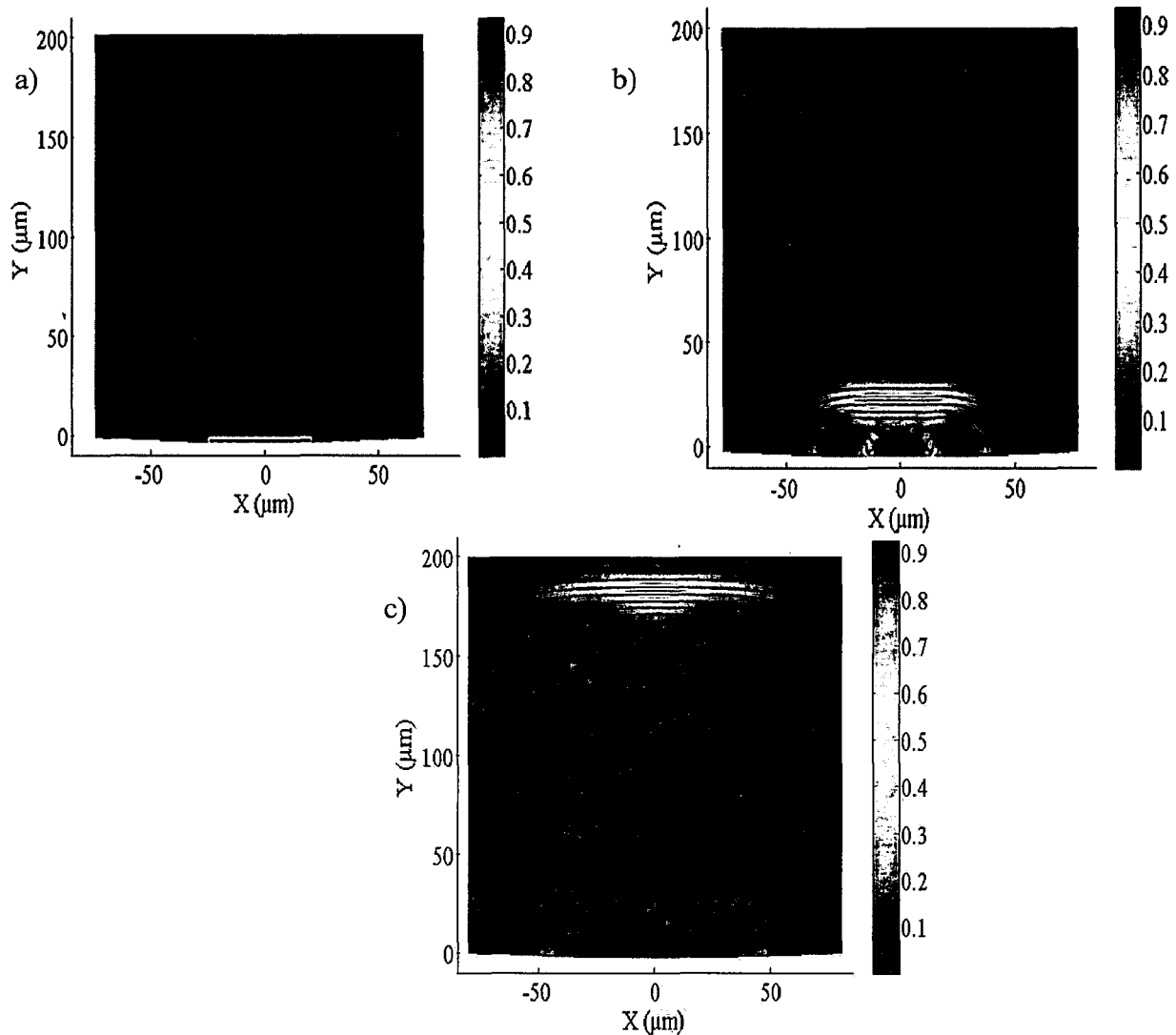


Figure 3.25 Progression de l'onde en temps, a) $t = 1,57\text{ns}$, b) $t = 5,49\text{ ns}$, c) $t = 24,31\text{ ns}$.

Nous observons en premier lieu l'efficacité des C-PML dans les parties extrêmes du substrat. L'émission débute à $t = 1,57\text{ ns}$. A $t = 5,49\text{ ns}$, l'onde longitudinale devrait se situer à $46,3\text{ }\mu\text{m}$. Ici le paquet d'onde est aux alentours de $41\text{ }\mu\text{m}$. La simulation suit la théorie d'autant plus qu'à $t = 24,31\text{ ns}$, le paquet d'onde devrait se situer à $205\text{ }\mu\text{m}$ alors que dans la figure 3.25.c l'onde se situe à environ $200\text{ }\mu\text{m}$. Nous voyons dans la figure 3.25.c l'effet des C-PML qui commence à atténuer l'onde.

Cette figure fait nettement apparaître les effets de bords du transducteur ainsi que la génération des ondes transversales qui se propagent plus lentement. A $24,31\text{ ns}$, l'onde transversale doit être à la position $130\text{ }\mu\text{m}$, ce qui est conforme avec la simulation car nous sommes à environ $110\text{ }\mu\text{m}$.

Nous venons de vérifier la progression de l'onde dans le silicium en temps après une simulation en fréquence. Les résultats en simulation correspondent bien aux résultats théoriques.

Nous apercevons l'apport des C-PML car il n'y a pas de réflexion dans le substrat de silicium. Nous pouvons dire alors que les C-PML nous permettent d'absorber et d'éliminer la réflexion des ondes qui arrivent dans les extrémités du substrat de silicium.

3.5 Conclusion

La complexité géométrique du microsysteme nous a poussés à utiliser le logiciel de modélisation par élément fini Comsol. L'idée était de vérifier avant tout l'utilité de Comsol pour le genre de modélisation que nous souhaitons réaliser avant de se lancer dans la modélisation du microsysteme proposé.

Nous avons montré en premier lieu que les C-PML absorbent bien les ondes acoustiques dans les milieux que nous allons utiliser. Nous pouvons alors limiter les multiples réflexions provenant des extrémités du substrat.

Nous avons montré qu'il était possible de décrire la progression de l'onde dans le substrat de silicium dans le domaine temporel et ceci nous a montré qu'il n'y avait pas de réflexion à l'interface substrat/C-PML.

Nous avons étudié la directivité du faisceau sur un substrat de silicium et nous avons comparé des coupes longitudinales et transversales de champ avec celles obtenues théoriquement. Nous avons obtenu des résultats similaires entre la théorie et la simulation.

Les différentes simulations effectuées avec Comsol nous ont montrés que nous pouvons l'utiliser pour modéliser notre microsysteme. Ceci permettra de diminuer les temps de fabrications ainsi que les marges d'erreurs liées à la conception du microsysteme.

Nous pouvons passer à l'étude du microsysteme complet dans le chapitre 4.

CHAPITRE 4

Présentation des résultats de modélisation et premiers résultats expérimentaux

4.1 Introduction

Nous rappelons que nous cherchons à réaliser un microsystème acoustique à partir de transducteurs ZnO déposés sur un substrat de silicium et résonant aux alentours du GHz en y intégrant un canal microfluidique ainsi que des miroirs acoustiques à 45°.

L'objectif de ce microsystème est de pouvoir caractériser une cellule ou détecter une particule qui se trouve dans le canal microfluidique en utilisant une onde acoustique guidée via ces deux miroirs acoustiques gravés dans le substrat de silicium.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats obtenus en modélisation avec Comsol et les résultats expérimentaux obtenus avec une première version du microsystème.

Nous présenterons en premier lieu les résultats obtenus avec la modélisation sous Comsol et nous mettrons en évidence notamment les problèmes liés à la conversion de mode qui survient au niveau des miroirs. Nous ferons en outre une comparaison entre des transducteurs en ZnO ou en niobate de lithium dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X (voir annexe 5) en comparant deux configurations: étendus ou localisés. Nous finirons par étudier la transmission des ondes longitudinales entre le silicium et le canal microfluidique.

Nous établirons après avoir donné les méthodes de caractérisation utilisées, les résultats obtenus sur des transducteurs et des couches d'adaptation d'impédance mécanique.

Nous présenterons ensuite les premières mesures expérimentales obtenues avec un microsystème sans canal microfluidique pour mettre en évidence les problèmes de conversion de mode au niveau des miroirs acoustiques. Puis, nous présenterons des résultats de mesures expérimentales issues du microsystème que nous nous sommes proposés de réaliser.

Pour finir, nous verrons que cette thèse ouvre de nouvelles perspectives, à savoir l'utilisation d'un guidage de l'onde de volume dans le substrat afin de réduire le bruit acoustique et d'exploiter aux mieux les potentialités de notre microsystème.

4.2 Modélisation du microsystème sous Comsol

L'originalité du dispositif repose sur la séparation des éléments piézoélectriques déposés ou collés sur une face d'un wafer de silicium et des éléments relatifs au canal microfluidique situés sur l'autre face du wafer.

La propagation de l'onde émise par le transducteur qui se fait au départ perpendiculairement aux faces du wafer est déviée dans une direction parallèle aux faces du wafer à l'aide du miroir acoustique.

4.2.1 Etude de la conversion de mode au niveau des miroirs

Après une réflexion sur le premier miroir sans couche d'oxyde de silicium, la majeure partie de l'onde longitudinale émise par le transducteur ZnO est convertie en onde transversale. Dans notre cas, nous cherchons à favoriser la transmission de l'onde longitudinale en vu de la transmission de celle-ci dans le canal microfluidique.

Pour cela, nous avons montré au paragraphe 2.5.1 que nous pouvons favoriser la transmission de l'onde longitudinale en déposant $4\ \mu\text{m}$ d'oxyde de silicium sur les miroirs [97] [125].

Nous allons modéliser sous Comsol une partie du microsystème avec ou sans couche d'oxyde de silicium afin d'étudier cette conversion de mode qui survient lors de la réflexion au niveau des miroirs (voir figure 4.1).

Pour avoir plus de détails sur la conversion de mode, nous ferons des coupes transversales de champ afin d'étudier l'ouverture du faisceau d'onde ainsi que son amplitude avant et après réflexion de celle-ci sur le miroir.

4.2.1.1 Conditions de simulations pour l'étude de la conversion de mode

Nous présentons dans la figure 4.1, la configuration géométrique du microsystème à modéliser pour l'étude de la conversion de mode. Le miroir a pour hauteur $190\ \mu\text{m}$, la distance entre le transducteur et le début du miroir est égale à $170\ \mu\text{m}$. Le transducteur a pour épaisseur $2.4\ \mu\text{m}$ et pour largeur $50\ \mu\text{m}$. Enfin le substrat a pour largeur $550\ \mu\text{m}$. L'angle d'inclinaison des miroirs est de 45° .

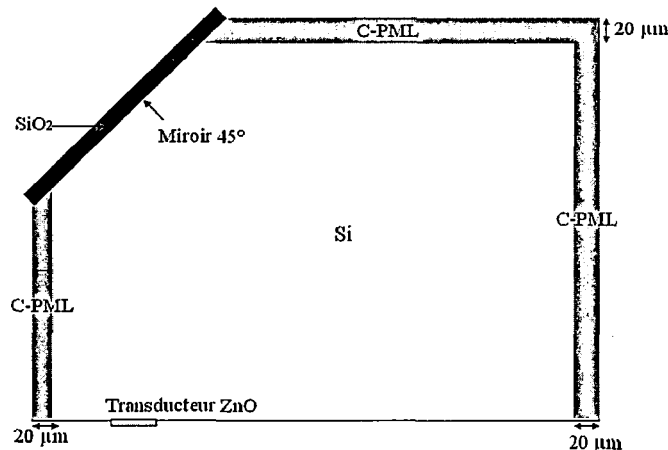


Figure 4.1 Description du microsystème à modéliser pour l'étude de la conversion de mode.

Les conditions aux limites entre le substrat de silicium et les autres éléments du microsystème sont les mêmes que celles qui sont définies au paragraphe 3.3.3.1.

Pour éliminer les réflexions dans les extrémités du substrat, nous utilisons des C-PML à $20\ \mu\text{m}$ de ces derniers. Nous étudierons donc la réflexion qui intervient au niveau du miroir et nous comparerons l'amplitude obtenue ainsi que l'angle d'ouverture du faisceau d'ondes avant et après réflexion sur le miroir avec ou sans couche d'oxyde de silicium.

En ce qui concerne le maillage, nous utilisons un maillage multi bloc conforme et structuré défini dans la section 3.2.2. Nous prenons $1 \mu\text{m}$ entre deux points en utilisant un maillage carré pour le transducteur et l'oxyde de silicium et un maillage triangulaire dans le silicium. Après avoir déterminé les conditions de simulations, nous allons passer aux résultats obtenus pour l'étude de la conversion de mode qui survient après réflexion sur le miroir.

4.2.1.2 Etude de la conversion de mode au niveau du miroir

Nous représentons sur la figure 4.2, l'évolution des ondes longitudinales et transversales dans le substrat de silicium avec ou sans traitement sur les miroirs. Pour le calcul et l'affichage de la propagation des ondes longitudinales et transversales, nous utilisons les résultats de la partie 3.3.4.1. Nous utilisons des unités arbitraires (a.u.).

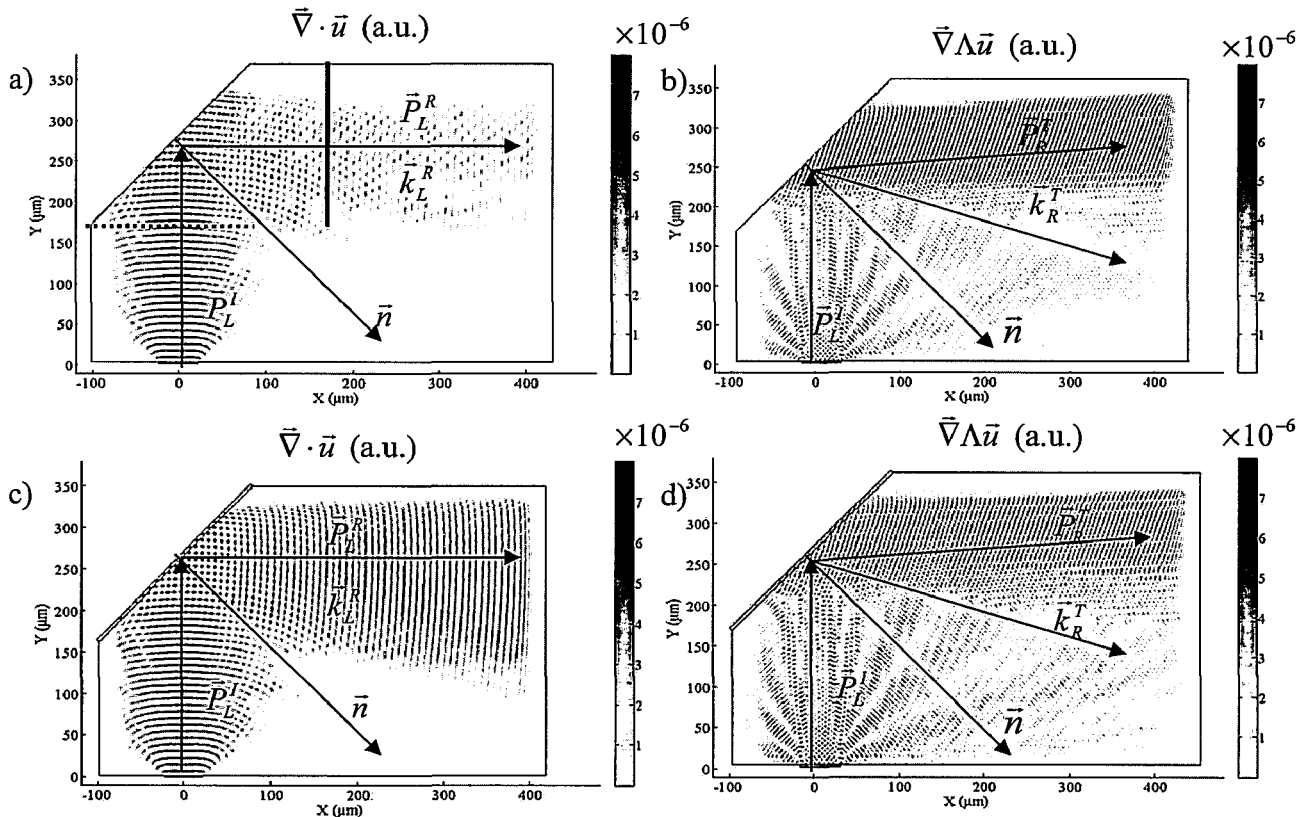


Figure 4.2 Propagation des ondes longitudinales (a) et transversales (b) dans le substrat de silicium sans couche d'oxyde de silicium sur les miroirs.

Propagation des ondes longitudinales (c) et transversales (d) dans le substrat de silicium avec une couche d'oxyde de silicium sur les miroirs.

La réflexion d'une onde acoustique longitudinale sur une surface libre en incidence oblique produit une conversion de mode. Il se réfléchit à cette interface une onde acoustique longitudinale et une autre transversale. C'est ce phénomène que nous observons dans les figures 4.2. Pour tracer les vecteurs de poynting et les vecteurs d'onde, nous nous basons sur la figure 2.7 de la partie 2.3.1.

Dans les figures 4.2.a et 4.2.c, nous observons qu'après réflexion sur le miroir, le vecteur d'onde et le vecteur de poynting de l'onde longitudinale obtenue font un angle de 45° avec la normale au miroir. De même, dans les figures 4.2.b et 4.2.d, le vecteur d'onde et le vecteur de poynting de l'onde transversale réfléchie font respectivement un angle de 26° et un angle de 50° avec cette même normale.

La simulation obtenue avec Comsol suit bien les résultats théoriques obtenus dans la partie 2.3.1 sur les directions des vecteurs d'onde et des vecteurs de poynting des ondes longitudinales et transversales.

- **Coupes de champ sans couche d'oxyde de silicium sur les miroirs**

Nous effectuons des coupes transversales de champ pour l'onde longitudinale et pour l'onde transversale avant le miroir en $Y = 170 \mu\text{m}$ pour X variant de $-100 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$ (voir pointillés sur la figure 4.2.a). Nous faisons la même chose après le miroir en $X = 170 \mu\text{m}$ pour Y variant de $370 \mu\text{m}$ à $170 \mu\text{m}$ (voir trait plein sur la figure 4.2.a) afin d'avoir une idée plus précise sur l'amplitude des ondes longitudinales et des ondes transversales obtenue après réflexion sur le miroir. Nous représentons ces coupes de champ dans la figure 4.3.

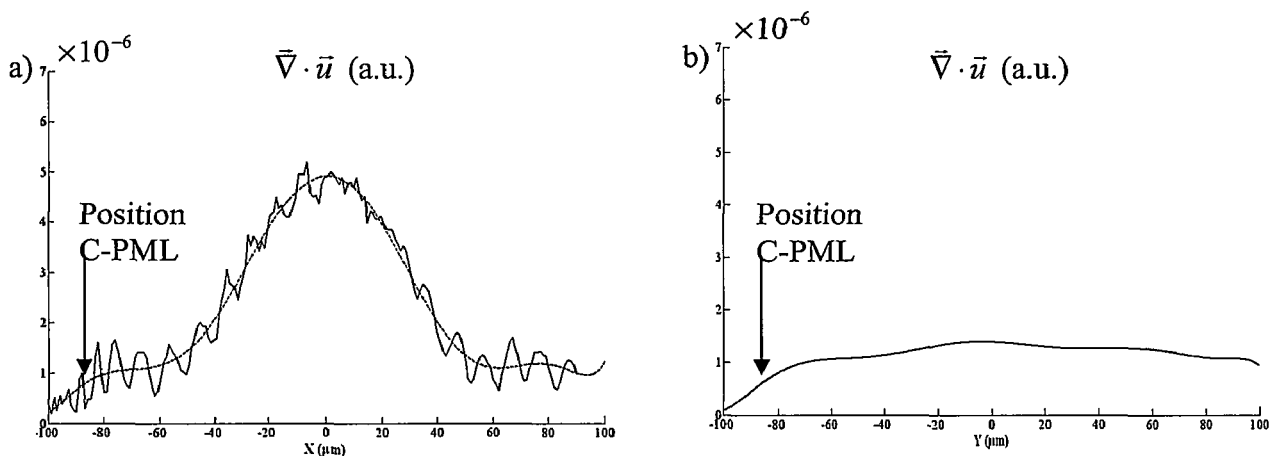


Figure 4.3: Coupe transversale de champ avant et après le miroir sans couche d'oxyde de silicium. a) avant le miroir. b) après le miroir.

Dans la figure 4.3.a, nous superposons la courbe extraite directement des simulations (trait plein) et sa courbe lissée (trait interrompu). Comme nous pouvons le voir, la courbe extraite directement de la simulation avec Comsol possède des oscillations. Ces oscillations sont dues au mélange entre les signaux incidents et ceux qui sont réfléchis au niveau du miroir, mais aussi aux ondes de bord provenant du transducteur. L'interaction entre ces signaux produit des interférences qui sont à l'origine des oscillations dans les coupes de champ, c'est pourquoi nous prendrons désormais les courbes lissées des coupes de champ obtenues directement avec Comsol. Pour cela, nous avons lissé les courbes sous Matlab en les approximant par des fonctions polynomiales de degré approprié.

La coupe transversale de champ avant le miroir (voir figure 4.3.a) nous montre que l'amplitude maximale des ondes longitudinales suivant l'axe du transducteur est de 5×10^{-6} sur la courbe lissée. Elle passe à $1,45 \times 10^{-6}$ après réflexion sur le miroir (voir figure 4.3.b), ce qui traduit des pertes à la réflexion. L'énergie de l'onde longitudinale s'est donc transformée en énergie d'une onde transversale car aucune onde ne peut être transmise dans l'air. La conversion de mode a donc bien lieu et ceci pénalise la transmission de l'onde longitudinale dans le canal microfluidique.

Nous rappelons que nous voulons favoriser la transmission de l'onde longitudinale car si nous voulons atteindre une cellule qui se trouve dans le canal microfluidique, il faut absolument travailler en onde longitudinale. Il n'y a pas de transmission d'onde transversale dans le canal microfluidique.

- **Coupes transversales de champ dans le cas de miroirs recouverts de 4 μm d'oxyde de silicium**

Nous effectuons une coupe transversale de champ à partir de la figure 4.2.c après le miroir et au même niveau que celle effectuée avec la figure 4.2.a (voir trait plein sur la figure 4.2.a). Nous représentons cette coupe de champ dans la figure 4.4.

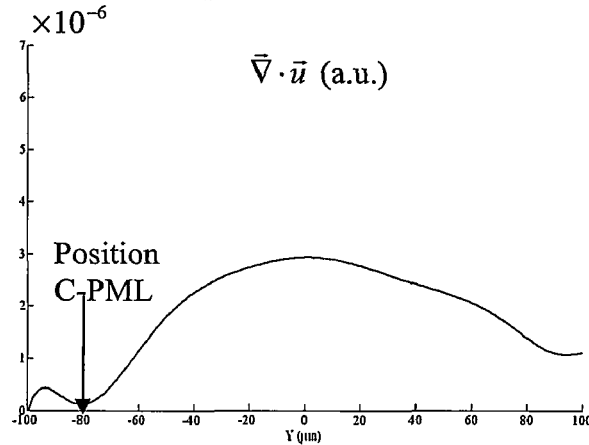


Figure 4.4 Coupe de champ après le miroir avec une couche de 4 μm d'oxyde de silicium.

L'amplitude maximale des ondes longitudinales réfléchies est maintenant de 3×10^{-6} au lieu de $1,45 \times 10^{-6}$. Cette amplitude a été doublée avec l'apport de 4 μm d'oxyde de silicium sur le miroir. Ce résultat est conforme aux études théoriques qui ont été présentées dans la partie 2.3.1 et 2.5.1. Nous avons donc éliminé une grande partie de l'onde transversale obtenue après conversion de mode et favorisé la réflexion de l'onde longitudinale au niveau du premier miroir.

Dorénavant nous n'étudierons que les ondes longitudinales.

Nous allons étudier, dans ce qui suit, l'incidence de l'anisotropie du matériau sur la diffraction.

4.2.2 Comparaison entre du silicium et du silicium rendu isotrope

Cette comparaison nous permettra de quantifier l'effet de l'anisotropie du wafer sur la divergence du faisceau ultrasonore. En effet, le confinement de l'énergie acoustique jusqu'au canal microfluidique est essentiel au rapport signal sur bruit de la mesure compte tenu des pertes de propagation importantes rencontrées dans le domaine de fréquence du gigahertz.

Les conditions de simulations sont les mêmes que celles définies au paragraphe 4.2.1.1. Pour cette étude, nous utilisons toujours le schéma de la figure 4.1.

Afin d'effectuer cette étude, nous allons comparer l'angle d'ouverture du faisceau en utilisant du silicium et du silicium rendu isotrope. Nous comparerons ensuite l'amplitude de l'onde longitudinale obtenue avant et après réflexion sur le miroir.

Nous représentons dans les figures 4.5, la progression de l'onde longitudinale en unité arbitraire (a.u) dans un substrat de silicium (4.5.a) et dans un substrat de silicium rendu isotrope (4.5.b).

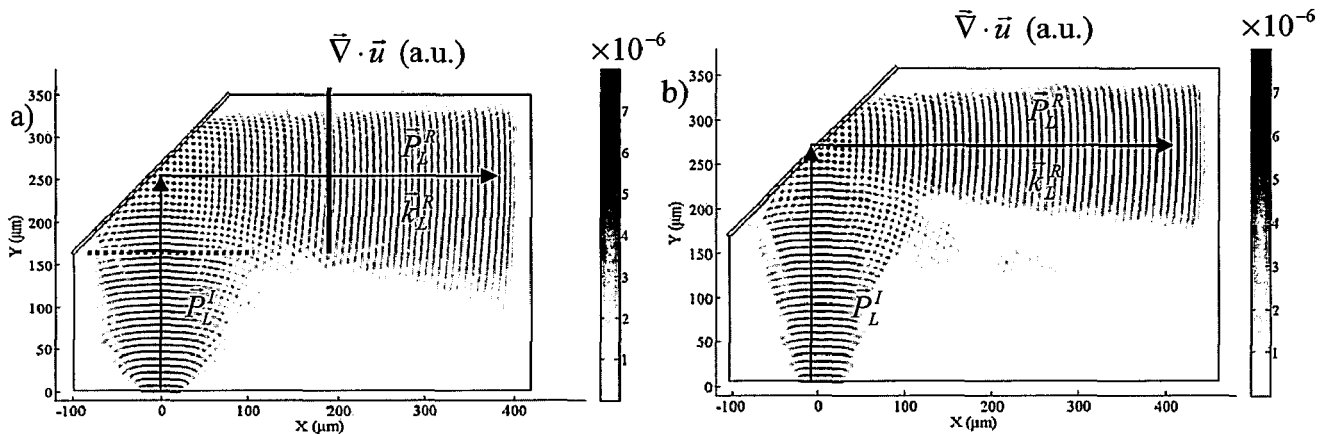


Figure 4.5 Propagation d'ondes longitudinales. a) dans un substrat de silicium. b) dans un substrat de silicium rendu isotrope.

Les figures 4.5.a et 4.5.b font apparaitre une meilleure efficacité des C-PML dans le cas isotrope ainsi qu'une moindre divergence du faisceau.

Nous effectuons des coupes transversales de champ (dans les deux cas) avant le miroir (en pointillés, voir figure 4.5.a) en $Y = 170 \mu\text{m}$ pour X variant de $-100 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$, puis après le miroir (en trait plein, voir figure 4.5.a) en $X = 170 \mu\text{m}$ pour Y variant de $370 \mu\text{m}$ à $170 \mu\text{m}$. Ceci nous permettra de vérifier la largeur du faisceau émis par le transducteur dans le substrat. Nous représentons ces coupes de champ dans les figures 4.6.a et 4.6.b avec du silicium et dans les figures 4.6.c et 4.6.d avec du silicium rendu isotrope.

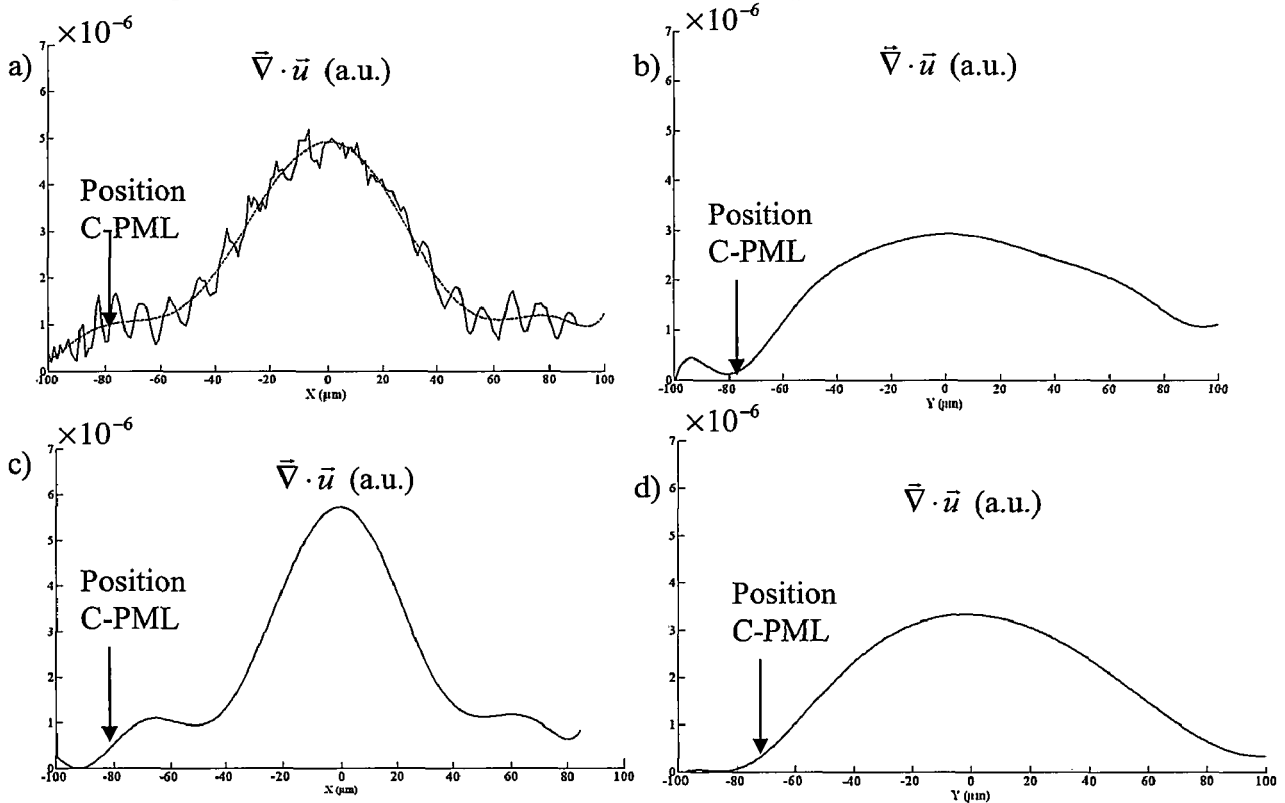


Figure 4.6 Coupe transversale de champ avec du silicium. a) avant le miroir, b) après réflexion sur le miroir. Coupe transversale de champ avec du silicium rendu isotrope. c) avant le miroir, d) après réflexion sur le miroir.

L'amplitude maximale des ondes obtenues avant le miroir est sensiblement la même dans les deux cas, 5×10^{-6} dans du silicium et $5,7 \times 10^{-6}$ dans du silicium rendu isotrope, ce qui est une conséquence de la divergence moindre du faisceau dans le cas du silicium rendu isotrope. Nous pouvons faire la même remarque après réflexion sur le miroir, 3×10^{-6} pour du silicium et $3,3 \times 10^{-6}$ pour du silicium rendu isotrope. L'amplitude des ondes obtenues est pratiquement inchangée.

La largeur du transducteur a est égale $50 \mu\text{m}$, la longueur d'onde dans le silicium est égale à $8,43 \mu\text{m}$, la distance d à laquelle la coupe transversale a été effectuée avant le miroir est égale à $170 \mu\text{m}$ et après le miroir à $420 \mu\text{m}$. Nous rappelons que le calcul théorique de la largeur du faisceau est défini dans la partie 3.4.3.3.1 et il conduit dans le cas d'un critère à -3 dB à la relation:

$$h_{-3dB} = 1,4\lambda \frac{d}{a} \quad (4.1)$$

Nous allons, à partir des figures 4.6, récapituler (tableau 4.1) les largeurs du faisceau attendues et obtenues avec la simulation à une distance d pour les deux cas que nous avons évoqués précédemment (propagation dans du silicium et propagation dans du silicium rendu isotrope).

		Largeur du faisceau attendue en μm	Largeur du faisceau obtenue en μm
Silicium rendu isotrope	Avant miroir	40	39
	Après miroir	99	83
Silicium	Avant miroir	40	50
	Après miroir	99	110

Tableau 4.1 Largeur du faisceau attendue et celle obtenue avec la simulation dans du silicium et dans du silicium rendu isotrope.

Avec du silicium rendu isotrope, les coupes de champ sont pratiquement symétriques.

La largeur du faisceau attendue avant réflexion sur le miroir est de $40 \mu\text{m}$. Avec la simulation, nous obtenons $39 \mu\text{m}$. Nous retrouvons donc la bonne largeur du faisceau avant réflexion sur le miroir. Après réflexion sur le miroir, la largeur du faisceau attendue est de $99 \mu\text{m}$. Avec la simulation, nous obtenons $83 \mu\text{m}$. La largeur du faisceau obtenue après réflexion sur le miroir est inférieure à $99 \mu\text{m}$. Ceci est dû à l'introduction des C-PML dans le substrat de silicium rendu isotrope, ainsi qu'aux interférences présentes dans le microsystème.

Avec du silicium, la coupe transversale avant le miroir est quasiment symétrique, elle devient dissymétrique après réflexion sur le miroir, ce qui n'est pas le cas avec du silicium rendu isotrope. La largeur du faisceau obtenue avec la simulation est de $50 \mu\text{m}$ au lieu des $40 \mu\text{m}$ attendus avec la théorie. Après réflexion sur le miroir, cette largeur passe à $110 \mu\text{m}$ avec la simulation au lieu des $99 \mu\text{m}$ attendu. Ces différences sont dues à l'effet de l'anisotropie du

silicium dans lequel les vecteurs de poynting et les vecteurs d'ondes n'ont pas forcément les mêmes directions sous certaines coupes.

En ce qui concerne la largeur du faisceau, il faut s'attendre à ce qu'elle soit plus étroite avec du silicium rendu isotrope. Nous utiliserons désormais du silicium rendu isotrope dans tous nos modèles de simulation, compte tenu de la plus grande efficacité des C-PML.

Nous allons dans la suite comparer la progression des ondes dans le substrat de silicium rendu isotrope en utilisant un milieu piézoélectrique étendu ou localisé. Cette étude nous permettra en outre de faire une comparaison entre les transducteurs ZnO et LiNbO₃ dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X.

4.2.3 Comparaison entre milieu piézoélectrique étendu ou localisé

Deux solutions technologiques existent pour réaliser nos transducteurs piézoélectriques:

- Le dépôt d'une couche de ZnO qui est réalisé à travers un masque par pulvérisation et constitue un transducteur localisé.
- L'amincissage d'une lame d'un monocristal (LiNbO₃ par exemple). Seule l'électrode supérieure définit la partie active de l'élément piézoélectrique. Nous parlerons alors de milieu piézoélectrique étendu.

Nous représentons dans les figures 4.7.a et 4.7.b les configurations géométriques utilisées pour effectuer la comparaison entre un milieu piézoélectrique étendu (4.7.b) et localisé (4.7.a). L'épaisseur des transducteurs est la même dans les deux cas.

Dans le cas où un milieu piézoélectrique étendu est utilisé, nous métallisons localement l'électrode inférieure sur 50 µm comme pour le transducteur localisé. L'électrode supérieure quand à elle est métallisée sur toute la largeur.

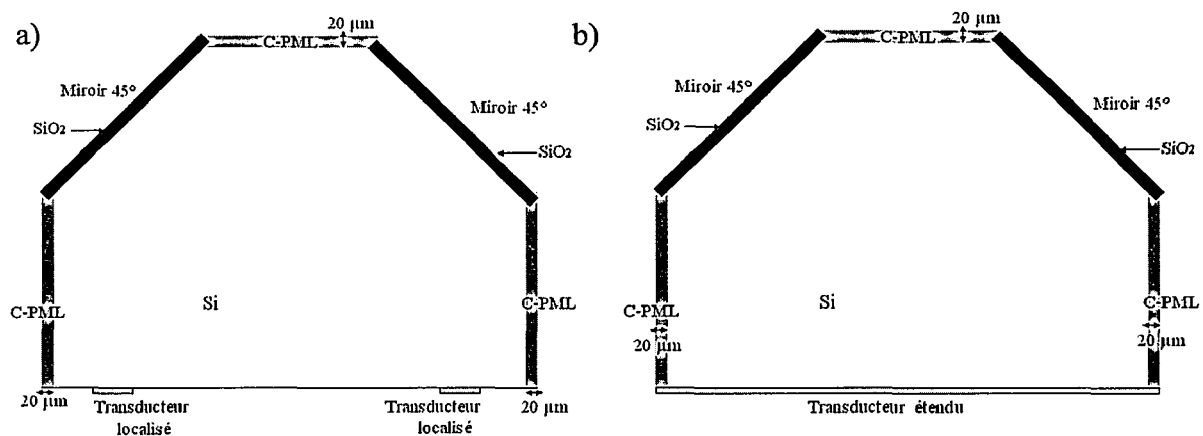


Figure 4.7 Configuration géométrique utilisée pour la comparaison entre un transducteur localisé a), et un transducteur étendu b).

Les conditions de maillage sont les mêmes que celles définies au paragraphe 4.2.1.1. Nous prenons toujours 1 µm comme paramètre de maille. Nous utilisons des C-PML à 20 µm des extrémités du substrat sauf en extrémité de l'élément piézoélectrique.

4.2.3.1 Transducteur ZnO.

Nous représentons dans la figure 4.8, les résultats de la propagation d'ondes longitudinales dans le substrat de silicium rendu isotrope obtenus avec un transducteur en ZnO.

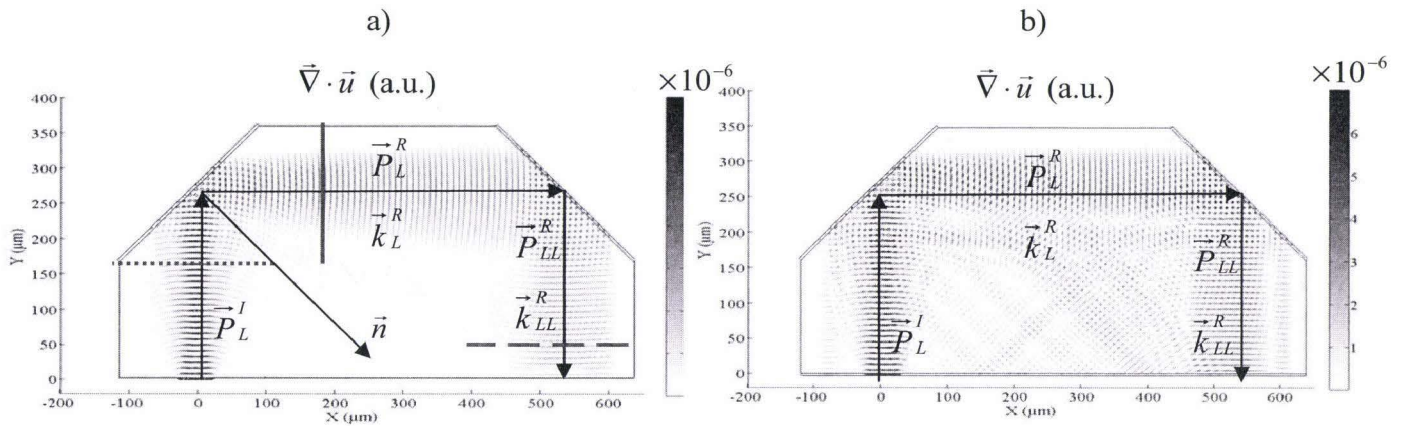


Figure 4.8 Propagation d'ondes acoustiques longitudinales dans le substrat de silicium.
a) transducteur ZnO localisé, b) transducteur ZnO étendu.

Nous remarquons que le faisceau est plus propre avec un transducteur ZnO localisé car dans la figure 4.8.b, nous constatons qu'il y a des ondes de plaques issues du rayonnement du transducteur ZnO étendu. Ces ondes de plaques se mélangent au signal et apportent des interférences dans le microsystème. Ces mélanges nous donnerons dans la suite une amplitude du signal plus importante avec un transducteur ZnO étendu contrairement au transducteur ZnO localisé.

Des coupes transversales de champ de l'onde longitudinale sont effectuées (en pointillé, voir figure 4.8.a) avant le premier miroir en $Y = 170 \mu\text{m}$ pour X variant de $-100 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$. Nous faisons la même chose après le premier miroir (en trait plein, 4.8.a) en $X = 170 \mu\text{m}$ pour Y variant de $370 \mu\text{m}$ à $170 \mu\text{m}$. Une coupe de champ est aussi effectuée après le deuxième miroir (en trait interrompu, voir figure 4.8.a) en $Y = 30 \mu\text{m}$ pour X variant de $650 \mu\text{m}$ à $400 \mu\text{m}$.

Ces coupes transversales de champ sont représentées dans les figures 4.9.a, 4.9.b, et 4.9.c pour le transducteur ZnO localisé et dans les figures 4.10.a, 4.10.b et 4.10.c pour le transducteur ZnO étendu.

- Avec un transducteur ZnO localisé

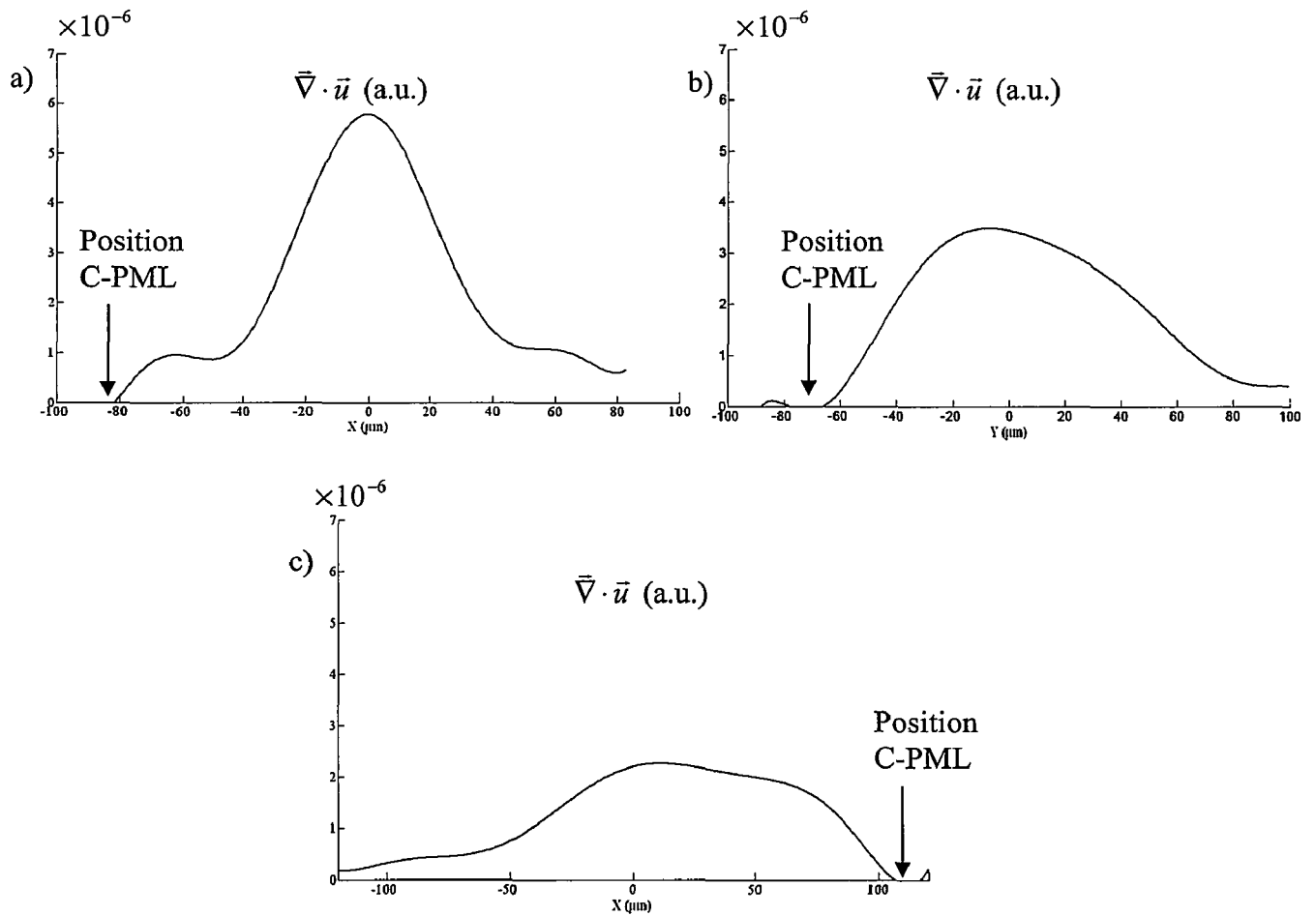


Figure 4.9 Coupes transversales de champ avec un transducteur ZnO localisé.
a) avant le premier miroir, b) après le premier miroir et c) après le deuxième miroir.

- Avec un transducteur ZnO étendu

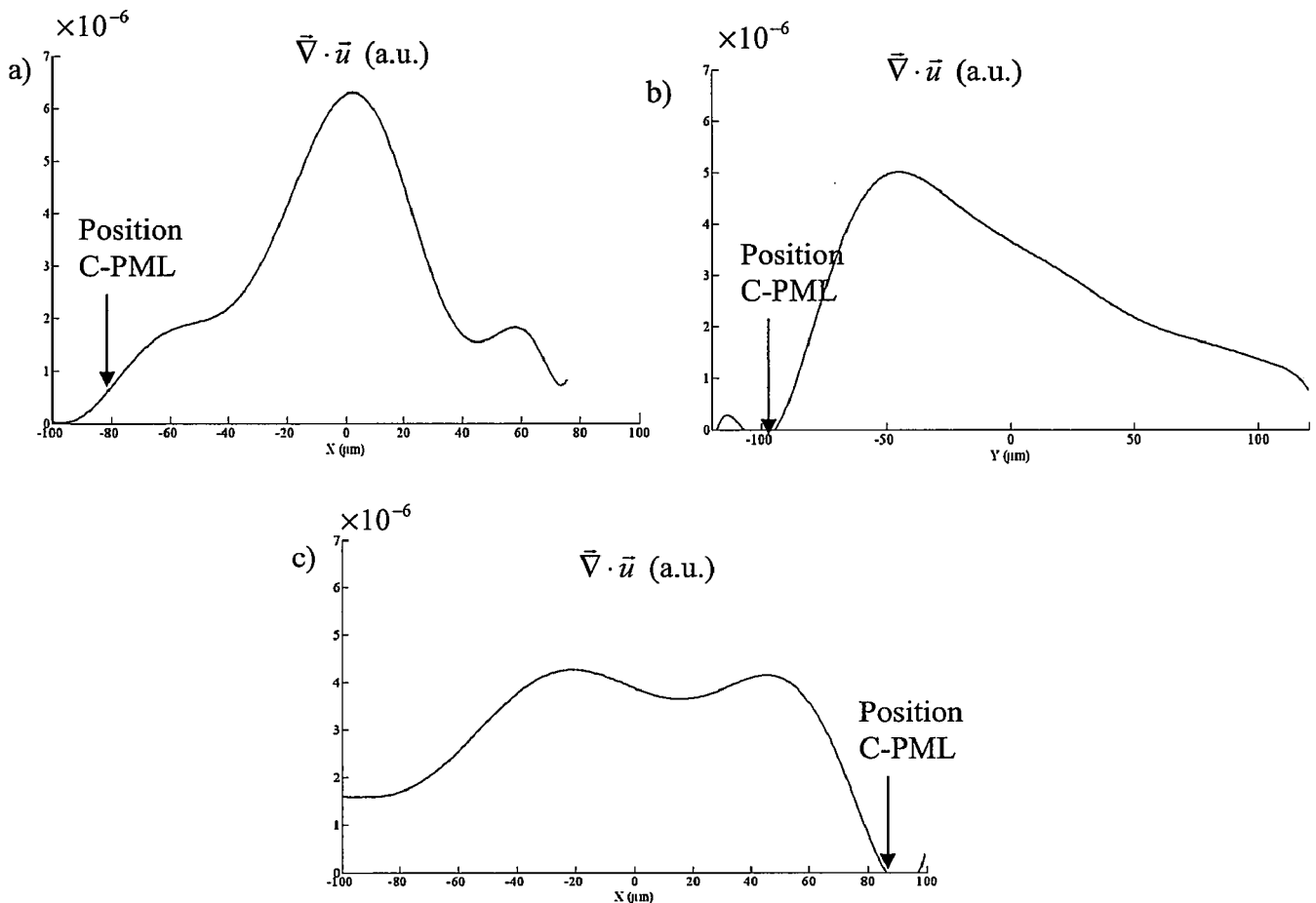


Figure 4.10 Coupes transversales de champ avec un transducteur ZnO étendu.
a) avant le premier miroir, b) après le premier miroir et c) après le deuxième miroir.

Nous remarquons dans les figures 4.9.a et 4.10.a, que l'amplitude du signal obtenue avant le premier miroir est égale à $6,3 \times 10^{-6}$ avec le transducteur ZnO étendu et $5,8 \times 10^{-6}$ avec le transducteur localisé. Après la réflexion de l'onde au niveau du premier miroir, cette amplitude passe à 5×10^{-6} (voir figure 4.10.b) avec le transducteur ZnO étendu et $3,5 \times 10^{-6}$ (voir figure 4.9.b) avec le transducteur ZnO localisé. Enfin, après réflexion sur le deuxième miroir, cette amplitude passe à $4,2 \times 10^{-6}$ (voir figure 4.10.c) avec le transducteur ZnO étendu et à $2,25 \times 10^{-6}$ avec le transducteur ZnO localisé.

L'amplitude du signal émis est pratiquement la même avant la réflexion sur le premier miroir quel que soit le type de transducteur ZnO utilisé. Mais après réflexion sur les miroirs, l'amplitude obtenue avec le transducteur ZnO étendu est supérieure à celle obtenue avec le transducteur ZnO localisé. Ceci est dû aux rayonnements de la plaque de ZnO qui produit beaucoup plus d'interférences dans le substrat, mais aussi au fait que le faisceau est mieux collimaté avec le transducteur ZnO étendu. Cette hypothèse nous confirme qu'il y a d'avantages d'interférences dans le substrat lorsque nous utilisons un transducteur ZnO étendu.

Nous remarquons aussi que les coupes de champ représentées dans les figures 4.9 et 4.10 sont de plus en plus dissymétriques après réflexion sur les miroirs. Cette déformation est plus marquée après la réflexion sur le deuxième miroir pour le transducteur ZnO étendu. Ceci est

du aux interférences que nous ne pouvons pas éviter sur les coupes de champ. Ces interférences ne sont pas visibles à cause du lissage que nous avons utilisé. Les C-PML placés à l'extrémité du substrat contribuent aussi à la déformation du champ.

Nous allons, à partir des mêmes figures 4.9 et 4.10, réaliser un tableau récapitulatif (tableau 4.2) des largeurs du faisceau attendues théoriquement et obtenues avec la simulation à une distance d pour les deux cas que nous avons évoqués (propagation dans du silicium rendu isotrope avec un transducteur de ZnO et avec un transducteur de ZnO étendu).

Pour calculer la largeur du faisceau, nous nous basons toujours sur le critère de calcul à -3dB, voir partie 3.4.3.4.

Les distances d pour lesquelles nous effectuons les coupes de champ sont respectivement égales à 170 μm avant le miroir, à 420 μm après réflexion sur le premier miroir. Nous ne calculons pas cette largeur après le deuxième miroir car nous considérons que le calcul de la largeur du faisceau est faussé par les interférences et par les C-PML.

		Largeur du faisceau attendue en μm	Largeur du faisceau obtenue en μm
ZnO localisé	Avant 1 ^{er} miroir	40	37
	Après 1 ^{er} miroir	99	76
ZnO étendu	Avant 1 ^{er} miroir	40	38
	Après 1 ^{er} miroir	99	78

Tableau 4.2 Comparaison des largeurs du faisceau avec un transducteur localisé ou étendu en ZnO.

D'après le tableau 4.2, nous remarquons que:

Avec un transducteur ZnO localisé, la largeur du faisceau attendue avant la réflexion sur le premier miroir (à la distance d égale 170 μm) est de 40 μm . Avec la simulation, nous obtenons 37 μm . Après réflexion sur le premier miroir, la largeur attendue (à la distance d de 420 μm) est de 99 μm . Nous obtenons 76 μm avec la simulation.

Avec un transducteur ZnO étendu, la largeur du faisceau obtenu en simulation est de 38 μm . Après réflexion sur le premier miroir, cette largeur passe à 78 μm au lieu des 99 μm attendu en théorie.

En conclusion, la présence des C-PML et d'interférences entre différents faisceaux peuvent expliquer les écarts observés. Il apparaît qu'un transducteur ZnO localisé réduit les phénomènes d'interférence pour un faisceau émis moins collimaté. Cette situation correspond par ailleurs aux premières réalisations technologiques.

Afin d'établir une comparaison entre le ZnO et le LiNbO_3 , nous allons effectuer les mêmes simulations qu'avec du ZnO en utilisant un transducteur en LiNbO_3 .

4.2.3.2 Transducteur LiNbO₃ dans le plan cristallin Y tourné de 36° autour de l'axe X

Nous rappelons que nous utilisons un transducteur en LiNbO₃ dans sa coupe Y tournée de 36° afin de générer que des ondes longitudinales (voir annexe 5). Comme pour le ZnO, nous comparerons un transducteur en LiNbO₃ localisé et un transducteur LiNbO₃ étendu. Nous représentons sur la figure 4.11, la propagation de l'onde longitudinale dans ces deux configurations.

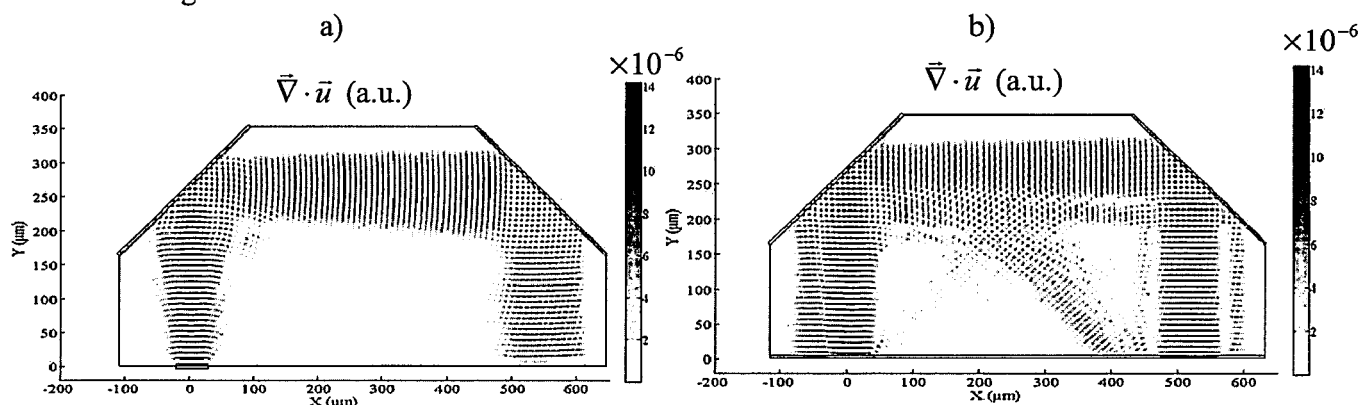


Figure 4.11 Propagation d'ondes acoustiques longitudinales dans le substrat de silicium.
a) transducteur LiNbO₃ localisé, b) transducteur LiNbO₃ étendu.

Nous constatons comme pour le ZnO que le faisceau présente moins d'interférences avec un transducteur LiNbO₃ localisé. Nous observons des ondes de plaques issues du rayonnement du transducteur LiNbO₃ étendu (voir figure 4.11.b). Ces ondes de plaques se mélangent au signal et apportent des interférences dans le microsystème. Ce mélange nous conduit à une amplitude de signal plus importante avec un transducteur LiNbO₃ étendu après réflexion sur les miroirs.

Nous allons réaliser comme pour le ZnO des coupes transversales de champ dans les figures 4.11.a et 4.11.b. Ces coupes de champ sont représentées dans les figures 4.12 et 4.13.

- Avec un transducteur LiNbO₃ localisé

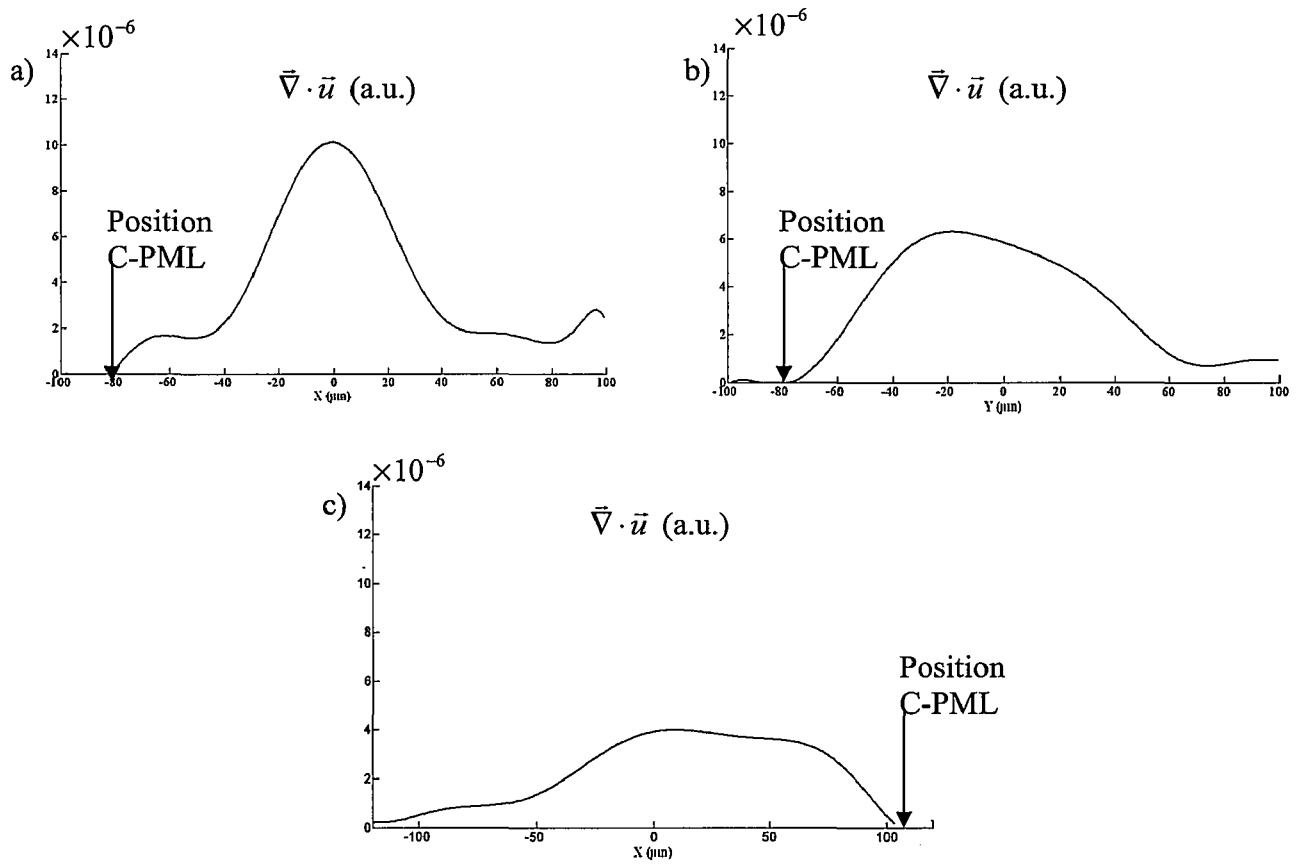


Figure 4.12 Coupes transversales de champ avec un transducteur LiNbO₃ localisé. a) avant le premier miroir, b) après le premier miroir et c) après le deuxième miroir.

- Avec un transducteur LiNbO₃ étendu

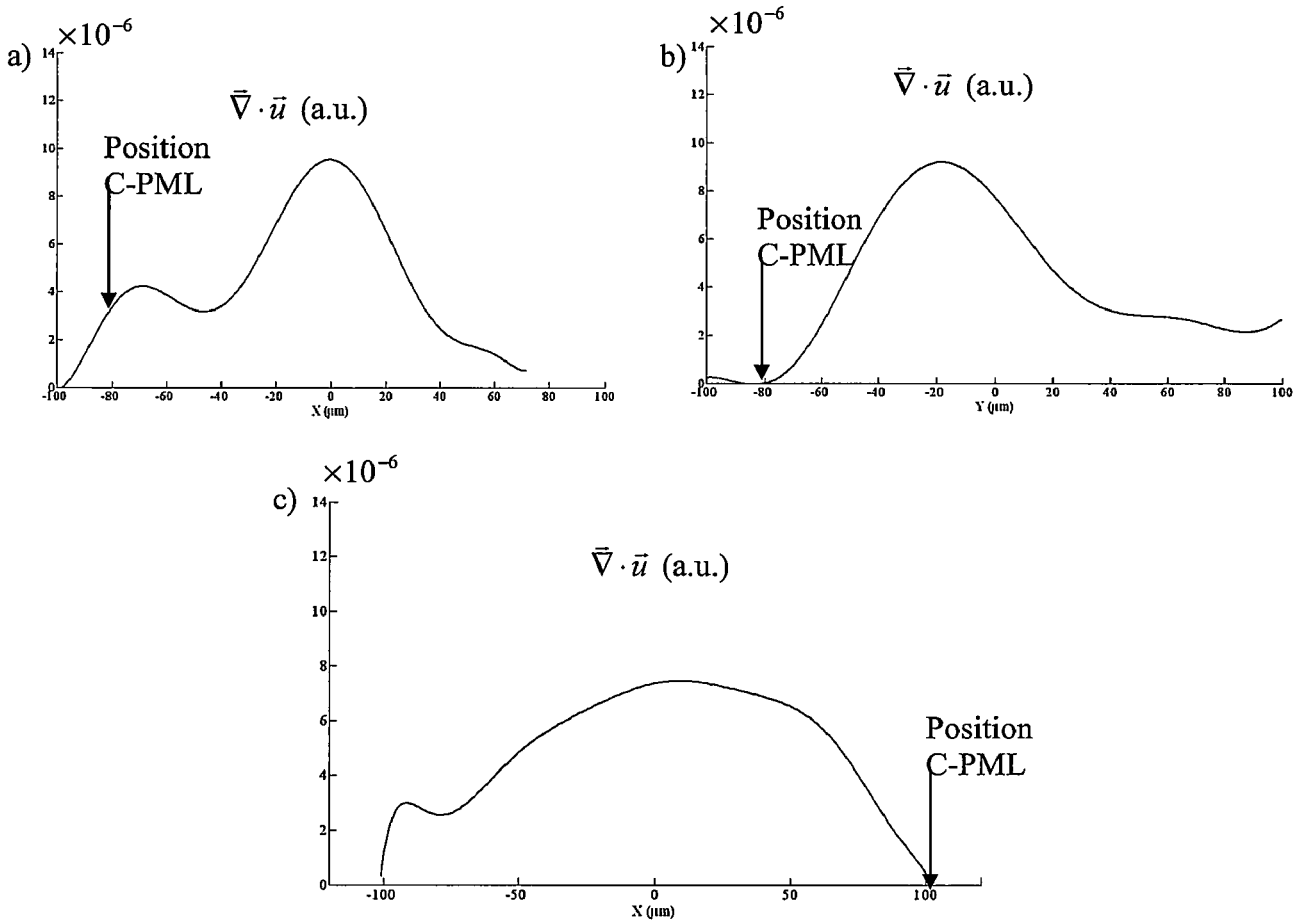


Figure 4.13 Coupes transversales de champ avec un transducteur LiNbO₃ étendu. a) avant le premier miroir, b) après le premier miroir et c) après le deuxième miroir.

Après réflexion sur les miroirs, l'amplitude obtenue avec le transducteur LiNbO₃ étendu est supérieure à celle obtenue avec le transducteur LiNbO₃ localisé. Ceci est dû aux rayonnements de la plaque de LiNbO₃ qui produit beaucoup plus d'interférences dans le microsystème. Cette hypothèse nous confirme qu'il y a plus d'interférences dans le substrat lorsqu'un transducteur LiNbO₃ étendu est utilisé.

Nous remarquons aussi que les coupes de champ représentées dans les figures 4.12 et 4.13 sont de plus en plus dissymétriques après réflexion sur les miroirs. Cette déformation est plus marquée après la réflexion sur le deuxième miroir pour le transducteur étendu. Ceci est dû aux interférences que nous ne pouvons pas éviter sur les coupes de champ. Comme nous l'avons évoqué précédemment, ces interférences ne sont pas visibles suite au lissage que nous avons utilisé. Les C-PML placés à l'extrémité du substrat contribuent aussi à la déformation du champ.

Nous allons, à partir des mêmes figures 4.10 et 4.11, réaliser un tableau récapitulatif (tableau 4.3) des largeurs du faisceau attendues théoriquement et obtenues avec la simulation à une distance d . Pour calculer la largeur du faisceau, nous nous basons toujours sur le critère de calcul à -3dB, voir partie 3.4.3.4. Les conditions de calcul sont les mêmes que pour le ZnO.

		Largeur du faisceau attendue en μm	Largeur du faisceau obtenue en μm
LiNbO ₃ dans la coupe Y tourné de 36° localisé	Avant 1 ^{er} miroir	40	39
	Après 1 ^{er} miroir	99	72
LiNbO ₃ dans la coupe Y tourné de 36° étendu	Avant 1 ^{er} miroir	40	37
	Après 1 ^{er} miroir	99	65

Tableau 4.3 Comparaison des largeurs du faisceau avec un transducteur localisé ou étendu en LiNbO_3 .

D'après le tableau 4.3, nous remarquons que :

Avec un transducteur LiNbO_3 localisé, la largeur du faisceau attendue avant la réflexion sur le premier miroir est de 40 μm . Avec la simulation, nous obtenons 39 μm . Après réflexion sur le premier miroir, la largeur attendue est de 99 μm au lieu des 72 μm attendus par la simulation. Avec un transducteur LiNbO_3 étendu, la largeur du faisceau obtenue en simulation est de 37 μm pour 40 μm obtenu avec la théorie. Après réflexion sur le premier miroir, cette largeur passe à 65 μm au lieu des 99 μm attendu en théorie.

En résumé, nous pouvons dire que le faisceau est plus collimaté en utilisant un transducteur étendu et le rayonnement de la plaque induit beaucoup d'interférence dans le microsysteme. Pour avoir une meilleure propagation de l'onde dans le substrat, il faudra trouver un compromis entre la directivité du faisceau et les interférences. Pour cela, il faudra utiliser un transducteur localisé mais avec une électrode d'excitation plus petite (voir figure 4.14). Ceci peut être l'une des perspectives dégagée par cette étude.

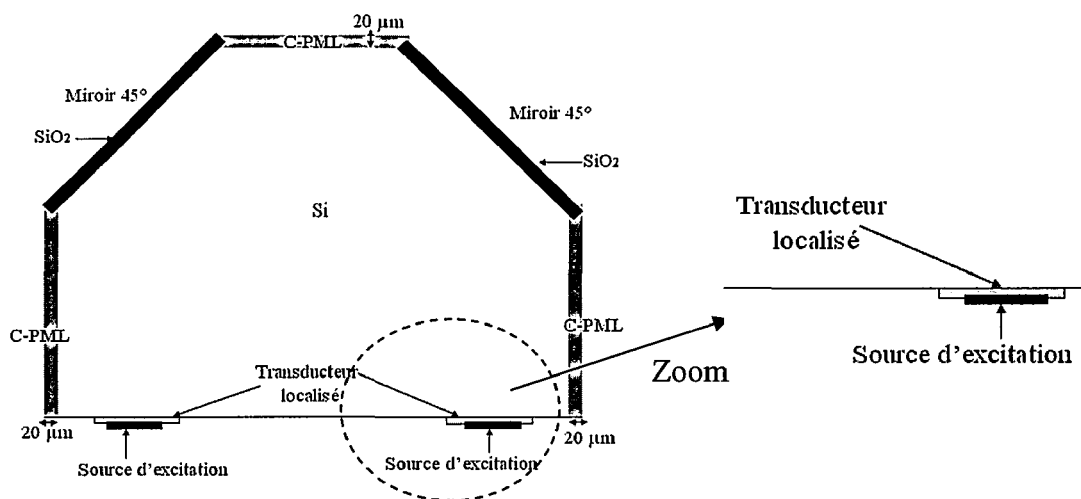


Figure 4.14 Configuration des transducteurs pour minimiser le bruit acoustique dans le microsysteme.

4.2.3.3 Comparaison entre le ZnO et le LiNbO₃

Nous allons représenter en unité arbitraire (a.u.) dans les figures 4.15.a, 4.15.b, 4.15.c et 4.15.d, avec la même échelle, les résultats de simulations obtenus avec du LiNbO₃ (figure 4.11.a et 4.11.b) et du ZnO (figure 4.8.a et 4.8.b). Nous rappelons que le LiNbO₃ dans sa coupe Y tournée de 36° possède un fort coefficient de couplage électromécanique (0.49 au lieu de 0.28 pour le ZnO).

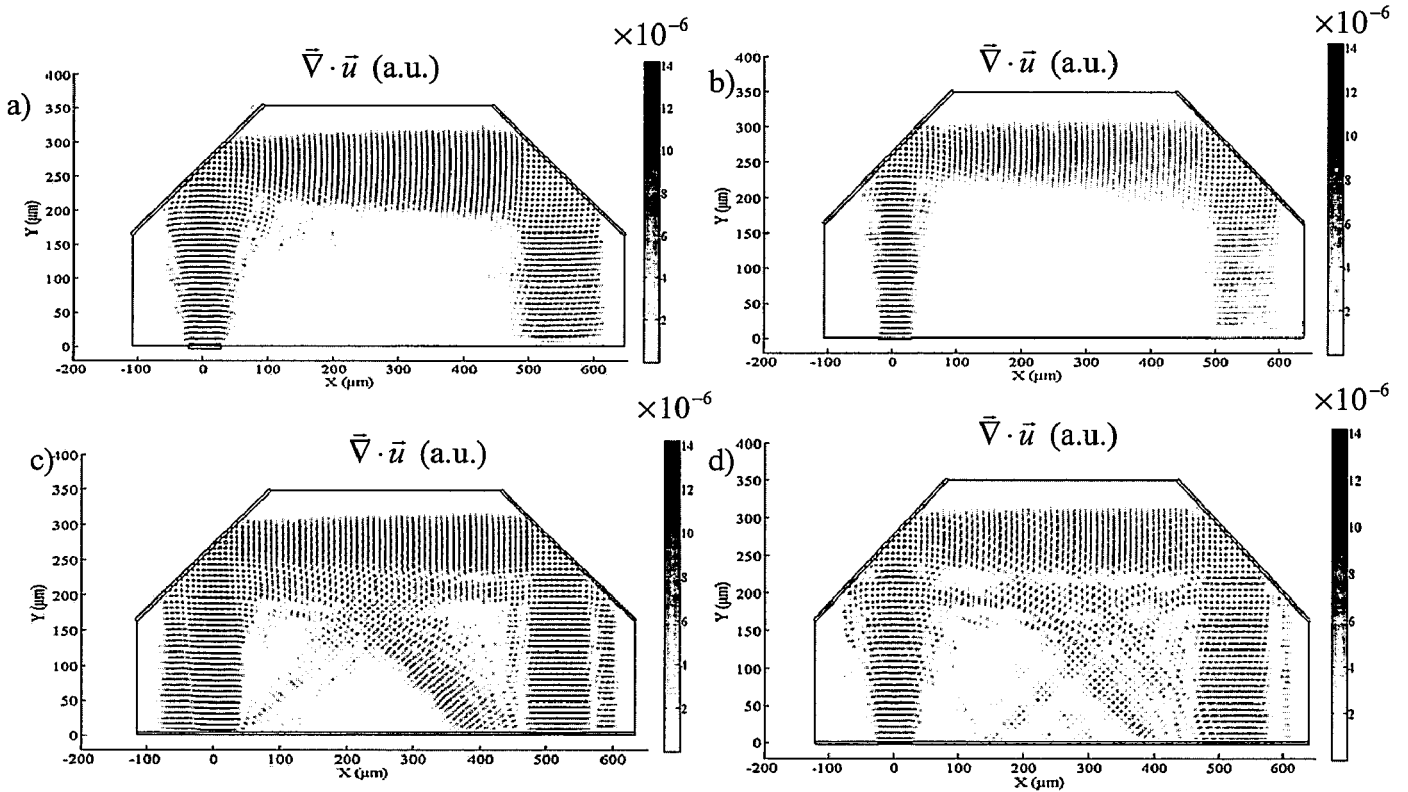


Figure 4.15 Propagation des ondes dans du silicium rendu isotrope avec un transducteur LiNbO₃ localisé (a) étendu (c) et avec un transducteur ZnO localisé (b) et étendu (d).

De la figure 4.15, Nous remarquons que le maximum du signal est plus important pour le niobate que le ZnO.

En effet, en considérant les coupes de champ des figures 4.9.a, 4.10.a, 4.12.a et 4.13.a effectuées avant le premier miroir, nous constatons que pour le *LiNbO₃* étendu, nous avons une amplitude de $9,8 \times 10^{-6}$. Cette amplitude passe à $10,1 \times 10^{-6}$ dans le cas du *LiNbO₃* localisé. Par contre pour le ZnO étendu, nous obtenons une amplitude de $5,8 \times 10^{-6}$. Cette amplitude passe à $6,3 \times 10^{-6}$ si le ZnO est localisé.

Nous pouvons dire alors que l'amplitude du signal émis par le transducteur *LiNbO₃* est supérieure à celle émis par le transducteur ZnO dans les deux cas (transducteur localisé ou étendu). Ceci est dû au coefficient de couplage électromécanique de 0,49 pour le *LiNbO₃* et 0,28 pour le ZnO.

Si nous faisons le rapport des coefficients de couplage électromécanique du ZnO et du LiNbO₃, nous obtenons 0,57. Nous retrouvons ce résultat en faisant le rapport des amplitudes des ondes émises par le ZnO et le *LiNbO₃*. Si les milieux piézoélectriques sont étendus, nous obtenons comme rapport d'amplitude 0,59 et s'ils sont localisés, nous obtenons comme

rapport d'amplitude 0,62. Le rapport des amplitudes correspond donc au rapport des coefficients de couplage électromécaniques

Nous rappelons que le micro-usinage du $LiNbO_3$ reste très difficile à réaliser contrairement au ZnO. C'est pourquoi nous utiliserons du ZnO dans un premier temps dans notre microsystème.

Après avoir comparé les transducteurs ZnO et $LiNbO_3$ localisés ou étendus, nous allons passer à la modélisation de la moitié du microsystème acoustique pour essayer de décrire les champs avec l'introduction d'une partie du canal microfluidique. Ceci nous permettra en particulier d'étudier la transmission des ondes dans ce même canal.

4.2.4 Modélisation du microsystème associé au canal microfluidique

Nous modélisons la moitié du microsystème dont la représentation géométrique est donnée dans la figure 4.16. Il est composé d'un substrat de silicium avec un miroir à 45°. Nous intégrons dans ce même microsystème un canal microfluidique et une bicouche d'adaptation d'impédance mécanique en quart d'onde, $SiO_2/SU-8$ à l'interface silicium/canal microfluidique. Nous allons étudier la propagation des ondes longitudinales dans le microsystème et en particulier leur transmission dans le canal microfluidique.

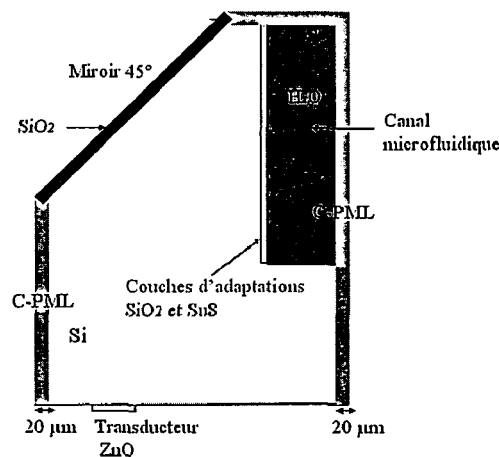


Figure 4.16 Configuration géométrique de la moitié du microsystème à modéliser.

Le miroir a pour hauteur 140 µm et la distance entre le transducteur et le début du miroir est égale à 100 µm. Le transducteur a pour épaisseur 2,4 µm et pour largeur 50 µm. Le canal microfluidique a pour largeur 50 µm et pour hauteur 190 µm.

Un maillage de type multi bloc conforme et structuré est utilisé comme nous l'avons défini au paragraphe 3.2.2. Nous prenons 1 µm comme pas de maillage sauf pour la résine SU-8 et le SiO_2 qui sont en quart d'onde. Nous rappelons que pour la résine SU-8, nous prenons 0,35 µm entre deux points car l'épaisseur de la résine en couche quart d'onde est de 0,7 µm. De même pour l'oxyde de silicium qui sert de couche quart d'onde dont l'épaisseur est d'environ 1,5 µm, nous utilisons 0,5 µm comme pas d'échantillonnage.

Des C-PML d'épaisseur 20 µm sont placées dans les extrémités du substrat sauf dans la partie où se trouve le transducteur. Afin d'éviter les réflexions sur la droite et le haut du canal microfluidique, nous utilisons des C-PML d'épaisseur 20 µm dans ces parties du canal (voir figure 4.16). Nous représentons dans la figure 4.17, le résultat de la modélisation.

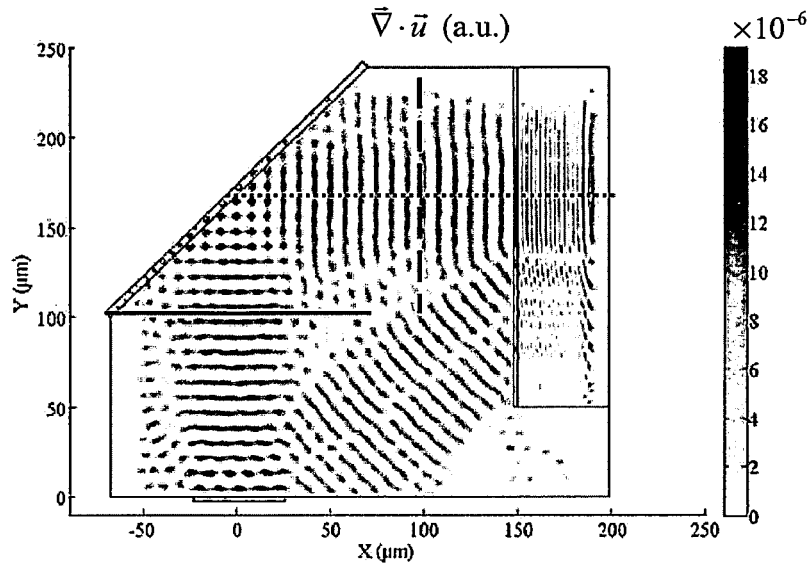


Figure 4.17 Propagation d'ondes acoustiques dans le canal microfluidique.

De la figure 4.17, nous remarquons que le signal issu du transducteur et qui se réfléchit au niveau du miroir est bien transmis dans le canal microfluidique. Par rapport à la figure 4.2.c, nous constatons qu'il y a des interactions entre le faisceau émis par le transducteur et le canal microfluidique. Il s'ajoute à cette interaction, des ondes qui se réfléchissent à l'interface silicium/canal microfluidique. Et par conséquent, le fait de placer le canal microfluidique entraîne l'apparition d'interférences supplémentaires dans le microsystème. Nous représentons dans la figure 4.18, une coupe longitudinale de champ entre $X = 0$ et $X = 180 \mu\text{m}$ en $Y = 160 \mu\text{m}$ après réflexion au niveau du miroir, (voir pointillés dans la figure 4.17).

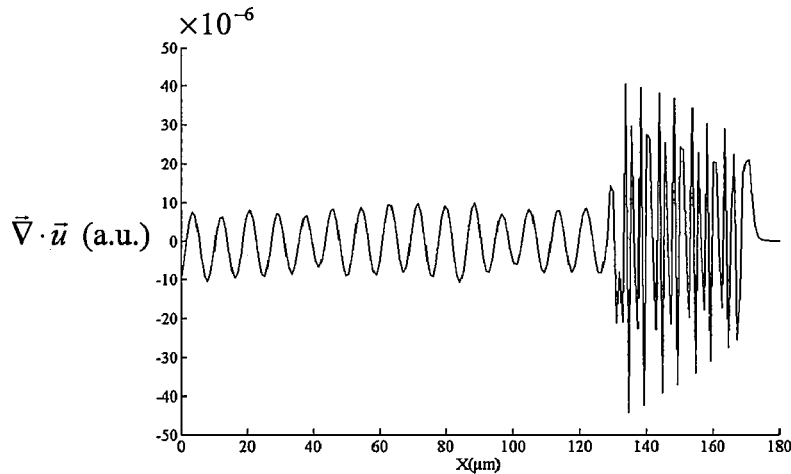


Figure 4.18 Coupe longitudinale de champ après réflexion sur le miroir.

Après réflexion sur le miroir, le signal obtenu est divisé en deux parties, celui qui provient de la réflexion du miroir et qui se propage dans le substrat et celui qui se trouve dans le canal microfluidique.

Nous obtenons dans le silicium $8,3 \mu\text{m}$ comme longueur d'onde. Avant le canal microfluidique, l'onde se déplace avec la célérité de l'onde longitudinale dans le silicium qui est de 8430 m/s .

De même, nous obtenons dans l'eau une longueur d'onde d'environ $1,7 \mu\text{m}$. Cette longueur d'onde est proche de celle de l'eau qui est de $1,5 \mu\text{m}$.

Nous effectuons des coupes transversales de champ de l'onde longitudinale avant le premier miroir en $Y = 100 \mu\text{m}$ pour X variant de $-80 \mu\text{m}$ à $80 \mu\text{m}$ (voir trait plein de la figure 4.17). Nous faisons de même après le premier miroir (voir trait interrompu de la figure 4.17) en $X = 100 \mu\text{m}$ pour Y variant de $70 \mu\text{m}$ à $230 \mu\text{m}$ afin d'avoir une idée plus précise sur l'ouverture du faisceau et sur l'amplitude des ondes obtenue après réflexion sur le miroir. Ces coupes transversales de champ sont représentées dans les figures 4.19.a et 4.19.b.

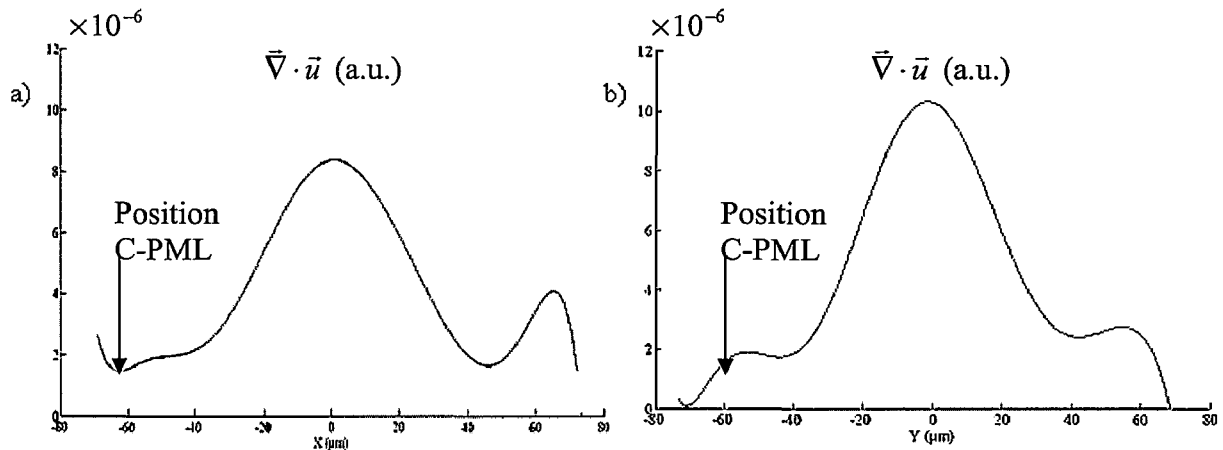


Figure 4.19 Coupes transversales de champ, a) avant le miroir et b) après le miroir.

Les coupes de champ des figures 4.19 nous montrent qu'avant le miroir, nous obtenons une amplitude maximale de $8,5 \times 10^{-6}$ comme amplitude maximale, alors qu'après réflexion sur le miroir, cette amplitude passe à $10,5 \times 10^{-6}$. Dans le cas où nous n'avons pas de canal microfluidique dans le microsystème, l'amplitude du signal réfléchi sur le miroir est toujours inférieure à l'amplitude du signal émise par le transducteur localisé. Ceci confirme le fait qu'il y a davantage d'interférences dans le microsystème avec l'introduction du canal microfluidique.

Nous allons modéliser le microsystème complet afin d'étudier le signal issu du canal microfluidique et transmis au deuxième transducteur.

4.2.5 Modélisation du microsystème proposé

Nous rappelons sur la figure 4.20, la géométrie du microsystème acoustique à modéliser.

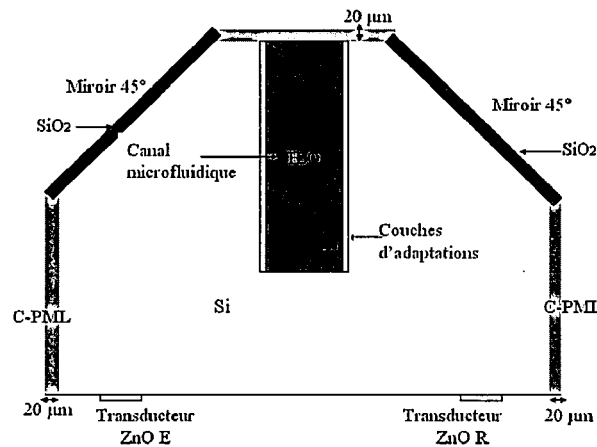


Figure 4.20 Schéma du microsystème acoustique à réaliser.

Le miroir a pour hauteur 140 µm, la distance entre le transducteur et le début du miroir est égale à 100 µm. Le transducteur a pour épaisseur 2,4 µm et pour largeur 50 µm. Le canal microfluidique a pour largeur 50 µm et pour hauteur 190 µm. La distance entre le milieu des deux transducteurs est égale à 290 µm.

Un maillage de type multi bloc conforme et structuré est utilisé comme nous l'avons défini au paragraphe 3.2.2.

Des C-PML d'épaisseur 20 µm sont placées aux extrémités du substrat sauf dans la partie où se trouvent les transducteurs. Afin d'éviter les réflexions sur le haut du canal microfluidique, nous utilisons des C-PML d'épaisseur 20 µm dans cette partie du canal (voir figure 4.19).

Nous représentons dans la figure 4.21, le résultat de la propagation des ondes longitudinales dans le microsystème.

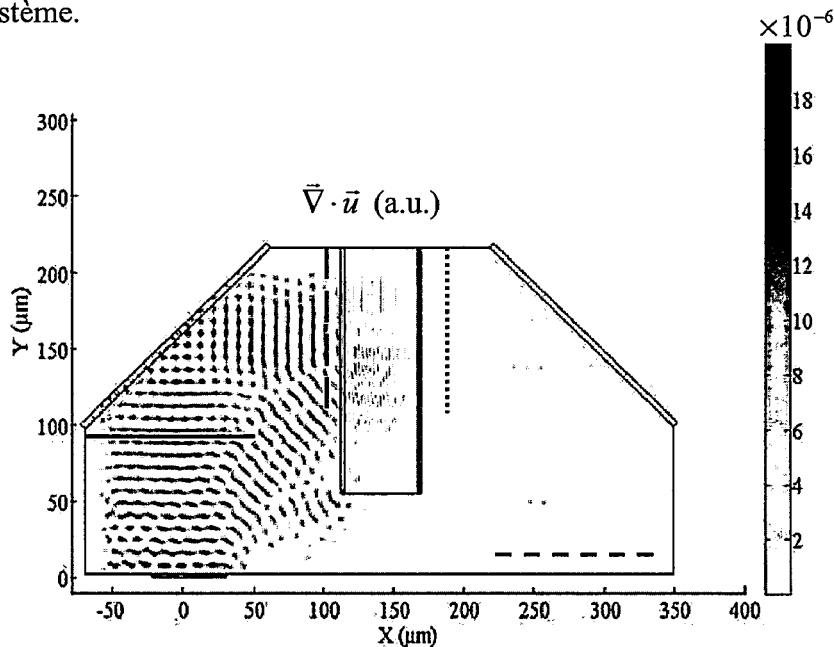


Figure 4.21 Résultat de la modélisation du microsystème complet.

Nous retrouvons la première partie de la figure 4.17. Il y a des signaux après le canal microfluidique et après réflexion au niveau du deuxième miroir. Ces signaux étant atténués dans le canal microfluidique, sont logiquement plus faibles que ceux obtenus avant l'entrée dans le canal microfluidique.

Le signal transmis au deuxième transducteur est essentiellement un signal bruité par des interférences avec des signaux parasites comme nous pouvons le voir dans la figure 4.21. Certains signaux passent directement sous le canal microfluidique et sont susceptibles de se mélanger au signal transmis au deuxième transducteur. Ceci nous pousse à dire que dans le cas pratique, il faudra s'attendre à ce que les signaux reçus par le deuxième transducteur soient mélangés à du bruit acoustique. Ces signaux sont issus de la réflexion à l'interface silicium/canal microfluidique et à l'interface silicium/air pour des signaux qui peuvent passer sous le canal.

Nous effectuons des coupes transversales de champ de l'onde longitudinale avant le premier miroir (voir trait plein de la figure 4.21) en $Y = 100 \mu\text{m}$ pour X variant entre $-80 \mu\text{m}$ et $80 \mu\text{m}$. Nous faisons de même après le premier miroir et avant le canal microfluidique (voir trait interrompu de la figure 4.21) en $X = 100 \mu\text{m}$ pour Y variant de $70 \mu\text{m}$ à $230 \mu\text{m}$. Ensuite après le canal microfluidique et avant le deuxième miroir (voir pointillé de la figure 4.21) en $X = 200 \mu\text{m}$ pour Y variant de $70 \mu\text{m}$ à $230 \mu\text{m}$ et enfin après le deuxième miroir (voir trait en tiret de la figure 4.21) en $Y = 10 \mu\text{m}$ pour X variant de $190 \mu\text{m}$ à $350 \mu\text{m}$. Ceci nous permettra d'avoir une idée plus précise sur l'amplitude des ondes dans les différentes parties du microsystème. Ces coupes de champ sont présentées dans les figures 4.22.a, 4.22.b, 4.22.c et 4.22.d.

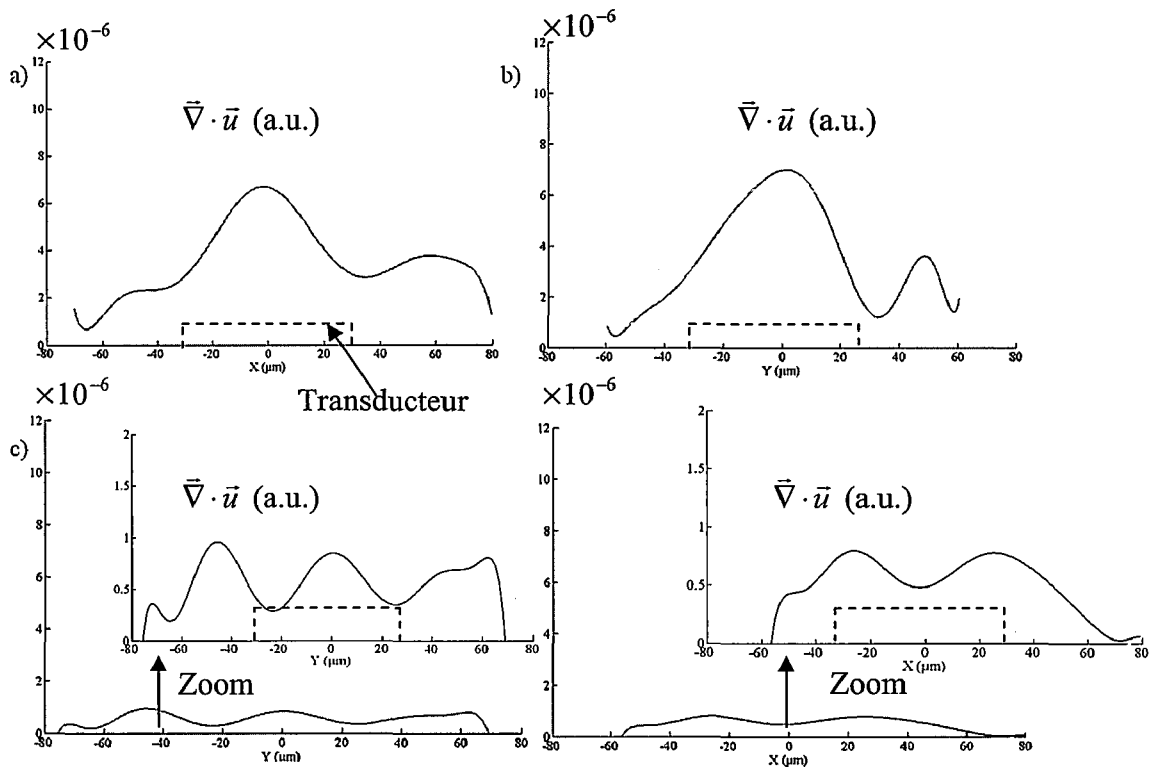


Figure 4.22 Coupes transversales de champ.

- a) avant le premier miroir, b) après le premier miroir et avant le canal microfluidique c) après le canal microfluidique et avant le deuxième miroir et d) après le deuxième miroir.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, en travaillant en ondes harmoniques, nous favorisons l'apparition d'interférences dans le microsystème.

Nous pouvons tirer plusieurs conclusions des résultats de modélisation:

Il se produit une conversion de mode lors de la réflexion au niveau des miroirs. Cette conversion de mode peut être diminuée en déposant $4\ \mu\text{m}$ d'oxyde de silicium sur les miroirs. Nous obtenons un faisceau plus directif en utilisant un milieu piézoélectrique étendu. Mais, il y a des interférences issues du rayonnement du transducteur étendu. Il faut donc trouver un compromis entre la directivité du faisceau et les interférences. Pour cela, une solution est d'utiliser un transducteur localisé mais avec une source d'excitation plus petite.

Nous retrouvons la bonne largeur du faisceau avant la réflexion sur le premier miroir. Mais après réflexion sur les miroirs, celle-ci est modifiée par des interférences dans le microsysteme, mais aussi par la présence de C-PML qui tronquent le signal.

Les sources de bruits acoustiques dans le microsysteme sont essentiellement dues à l'interaction entre le canal microfluidique et le substrat, mais aussi entre le canal microfluidique et les transducteurs. Il s'y rajoute les signaux qui passent sous le canal microfluidique. Le rapport d'amplitude entre le signal émis et la réception peut s'estimer à environ 20 dB auxquelles s'ajouteront les pertes liées à la désadaptation électrique des transducteurs.

De cette modélisation, nous pouvons en déduire que la réalisation de notre microsysteme est possible même s'il faut s'attendre à ce que le signal reçu par le transducteur récepteur soit fortement perturbé par des signaux parasites. Actuellement, une autre possibilité est à l'étude. Elle consiste à l'utilisation de prismes afin de guider le faisceau d'onde directement dans le canal microfluidique [97] et de minimiser l'incidence du signal acoustique lié au faisceau passant sous le canal microfluidique. Nous reviendrons sur cette configuration dans la partie 4.3.5.

Après avoir modélisé le microsysteme, nous allons procéder à la présentation des mesures expérimentales.

4.3 Mesures expérimentales

Nous rappelons que les principales étapes technologiques utilisées pour la conception de notre microsysteme sont présentées dans l'annexe 3, l'optimisation du procédé technologique de réalisation du microsysteme faisant l'objet d'une autre thèse au sein du laboratoire (J. Gao) [97].

Nous allons présenter les mesures expérimentales obtenues avec les éléments qui composent notre microsysteme: les résultats de la caractérisation des transducteurs, des couches d'adaptation d'impédance mécanique ainsi que quelques premières mesures obtenues avec le microsysteme sans et avec canal microfluidique.

4.3.1 Principe des mesures expérimentales

La taille des éléments utilisés est de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. Le dispositif expérimental de mesure est délicat à mettre en œuvre. Les mesures que nous allons réaliser ne peuvent être effectuées que sous pointe.

C'est pourquoi, parmi les moyens de mesure dont nous disposons au laboratoire, nous utiliserons un analyseur de réseau vectoriel à large bande qui possède donc un système de mesure sous pointe. Cette bande peut aller de 300 kHz à 8 GHz et la taille des pointes est d'environ $30\ \mu\text{m}$. Toutes les mesures sont effectuées dans le plan de calibration. Nous modélisons le système de mesure dans la figure 4.23.

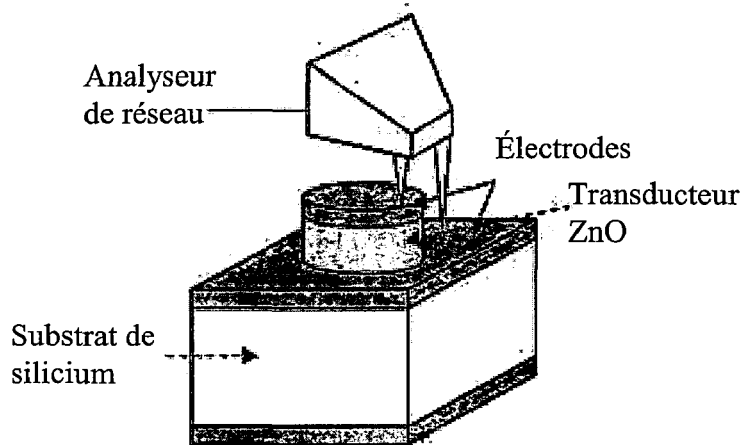
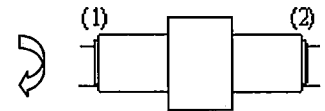


Figure 4.23 Système de mesure.

L'analyseur de réseau nous permet d'effectuer des mesures en transmission (pour caractériser le microsystème) et des mesures en réflexion pour caractériser les transducteurs électriques et les couches d'adaptation d'impédance mécaniques, ainsi que pour détecter le signal réfléchi à l'interface silicium/canal microfluidique.

- **Le paramètre S_{11} ou S_{22} : mesures en réflexion [126]: S_{11}**



Une fois les mesures en réflexion effectuées avec l'analyseur de réseau vectoriel, nous obtenons le paramètre S_{11} qui est défini comme le rapport entre le signal électrique réfléchi U_{refl} et le signal électrique incident U_{inc} .

$$S_{11} = \frac{U_{refl}}{U_{inc}} \quad (4.2)$$

Ce paramètre est lié à l'impédance électrique du transducteur par la relation :

$$S_{11} = \frac{Z_{el} - Z_0}{Z_{el} + Z_0} \quad (4.3)$$

Z_{el} est l'impédance électrique du transducteur utilisé et Z_0 est l'impédance caractéristique égale à 50Ω .

Nous représentons en fréquence dans la figure 4.24, la partie réelle et la partie imaginaire du signal mesuré S_{11} obtenu avec l'analyseur de réseau dans la configuration suivante: transducteur/substrat/couches quart d'onde/air.

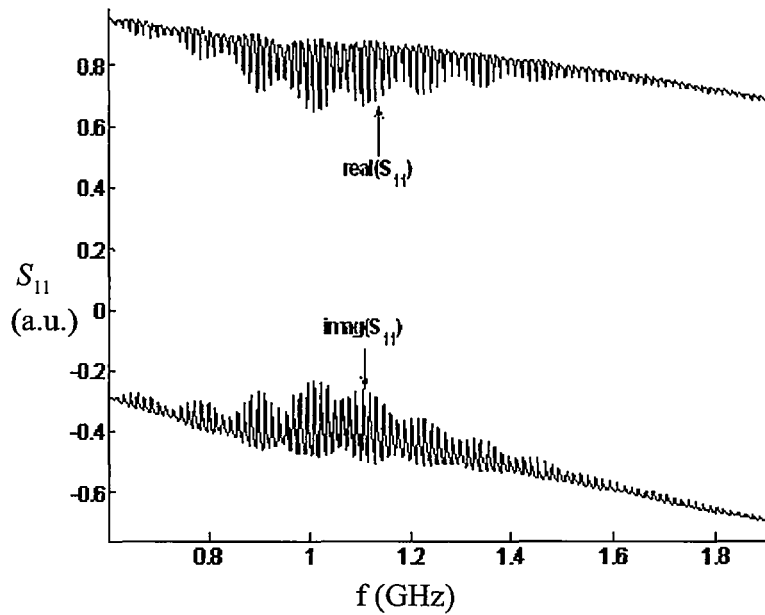


Figure 4.24 Paramètre S_{11} mesuré avec l'analyseur de réseau.

Les courbes représentant parties réelle et imaginaire en fonction de la fréquence traduisent la variation de l'impédance électrique du transducteur constituée d'une valeur moyenne représentant la contribution du signal réfléchi électrique à laquelle se superpose la contribution du signal acoustique. Cette dernière contribution varie périodiquement en fréquence car elle résulte d'ondes stationnaires dans le milieu de propagation. Ces deux contributions étant de nature différentes ont des vitesses de propagation qui diffèrent de plusieurs ordres de grandeur (dans un rapport de plus de 10^4). Ceci justifie de l'intérêt d'utiliser une transformée de Fourier afin de séparer les informations dans le temps (voir figure 4.25).

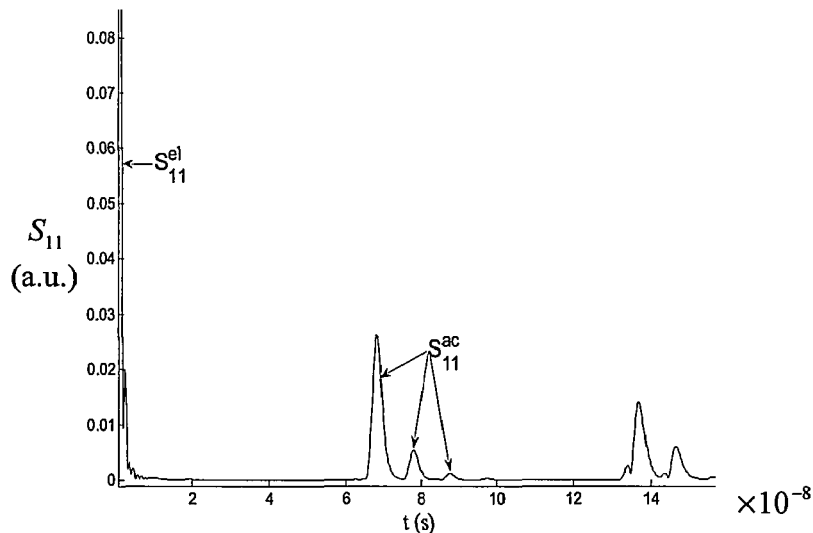


Figure 4.25 Transformée de Fourier de S_{11} et séparation de S_{11}^{el} et S_{11}^{ac}

Lors de la génération de l'onde acoustique, il y a une partie électrique qui est réfléchiée au niveau du transducteur qui correspond à une réflexion électrique, soit S_{11}^{el} et une partie qui est réfléchiée à l'interface silicium/matériaux d'adaptation qui correspond à une réflexion

acoustique, soit S_{11}^{ac} . C'est cette partie acoustique qui permet de caractériser les matériaux. La composante électrique caractérise l'impédance du transducteur et sera utilisée pour l'adaptation électrique.

S_{11} peut s'écrire de la forme:

$$S_{11} = S_{11}^{el} + K S_{11}^{ac} \quad (4.4)$$

Avec,

K : Le coefficient de couplage électromécanique du transducteur.

S_{11}^{ac} : La somme des ondes acoustiques qui se sont formées à travers tous les allers-retours possibles dans les couches quart d'onde avant de revenir sur le transducteur piézoélectrique. Ce paramètre nous permet de caractériser expérimentalement les couches quart d'onde que nous allons utiliser entre le silicium et le canal microfluidique.

S_{11}^{el} : Correspond à la réflexion électrique au niveau du transducteur. Il permet d'obtenir les propriétés électriques expérimentales du transducteur en calculant l'impédance électrique pure Z_{elp} de ce dernier.

Pour isoler les paramètres S_{11}^{ac} et S_{11}^{el} , nous effectuons un filtrage passe bas de type Tchebychev d'ordre 2 (pour isoler S_{11}^{el}) ou deux filtrages consécutifs passe bas de type Tchebychev d'ordre 2 (pour isoler S_{11}^{ac}).

- Utilisation du paramètre S_{11} pour caractériser l'impédance électrique pure Z_{elp} et mesurée Z_{el} du transducteur.

Dans la figure 4.25, nous retrouvons tout au début du signal de la transformée de Fourier de S_{11} le terme correspondant à S_{11}^{el} .

De S_{11}^{el} , nous pouvons tirer l'impédance électrique pure expérimentale Z_{elp} du transducteur par la relation:

$$S_{11}^{el} = \frac{Z_{elp} - Z_0}{Z_{elp} + Z_0} \quad (4.5)$$

$$Z_{elp} = Z_0 \frac{1 + S_{11}^{el}}{1 - S_{11}^{el}} \quad (4.6)$$

Ce paramètre sera utilisé pour la caractérisation de nos transducteurs piézoélectriques.

De même, en utilisant l'équation 4.3, nous pouvons obtenir la partie réelle et la partie imaginaire de l'impédance électrique mesurée Z_{el} du transducteur. Il s'agit de l'impédance électrique issue directement de l'analyseur de réseau sans filtrage ni traitement, c'est-à-dire avec les contributions des signaux acoustiques provenant du silicium. Cette impédance présente des fluctuations comme le paramètre S_{11} . La contribution des signaux acoustiques dans la fonction $Z_{el}(f)$ se traduit par une variation périodique de l'impédance du transducteur qui traduit l'existence d'ondes stationnaires ultrasonores dans le substrat de propagation.

En effet lorsque l'onde émise dans le substrat se réfléchit après avoir parcourue une distance d comprenant un nombre entier de longueur d'onde, elle se combine en

phase avec l'onde incidente, ce qui correspond à un maximum de signal. L'écart de fréquence Δf entre deux maximums de cette réponse satisfait donc à la condition

$$\Delta f = \frac{V_s}{2 \cdot d} \text{ où } V_s \text{ est la célérité dans le substrat de silicium.}$$

Le maximum d'amplitude de ces variations est atteint au maximum de rendement du transducteur. Ce phénomène est identique à celui bien connu des ondes stationnaires hyperfréquences dans une ligne de propagation, ce qui conduit à la définition du T.O.S (Taux d'Ondes Stationnaires) des lignes de propagation hyperfréquence.

Nous superposons dans la figure 4.26, l'impédance électrique mesurée Z_{el} issue de l'analyseur de réseau et l'impédance électrique pure Z_{elp} du transducteur après filtrage des signaux acoustiques issus du substrat de silicium.

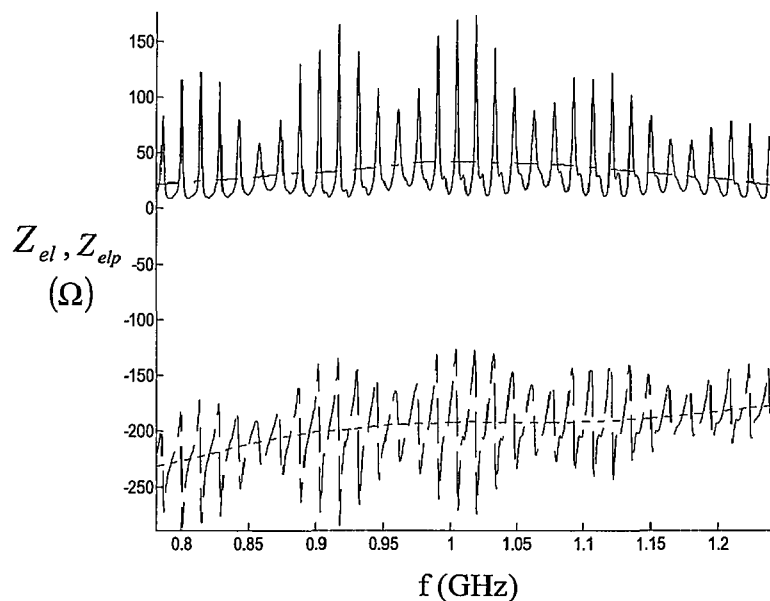


Figure 4.26 Superposition de l'impédance électrique mesurée Z_{el} et de l'impédance électrique pure Z_{elp} . Partie réelle (—) et imaginaire (- - -) de l'impédance électrique Z_{el} (Ω).
Partie réelle (—) et imaginaire (- - -) de l'impédance électrique Z_{elp} (Ω).

L'impédance électrique Z_{el} présente bien des fluctuations autour de l'impédance Z_{elp} .

- **Utilisation du paramètre S_{11}^{ac} pour caractériser un matériau, plus particulièrement les couches d'adaptation d'impédance**

La méthode de caractérisation est directement tirée de la mesure de l'impédance électrique d'un transducteur déposé sur un substrat de silicium chargé par le matériau à caractériser.

La caractérisation du matériau s'obtient en isolant les différentes contributions acoustiques et en les séparant en fonction de leur retard de propagation. Pour cela nous passons de la fonction $S_{11}^{ac}(f)$ à $S_{11}^{ac}(t)$ par transformée de Fourier, ce qui conduit à la figure 4.27.

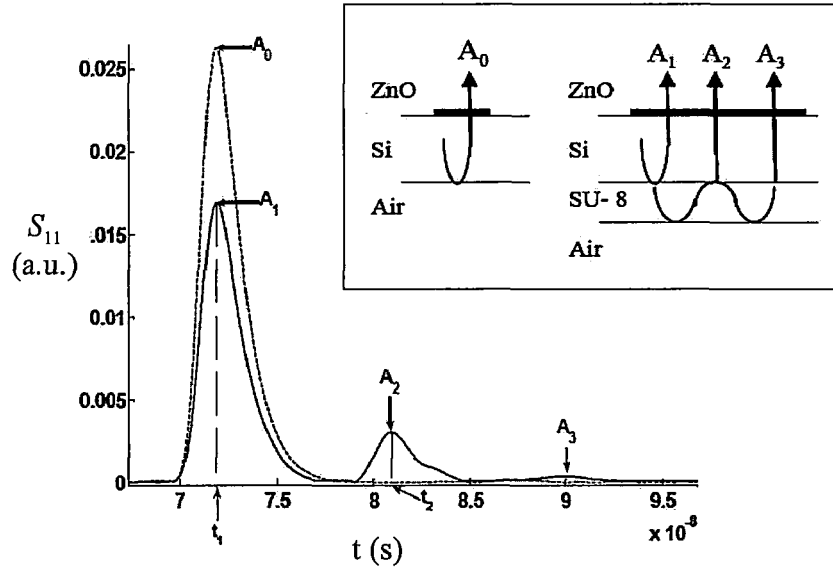


Figure 4.27 Représentation du paramètre S_{11}^{ac} en temps.

Le retard $t_2 - t_1$ est le temps que met l'onde acoustique pour effectuer un aller-retour dans le matériau que nous voulons caractériser. Si l'épaisseur du matériau est h , alors:

- la célérité de l'onde longitudinale dans le matériau est donnée par la relation 4.7:

$$V_a = \frac{2 \cdot h}{t_2 - t_1} \quad (4.7)$$

Pour le calcul de l'impédance acoustique et de l'atténuation, nous procédons comme suit:

- Le coefficient de réflexion à l'interface Silicium/Matériau est donné par: $r = \frac{A_1}{A_0}$.

Les amplitudes A_0 et A_1 correspondent respectivement à l'amplitude maximale du signal acoustique réfléchi à l'interface silicium/air et à l'amplitude maximale du signal acoustique réfléchi à l'interface silicium/matériau, alors que A_2 et A_3 correspondent respectivement à l'amplitude maximale du signal acoustique réfléchi à l'interface silicium/matériau après 2 ou 3 allers-retours dans le silicium.

Le coefficient de réflexion r est défini par: $r = \frac{Z_a - Z_{Si}}{Z_a + Z_{Si}}$ où Z_a et Z_{Si} sont respectivement les impédances acoustiques du matériau à caractériser et du silicium.

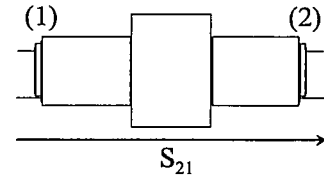
- Ce qui nous donne donc pour impédance acoustique du matériau:

$$Z_a = \frac{1+r}{1-r} \cdot Z_{Si} \quad (4.8)$$

Nous pouvons calculer l'atténuation dans le matériau par la relation:

$$\alpha = -\frac{1}{2 \cdot h} \cdot \ln \left(\frac{A_3}{r \cdot A_2} \right) \quad (4.9)$$

- Le paramètre S_{21} : mesures en transmission [126]



Le paramètre S_{21} est le rapport entre le signal électrique transmis U_s sur le signal électrique incident U_{inc} .

Cette mesure nécessite l'utilisation de deux transducteurs.

$$S_{21} = \frac{U_s}{U_{inc}} \quad (4.10)$$

Pour caractériser notre microsystème complet par exemple, le signal incident traverse le silicium, se réfléchit sur le premier miroir avant de traverser le canal microfluidique pour se réfléchir sur le deuxième miroir et être converti en signal électrique U_s par le deuxième transducteur.

Après avoir étudié les méthodes de mesures utilisées, nous allons analyser les résultats expérimentaux.

4.3.2 Caractérisation des transducteurs

Afin de réaliser une comparaison entre la simulation effectuée à partir du modèle d'Auld au paragraphe 2.4.1 et les mesures expérimentales, nous allons superposer les courbes obtenues dans la figure 4.28.

Rappelons les conditions de simulations et de mesures expérimentales:

Conditions de mesures expérimentales :

Les mesures sont faites sans couche d'adaptation puisque nous voulons seulement déterminer l'impédance électrique du transducteur.

- Epaisseur du transducteur ZnO : 2,4 μm .
- Epaisseur des électrodes Au : 100 nm.
- Diamètre du transducteur ZnO : 150 μm .
- Epaisseur du silicium Si : 285 μm .

Pour la simulation, nous y ajoutons les valeurs suivantes:

- Impédance acoustique du silicium Si : 20 MRayls.
- Impédance acoustique de l'oxyde de zinc ZnO : 39 MRayls.
- Impédance acoustique de l'Au : 61 MRayls.
- Célérité dans le ZnO : 6400 m/s.
- Célérité dans l'Au : 3158 m/s.

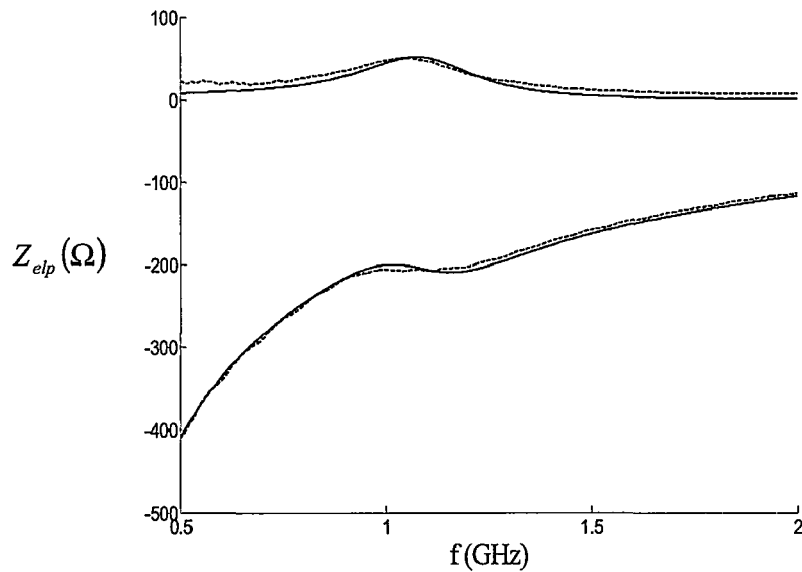


Figure 4.28 Partie réelle et partie imaginaire (—) de l'impédance électrique $Z_{elp}(\Omega)$ théorique.

Partie réelle et partie imaginaire (- - - -) de l'impédance électrique $Z_{elp}(\Omega)$ expérimentale.

Les mesures expérimentales viennent confirmer le modèle. Il y a cependant de petites différences notamment en basse fréquence. Ceci est dû au fait que les matériaux déposés en couche mince n'ont pas forcément les mêmes propriétés que les matériaux massifs. Après avoir caractérisé les transducteurs utilisés, nous allons appliquer notre méthode de mesure à la caractérisation des couches d'adaptation d'impédance mécanique.

4.3.3 Caractérisation des couches d'adaptation d'impédance mécanique

Nous rappelons que nous cherchons à optimiser le transfert d'énergie entre le substrat de silicium et l'eau, ce qui est réalisé à l'aide d'une adaptation d'impédance mécanique entre ces deux milieux. Nous nous sommes pour cela orientés vers l'utilisation de matériaux photolithographiables à base de résine époxy SU-8, et vers l'utilisation de couches d'oxyde de silicium qui nous ont servi à réaliser les lignes de transmission quart d'onde nécessaire à l'adaptation d'impédance comme nous pouvons le voir sur la figure 4.29.

Plus le nombre de tronçons est élevé, plus la bande passante est importante mais aussi plus l'atténuation est importante. Il nous faut donc trouver un compromis pour minimiser les pertes. Ceci nous a conduit à réaliser des matériaux photolithographiables d'impédances ajustables afin de choisir le meilleur compromis d'adaptation d'impédance entre le silicium et l'eau.

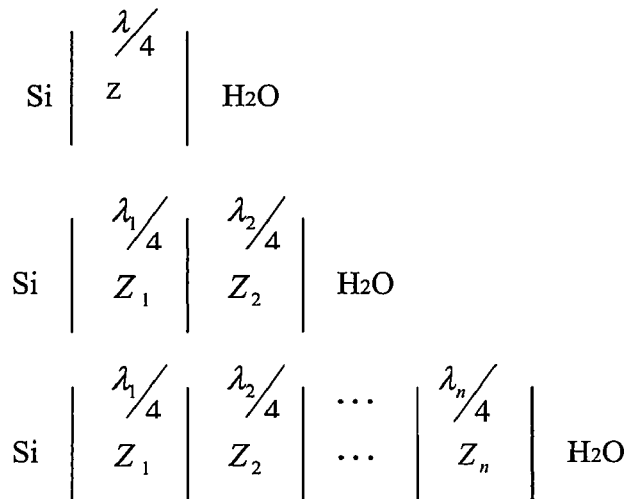


Figure 4.29 Différentes configurations possibles pour réaliser l'adaptation d'impédance mécanique.

Afin de réaliser un milieu d'impédance ajustable, nous utiliserons de la résine SU-8 associée à des nanoparticules de tungstène (W), de dioxyde de titane (TiO_2) ou de ($SrTiO_3$). Nous mélangerons ces nanoparticules avec de la SU-8 afin d'obtenir différents mélanges qui vont nous servir à l'ajustement des différentes caractéristiques acoustiques comme la vitesse de propagation, l'impédance ainsi que l'atténuation de nouveaux matériaux qui pourront nous servir de couches quart d'onde. L'idée est d'obtenir un matériau photosensible avec une impédance mécanique d'environ 5,5 MRayls qui est l'impédance de la racine carrée du produit de l'impédance de l'eau (1,5 MRayls) et du silicium (20 MRayls), (voir paragraphe 2.5.2).

- **Résultats de la caractérisation des nanocomposites**

Ce travail a été réalisé grâce à la collaboration d'un post-doctorant (Sheng Xiang Wang) qui a mis au point la méthodologie de fabrication des nanocomposites ainsi que les dépôts de couches minces avant de réaliser les mesures et caractériser les nanocomposites [127-128].

Nous présentons dans le tableau 4.4 les résultats de la caractérisation de nanocomposites issus du mélange entre SU-8 et W ou TiO_2 ou $SrTiO_3$. La concentration de SU-8 présentée est la concentration en masse de SU-8 ajoutée au diluant (SU-8 2000 qui s'évapore durant le mélange à l'aide d'un Ball Miller).

Caractéristiques acoustiques	SU-8	SU-8 90% TiO ₂ 10%	SU-8 80% TiO ₂ 20%	SU-8 95% W 5%	SU-8 80% SrTiO ₃ 20%	SU-8 70% TiO ₂ 30%	SU-8 70% TiO ₂ 15% SrTiO ₃ 15%	SU-8 70% SrTiO ₃ 30%
Impédance (MRayls)	3,5	4,5	5	5,3	5,5	6	6,5	7
Vitesse de phase (m/s)	2890	2490	2710	2700	2640	2600	2500	2370
Atténuation (dB/μm)	0,3	0,5	0,6	0,4	0,3	0,5	0,6	0,7

Tableau 4.4 Caractéristiques acoustiques des nanocomposites à 1 GHz

Nous remarquons tout d'abord que l'impédance de la résine de SU-8 pure est inférieure à l'impédance des nanocomposites issus du mélange de SU-8 et de nanoparticules. Dans le cas où la concentration des mélanges est faible, les célérités restent à peu près constantes. L'augmentation des impédances est donc liée à l'augmentation des masses volumiques des mélanges. Afin d'avoir une solution homogène, la concentration des nanoparticules ne doit pas dépasser 30% pour le TiO₂ et le SrTiO₃ et 15% pour le W lors du mélange. Ceci implique que nous ne pouvons pas obtenir une impédance acoustique supérieure à 7 MRayls.

Nous allons présenter dans la suite des résultats expérimentaux montrant l'effet de l'adaptation d'impédance mécanique dans le cas d'une bicouche en quart d'onde (Si/SiO₂/SU-8/ H₂O) à l'interface Si/ H₂O.

- **Résultats adaptations d'impédance mécanique**

Nous rappelons que les pertes d'insertion entre le silicium et l'eau sont de 6 dB, voir paragraphe 2.5.2.

Nous allons présenter les résultats expérimentaux en nous référant à la mesure sur l'interface silicium/eau sans couche d'adaptation et avec une bicouche en quart d'onde (Si/SiO₂/SU-8/ H₂O). Nous superposerons ces résultats avec les études théoriques réalisées au paragraphe 2.5.2 (voir figure 4.30).

Nous rappelons que pour tracer les pertes d'insertions, nous utilisons l'expression 2.37.

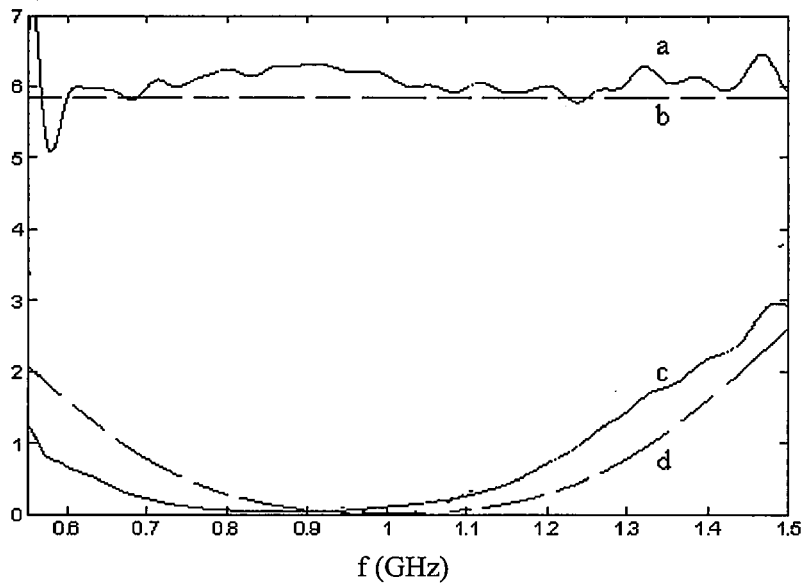


Figure 4.30 Pertes d'insertion en fonction de la fréquence.
 Pertes d'insertion à l'interface Si/ H₂O ((a) mesure, (b) théorie)
 Pertes d'insertion à l'interface Si/SiO₂/SU-8/H₂O ((c) mesure, (d) théorie)

Nous remarquons que le minimum des pertes d'insertions se situe autour de 0,9 GHz, ce qui est dû aux imprécisions liées à l'épaisseur des couches quart d'ondes lors du dépôt.

Nous voyons la nette amélioration de l'adaptation d'impédance entre le silicium et l'eau dont les pertes sont pratiquement nulles avec l'apport de la bicouche SiO₂/SU-8.

Elles passent de 6 dB à 0 dB, nous avons donc atteint l'objectif d'adaptation d'impédance mécanique entre le silicium et l'eau. Nous avons également démontré la capacité de la méthode de mesure à caractériser les propriétés acoustiques de matériaux inconnus tels que les nanocomposites.

Nous avons aussi prouvé que nous pouvons fabriquer de nouveaux matériaux à partir de la résine pure SU-8.

4.3.4 Caractérisation du microsystème sans canal microfluidique

Nous allons présenter des mesures expérimentales effectuées dans deux cas: avec une couche d'oxyde de silicium sur les miroirs et sans couche d'oxyde de silicium sur les miroirs (voir figure 4.31) [97].

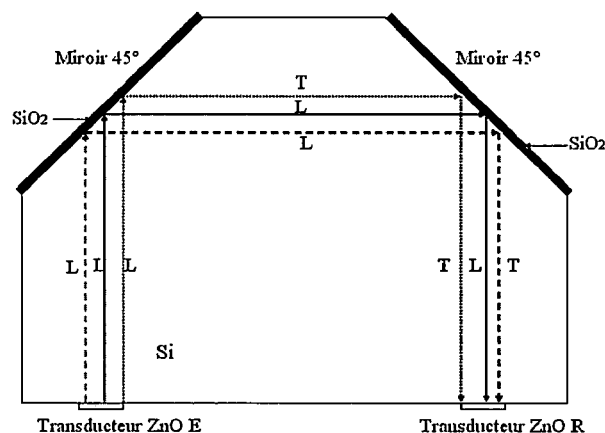


Figure 4.31 Configuration géométrique du microsystème sans canal microfluidique.

Nous représentons sur ce schéma les différentes conversions de modes possibles sur les miroirs. Trois possibilités sont envisagées:

- Une onde longitudinale L incidente sur le premier miroir qui ne subit aucune conversion (trait plein).
- Une conversion en onde T à partir du premier miroir (trait pointillé) jusqu'au transducteur.
- Un parcours en onde T uniquement entre les 2 miroirs (tirés)

Ces résultats vont nous permettre de faire l'étude expérimentale des problèmes de conversion de mode qui surviennent au niveau des miroirs. Nous rappelons qu'il s'agit d'un microsysteme avec deux miroirs inclinés à 45° avec ou sans couche d'oxyde de silicium de $4 \mu\text{m}$. Il ne possède pas de canal microfluidique au milieu.

Nous présentons les résultats de mesures de la réponse en fonction du temps des paramètres S_{11} et S_{21} dans les figures 4.32.a, 4.32.b et 4.32.c.

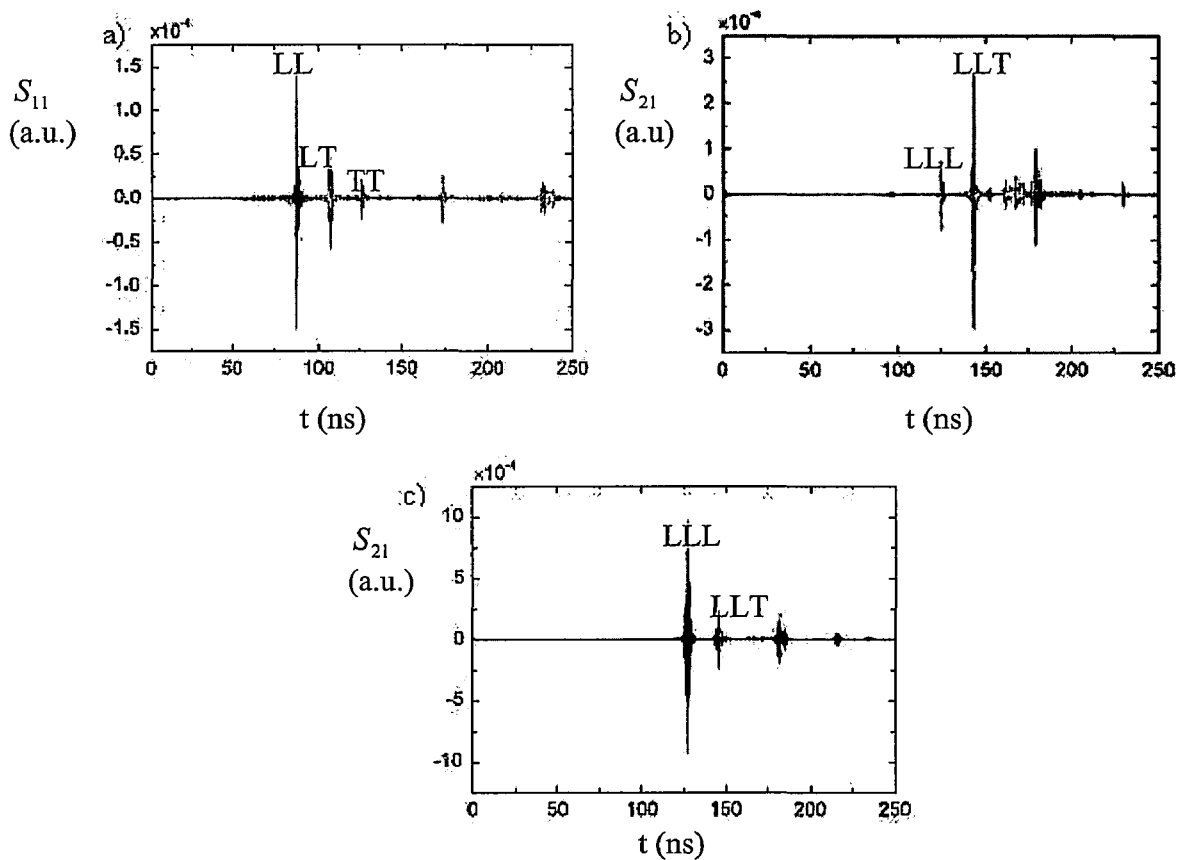


Figure 4.32 Partie réelle de la réponse du microsysteme en fonction du temps.

a) S_{11} , b) S_{21} sans couche d'oxyde de silicium sur les miroirs.

c) S_{21} avec $4 \mu\text{m}$ d'oxyde de silicium sur les miroirs.

La contribution acoustique obtenue par transformée de Fourier de $S_{11}(f)$ et fenêtrage est le signal qui est réfléchi sur la surface opposée du substrat de silicium. Ces mesures en réflexion nous permettent de voir que des ondes longitudinales et transversales sont émises puis réfléchies par le transducteur émetteur même si le signal transversal émis par le transducteur est très faible. Pour effectuer ces mesures, nous alignons une petite partie du transducteur avec la face supérieure du substrat de silicium qui a ici une épaisseur de $370 \mu\text{m}$.

Les célérités des ondes longitudinales et transversales dans le silicium étant respectivement de 8430 m/s et de 5400 m/s , les temps de propagation aller-retour des ondes longitudinales et

transversales du transducteur au sommet du substrat attendus théoriquement sont respectivement de 87,8 ns et de 137 ns. De même, le temps de propagation attendu de l'onde longitudinale émise et convertie en onde transversale reçue par le transducteur est de 112,4 ns. Dans la figure 4.32.a, nous remarquons que l'onde longitudinale émise et reçue par le transducteur (LL) à un temps aller-retour de 87,6 ns et l'onde transversale émise puis reçue par le transducteur à un temps aller-retour 125 ns.

De même, le temps de propagation de l'onde longitudinale émise puis convertie en onde transversale reçue par le transducteur (LT) est de 107.2 ns. Les résultats expérimentaux de mesures en réflexion du paramètre S_{11} sont bien conformes aux résultats théoriques avec une marge d'erreur de 0,4%.

Dans la figure 4.32.b, nous mesurons à partir de S_{21} en transmission l'onde émise par le premier transducteur et reçue par le deuxième transducteur sans couche d'oxyde de silicium sur les miroirs. Le signal reçu LLL représente la propagation de l'onde longitudinale émise par le premier transducteur, réfléchi au niveau des deux miroirs en onde longitudinale et reçue par le deuxième transducteur. LLT représente la propagation de l'onde longitudinale émise par le premier transducteur, réfléchi au niveau du premier miroir en onde longitudinale et au niveau du deuxième miroir convertie en onde transversale et reçue par le deuxième transducteur. Nous introduisons de même les signaux reçus LTT et TTT. La distance entre les transducteurs est de 390 μm centre à centre. Nous regroupons les résultats de mesures prévus et ceux obtenus expérimentalement pour ces différents signaux sans couches d'oxyde de silicium sur les miroirs dans le tableau 4.5.

Nature du parcours dans le microsystème	Résultats attendus (ns)	Mesures obtenues (ns)	Différences (%)
LLL	128.1	124.7	2.7
LLT	150.3	142.9	5.2
LTT	180.4	Entre 160.0 et 172.0	
TTT	184.8	180.0	2.7

Tableau 4.5 Résultats de mesures expérimentales de temps de parcours dans le microsystème sans couche d'adaptation sur les miroirs.

La différence entre la théorie et les mesures n'excède pas 3% pour les ondes LLL et TTT et 6% pour les ondes LLT. Les résultats du tableau 4.5 et la figure 4.32.b nous montrent qu'il y a conversion de mode au niveau des miroirs. Ceci explique que l'amplitude des ondes LLL obtenue est plus faible ($0,8 \times 10^{-4}$) que celle obtenue pour les ondes LLT ($3,2 \times 10^{-4}$) après réflexion sur les deux miroirs.

Si nous apportons une couche d'oxyde de silicium de 4 μm sur les miroirs, nous obtenons la réponse impulsionnelle S_{21} que nous représentons dans la figure 4.32.c. L'amplitude des

ondes LLL obtenues est maintenant de $9,5 \times 10^{-4}$ au lieu de $0,8 \times 10^{-4}$ et de $2,5 \times 10^{-4}$ au lieu de $3,2 \times 10^{-4}$ pour les ondes LLT après réflexion sur les deux miroirs. L'amplitude des ondes LLL est multipliée par 12 au lieu de 4 comme nous l'avons évoqué dans la partie 2.5.1. Cette différence est due à la fréquence à laquelle les mesures ont été effectuées (1,6 GHz au lieu d'un GHz, fréquence pour laquelle l'épaisseur de la couche a été calculée).

Comme cela a été montré avec les simulations Comsol, nous pouvons dire que les couches de SiO₂ corrigent bien la conversion de mode qui survient au niveau des miroirs.

Après avoir présenté les mesures obtenues sans le canal microfluidique pour la résolution du problème de conversion de mode au niveau des miroirs, nous allons présenter des résultats de mesure avec un canal microfluidique intégré dans le microsystème.

4.3.5 Caractérisation du microsystème avec canal microfluidique

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats de mesures expérimentales dans le cas où nous intégrons un canal microfluidique dans le microsystème dont nous rappelons la configuration géométrique à la figure 4.33.

La distance entre les deux sommets du miroir est égale à $190 \mu\text{m}$ et celle entre les deux transducteurs $350 \mu\text{m}$. Le canal microfluidique a pour épaisseur $50 \mu\text{m}$ et pour hauteur $85 \mu\text{m}$. Les miroirs ont pour hauteur $130 \mu\text{m}$ et la distance entre les transducteurs et le début des miroirs est égale à $320 \mu\text{m}$.

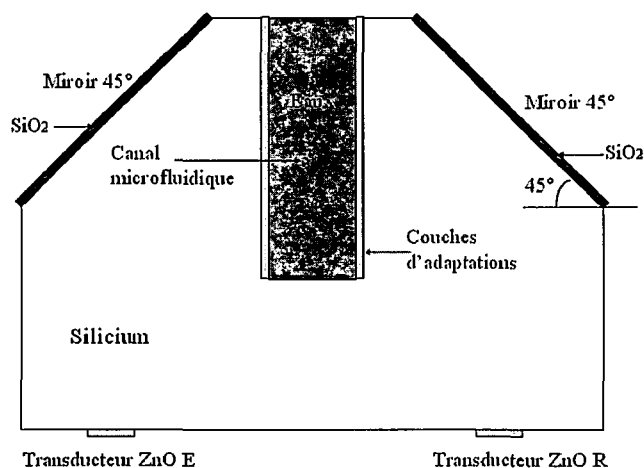


Figure 4.33 Configuration géométrique du microsystème proposé.

Nous mesurerons ensuite les paramètres S_{11} et S_{21} que nous superposerons aux courbes obtenues dans le cas où de l'eau est présente ou non dans le canal microfluidique. Ceci nous permettra d'étudier la réflexion et la transmission de l'onde dans le canal microfluidique ainsi que le signal transmis au deuxième transducteur par rapport au bruit acoustique dans le microsystème. Nous représentons ces résultats de mesures dans les figures 4.34.a, 4.34.b, 4.34.c.

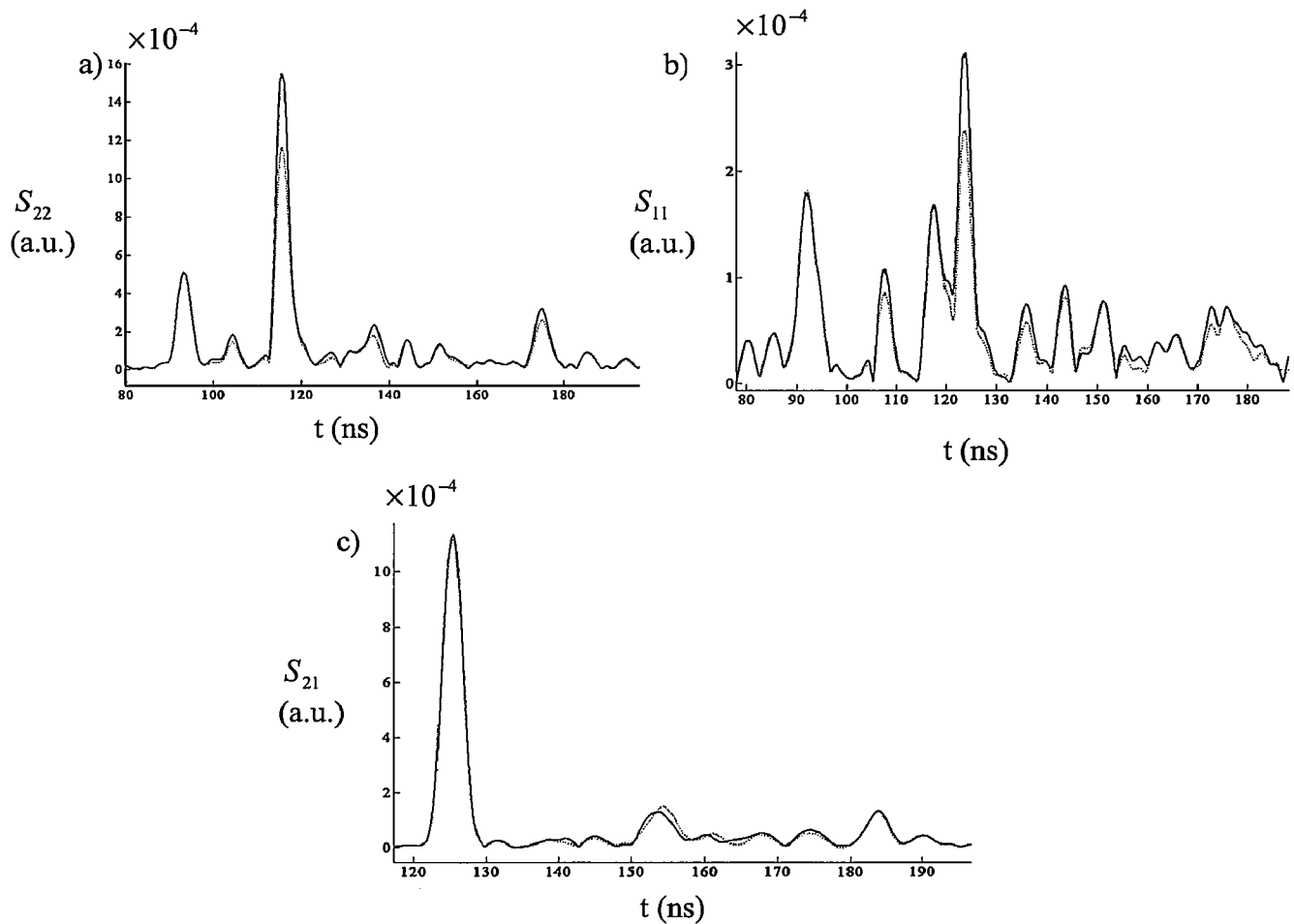


Figure 4.34 Résultats expérimentaux obtenus avec eau (figure en trait plein) et sans eau (figure en pointillé) dans le canal microfluidique.

Mesures en réflexion :

Avec ou sans présence d'eau dans le canal microfluidique, l'onde longitudinale émise par le transducteur 1 ou le transducteur 2 est complètement ou partiellement réfléchi à l'interface substrat/canal microfluidique. Le temps attendu pour recevoir cette onde est de 123,4 ns car la célérité de l'onde longitudinale est de 8430 m/s et la distance aller-retour parcourue du transducteur au canal microfluidique est de 1040 μm .

Dans la figure 4.34.a et 4.34.b, nous effectuons des mesures en réflexion avec les paramètres S_{11} et S_{22} issus respectivement du premier et du deuxième transducteur. Le microsystème étant symétrique de part et d'autre des transducteurs, nous devons observer les mêmes temps d'arrivée pour l'écho qui provient du canal microfluidique sur les transducteurs. Ici, ces deux échos arrivent à peu près en même temps, c'est à dire à 123,6 ns pour le deuxième transducteur et 115,6 ns pour le premier transducteur, soit une erreur de 6,5 %. Ces temps d'arrivée sont bien conformes à la théorie.

Sans eau dans le canal microfluidique, la réflexion de l'onde à l'interface substrat/canal microfluidique est totale (réflexion à l'interface d'une surface libre) et l'onde réfléchi est bien d'amplitude supérieure à celle obtenue avec de l'eau dans le canal microfluidique.

Mesures en transmission :

Nous voyons effectivement comme nous l'avions prédit avec la simulation au paragraphe 4.2.5, que le signal transmis au transducteur récepteur est fortement mélangé à du bruit acoustique. Ceci s'explique par les nombreux faisceaux parasites observés sur les simulations à l'aide du logiciel Comsol.

Une solution est proposée afin de réduire ce bruit [97]. Elle consiste à utiliser des prismes pour guider les ondes dans le canal microfluidique (voir figure 4.35). Ce microsysteme originel intégré sur substrat de silicium comprend:

- des miroirs à 45° permettant de guider l'onde dans un plan parallèle à la surface du substrat.
- un canal microfluidique.
- des prismes de même profondeur que le canal microfluidique permettant d'éliminer l'onde acoustique passant sous le canal microfluidique (générant des signaux parasites multiples si elle parvient au transducteur récepteur).

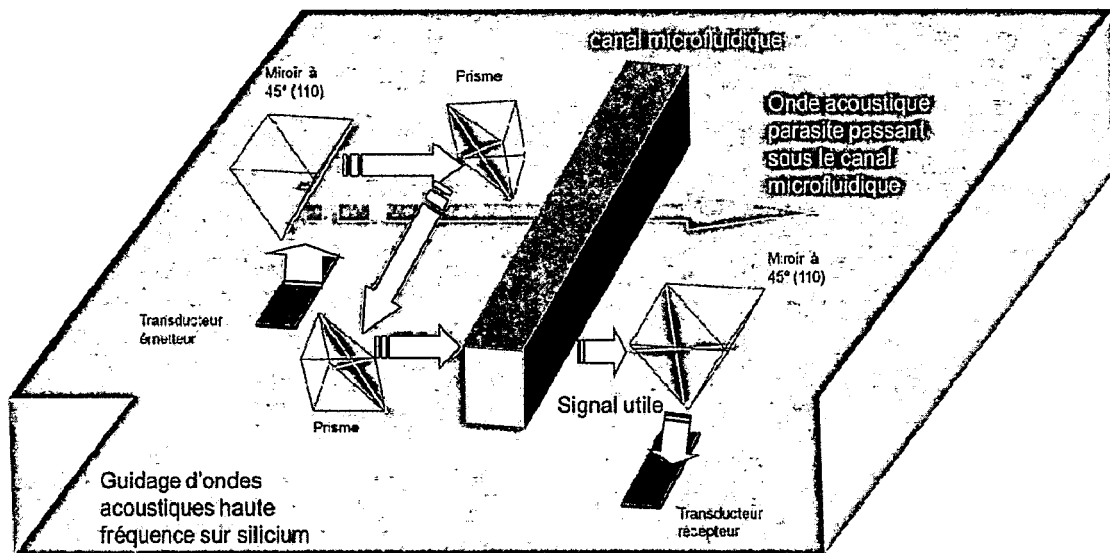


Figure 4.35 Guidage d'ondes acoustiques haute fréquence sur silicium.

Une part importante du bruit acoustique provient de signaux liés à une fraction de l'onde longitudinale provenant des miroirs mais non interceptée par le canal microfluidique.

L'introduction d'un système de 2 prismes de même hauteur que le canal microfluidique qui dévient le faisceau acoustique dans un plan parallèle à la surface du wafer permet de séparer les transducteurs émetteur et récepteur de façon à ne pas recueillir le bruit acoustique sur le récepteur.

4.5 Conclusion

La complexité de la modélisation et le souci de limiter les interférences dans le microsysteme nous ont poussés à utiliser le logiciel de simulation par éléments finis Comsol afin de maîtriser la propagation des ondes acoustiques hautes fréquences dans un microsysteme acoustique sur silicium.

De ces modélisations, nous avons montré qu'il se produit une conversion de mode lors de la réflexion de l'onde longitudinale émise par le transducteur émetteur sur des miroirs inclinés à 45°. Nous avons montré que cette conversion de mode pouvait être minimisée en déposant une couche de 4 μm d'oxyde de silicium sur ces miroirs. L'amplitude de l'onde longitudinale est alors multipliée par 2 après réflexion sur le miroir avec une couche d'oxyde de silicium.

Nous avons comparé les signaux obtenus en modélisant un microsysteme avec des milieux piézoélectriques localisés ou étendus. De cette comparaison, nous avons vu que le faisceau était plus directif avec un milieu piézoélectrique étendu qu'avec un milieu piézoélectrique localisé. Cependant nous avons vu qu'il y avait des interférences issues du rayonnement du milieu piézoélectrique étendu. Ceci induit davantage d'interférences dans le microsysteme. Nous en avons conclu qu'il faudra trouver un compromis entre la directivité du faisceau et les interférences issues du rayonnement de la plaque afin de minimiser ces faisceaux parasites. Pour cela, il faudra utiliser un milieu piézoélectrique localisé mais avec une source d'excitation plus petite. De ces simulations aussi, nous avons fait une comparaison entre le LiNbO_3 dans sa coupe Y tournée de 36° et le ZnO et nous avons montré que le rapport des amplitudes des ondes émises par le ZnO et le LiNbO_3 correspond au rapport des coefficients de couplage électromécaniques de ces derniers. Il sera cependant nécessaire d'adapter les technologies mises en œuvre en particulier dans le cas du transducteur en LiNbO_3 .

La modélisation du microsysteme avec un canal microfluidique nous a permis d'étudier la transmission de l'onde dans le canal microfluidique. Cette étude nous a permis de voir que l'onde réfléchie au niveau du miroir est bien transmise dans le canal microfluidique. Par contre il y a l'apparition d'interférences supplémentaires issues de l'interaction entre le canal microfluidique et les autres éléments du microsysteme.

La modélisation du microsysteme proposé nous a permis de prédire que le signal transmis au transducteur récepteur est largement mélangé à du bruit acoustique, ce qui rend difficile son interprétation.

Avec la simulation, nous avons pu identifier les sources des interférences dans le microsysteme. Elles sont issues de l'interaction entre les transducteurs, les miroirs et le canal microfluidique. Ces signaux sont essentiellement des signaux de bord, des signaux qui se réfléchissent à l'interface substrat/canal microfluidique, des signaux qui passent sous le canal microfluidique et qui se mélangent avec le signal reçu par le deuxième transducteur.

Après la modélisation, nous avons réalisé et caractérisé des transducteurs piézoélectriques et des couches d'adaptation d'impédances mécaniques et nous avons caractérisé de nouveaux nanocomposites fabriqués à base de SU-8 et de nanoparticules.

Des mesures expérimentales sur le microsysteme sans le canal microfluidique nous ont permis de valider la simulation réalisée avec Comsol en montrant que l'apport d'une couche d'oxyde de silicium de 4 μm nous permet de minimiser la conversion de mode au niveau des miroirs.

De même, nous avons fait des mesures sur le microsysteme avec et sans eau dans le canal microfluidique. Ces mesures ont confirmé les prédictions issues de la simulation avec Comsol à savoir que le signal transmis au transducteur récepteur est parasité par du bruit acoustique.

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans ce mémoire a été consacré à la conception, la simulation suivie d'une première caractérisation expérimentale, d'un microsystème acoustique réalisé sur silicium. L'application visée concerne l'analyse des propriétés élastiques de fluides complexes ou de cellules biologiques en canal microfluidique en vue d'analyses biologiques.

Le choix d'un substrat de silicium s'est imposé de façon à rendre dans le futur l'intégration hétérogène plus aisée et compte tenu de la grande variété des opérations technologiques disponibles à l'IEMN sur ce substrat.

L'analyse bibliographique a confirmé l'originalité du dispositif étudié et a permis de le situer parmi les nombreux développements proposés au niveau international. La fréquence ultrasonore utilisée et la disposition des capteurs par rapport au canal microfluidique constituent l'originalité ainsi que le principal atout.

Le deuxième chapitre a été consacré à l'étude du microsystème proposé. Nous avons plus particulièrement étudié les miroirs utilisés pour le guidage de l'onde. Ils contribuent à amener l'onde perpendiculairement à l'axe du canal microfluidique. L'étude du comportement des miroirs vis-à-vis d'une onde longitudinale incidente a mis en évidence l'importance de la conversion en ondes transversales dans le cas d'un angle d'incidence de 45° sur une interface silicium-air. Nous avons également analysé les transducteurs ultrasonores en fonction de leur technologie dans le cas de l'oxyde de zinc et du niobate de lithium dans sa coupe Y tournée de 36° .

Nous avons ensuite estimé les pertes et les performances attendues pour notre microsystème. Les pertes en transmission estimées au départ autour de 56 dB passent à 17 dB après traitement des différentes interfaces. Enfin, nous avons terminé ce chapitre en présentant les différentes microtechnologies applicables à la réalisation de notre microsystème.

Au chapitre 3, nous avons modélisé le dispositif à l'aide du logiciel Comsol. La complexité du dispositif et le souci de maîtriser la propagation des ondes acoustiques hautes fréquences en limitant les interférences entre signal utile et signaux parasites nous ont amenés à utiliser un logiciel multiphysique de calcul par éléments finis. Nous avons montré en premier lieu que les C-PML sont efficaces et absorbent bien les ondes acoustiques dans les milieux que nous avons utilisés. Ceci nous a conduits à montrer qu'il était possible de limiter les multiples réflexions provenant des extrémités du substrat ainsi que les ondes de bords provenant des transducteurs. Nous avons également montré qu'il était possible de décrire la progression de l'onde en fonction du temps, dans le substrat de silicium.

Nous avons étudié la directivité du faisceau sur un substrat de silicium et avons comparé des coupes longitudinales et transversales de champ avec celles estimées analytiquement. Ceci nous a permis d'optimiser la géométrie de notre microsystème.

Dans le quatrième chapitre, sont présentés les résultats de modélisations confrontés aux premiers résultats expérimentaux. Les modélisations ont montré qu'il se produit une conversion de mode lors de la réflexion de l'onde longitudinale émis par le transducteur émetteur au niveau des miroirs inclinés à 45° . Nous avons montré que cette conversion de mode pouvait être minimisée en déposant une couche de $4 \mu\text{m}$ d'oxyde de silicium sur ces miroirs. L'amplitude de l'onde longitudinale est multipliée par 2 après réflexion. Nous avons comparé les signaux obtenus en modélisant un microsystème avec des milieux piézoélectriques localisés ou étendus. De cette comparaison, nous avons déduit que le faisceau était plus directif avec un milieu piézoélectrique étendu qu'avec un milieu piézoélectrique localisé. Cependant nous constatons plus d'interférences liées au rayonnement du milieu piézoélectrique étendu. Nous en avons conclu qu'il fallait trouver un compromis entre la directivité du faisceau et les interférences de façon à minimiser les signaux parasites.

Pour cela, dans le futur, il faudra utiliser un milieu piézoélectrique localisé associé à une source d'excitation légèrement plus petite. De ces simulations nous avons également montré que le rapport des amplitudes des ondes émises par le ZnO et le LiNbO₃ correspondait au rapport des coefficients de couplage électromécaniques de ces milieux.

La modélisation du microsysteme associé à un canal microfluidique nous a permis d'étudier la transmission de l'onde dans le canal. Cette étude nous a permis de voir que l'onde réfléchie au niveau du miroir était bien transmise dans le canal mais qu'il y avait également apparition d'interférences supplémentaires issues de l'interaction entre le canal microfluidique et les autres éléments du microsysteme. Ceci nous a permis de prédire que le signal transmis au transducteur récepteur est fortement mélangé à du bruit acoustique suite à ces interférences. La simulation, nous a permis d'identifier les sources de bruit acoustique dans le microsysteme. Ces signaux sont essentiellement liés aux signaux de bords qui se réfléchissent à l'interface substrat/canal microfluidique, des signaux qui passent sous le canal microfluidique et qui se mélangent avec le signal reçu par le transducteur récepteur.

Dans la partie expérimentale, nous avons réalisé et caractérisé les transducteurs piézoélectriques et des couches d'adaptation d'impédances mécaniques. Nous avons présenté de nouveaux nanocomposites fabriqués à base de SU-8 et nous en avons présenté les caractéristiques acoustiques.

Des premières mesures expérimentales sur le microsysteme sans canal microfluidique nous ont conduits à valider la simulation Comsol en montrant que le gain lié à la couche d'oxyde de silicium qui permet de minimiser la conversion de mode au niveau des miroirs.

De même, nous avons réalisé des mesures sur le microsysteme avec et sans eau dans le canal microfluidique. Ces mesures ont confirmé les prédictions de la simulation, à savoir que le signal transmis au transducteur récepteur est fortement mélangé à du bruit acoustique. Une solution proposée actuellement suite à ces travaux, consiste à utiliser des prismes afin de réduire les signaux parasites liés aux ondes passant sous le canal. Cette solution fait l'objet d'une autre thèse au laboratoire.

Ce travail constitue la première étape du développement d'un nouveau microsysteme. L'outil de simulation Comsol s'est avéré très lourd à mettre en œuvre et très consommateur de ressources informatiques et de temps de calcul. Cependant l'identification des sources de bruit dans le signal transmis a largement contribué à optimiser le dispositif. Des expériences d'application d'un dispositif équipé de prismes pour caractériser l'atténuation de solutions chimiques ou de concentrations de cellules biologiques sont actuellement en cours et laissent augurer de possibilités d'application à la biologie. La caractérisation d'agents de contraste injectés dans le sang et le suivi en situation d'écoulement de la déformation des globules sanguins sont des exemples de sujet d'étude adaptés aux possibilités de notre dispositif.

ANNEXES

- ### Annexe 1: impact économique des microsystèmes

Tableau montrant l'évolution du marché des microsystèmes par applications de 2008 à 2012 (2009-2012: prospection de Yole [129]).

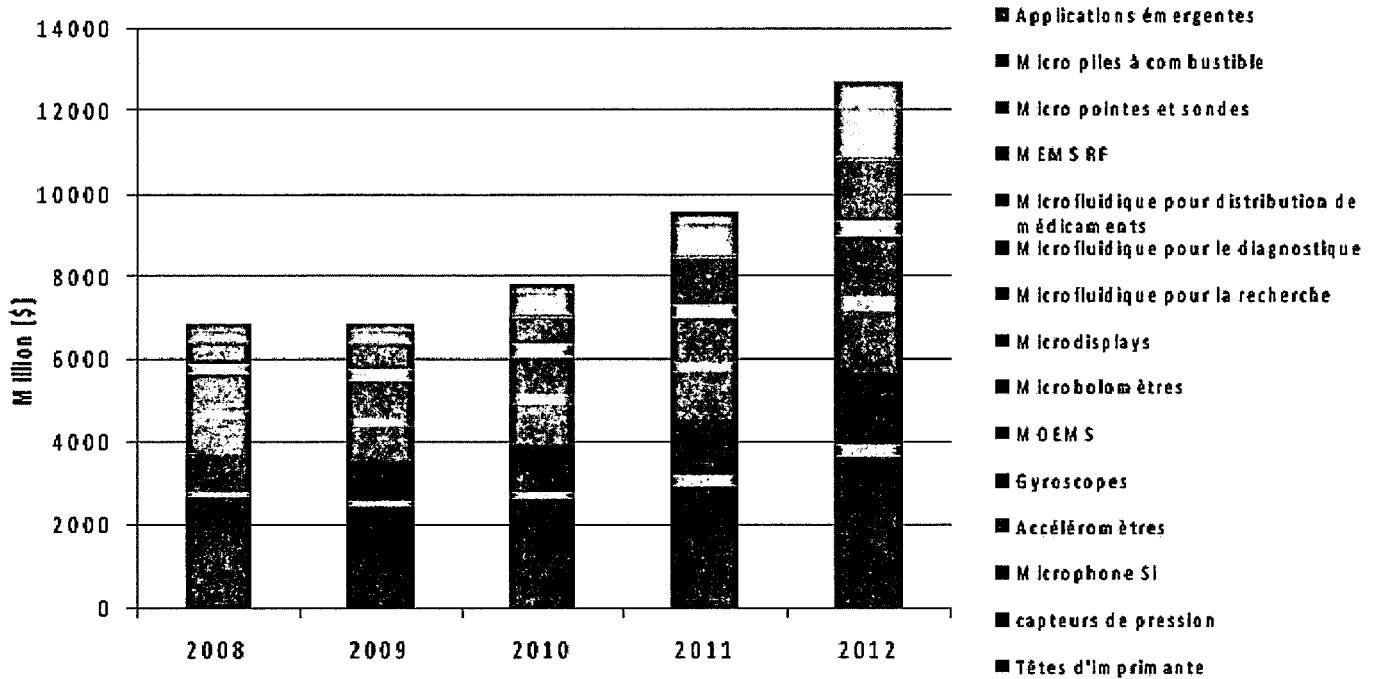


Tableau 5.1: Evolution du marché des microsystèmes par applications de 2008 à 2012 (2009-2012: prospection de Yole [129]).

- ### Annexe 2: Tenseur de Christoffel et courbes de lenteur des solides piézoélectriques et non piézoélectriques

- Le silicium

Le silicium est un cristal du système cubique appartenant à la classe $m\bar{3}m$ et qui est couramment utilisé dans le monde de l'électronique moderne. Nous l'utilisons comme substrat dans notre microsystème. En étudiant son tenseur de Christoffel, nous pouvons déterminer les différents types d'ondes que nous pouvons obtenir ainsi que les différentes polarisations possibles. Nous pouvons ainsi déterminer différentes configurations du vecteur de Poynting, directions et maximum.

Les constantes élastiques du silicium sont données par :

$$c_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix}$$

Dans la suite, les angles polaires θ et φ nous permettent de repérer la direction de propagation \vec{n} suivant l'axe (X, Y, Z), comme nous pouvons le voir dans la figure 5.1.

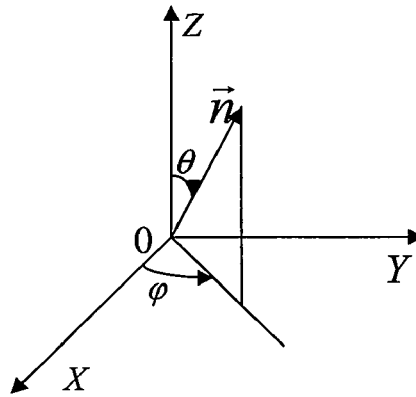


Figure 5.1 Direction de propagation \vec{n} repérée par les angles θ et φ .

$$n_1 = \sin \theta \cdot \cos \varphi, \quad n_2 = \sin \theta \cdot \sin \varphi, \quad n_3 = \cos \theta.$$

Le tenseur de Christoffel du silicium TC_{ii} s'exprime en tenant compte de l'expression des constantes élastiques par :

$$\begin{aligned} TC_{11} &= c_{11} \cdot n_1^2 + c_{44} \cdot (n_2^2 + n_3^2) \\ TC_{12} &= TC_{21} = (c_{12} + c_{44}) \cdot n_1 \cdot n_2 \\ TC_{13} &= TC_{31} = (c_{12} + c_{44}) \cdot n_1 \cdot n_3 \\ TC_{22} &= c_{44} \cdot (n_1^2 + n_3^2) + c_{11} \cdot n_2^2 \\ TC_{23} &= TC_{32} = (c_{12} + c_{44}) \cdot n_2 \cdot n_3 \\ TC_{33} &= c_{44} \cdot (n_1^2 + n_2^2) + c_{11} \cdot n_3^2 \end{aligned}$$

Pour une polarisation dans le plan d'une face du cube, par exemple suivant l'axe (001). C'est-à-dire $n_1 = \cos \varphi$, $n_2 = \sin \varphi$, $n_3 = 0$. n_3 étant nul, nous avons $TC_{13} = TC_{23} = 0$.

Le tenseur TC_{ii} du silicium devient :

$$TC_{ii} = \begin{vmatrix} TC_{11} & TC_{12} & 0 \\ TC_{12} & TC_{22} & 0 \\ 0 & 0 & TC_{33} \end{vmatrix} \quad (5.1)$$

Les différentes composantes du tenseur sont données par :

$$\begin{aligned} TC_{11} &= c_{11} \cdot \cos^2 \varphi + c_{44} \cdot \sin^2 \varphi & TC_{12} &= (c_{12} + c_{44}) \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi \\ TC_{22} &= c_{11} \cdot \sin^2 \varphi + c_{44} \cdot \cos^2 \varphi & TC_{33} &= c_{44} \end{aligned}$$

Les valeurs propres et les vecteurs propres sont donnés par le système d'équation 5.2 :

$$[TC_{ik} - \rho \cdot V^2 \cdot \delta_{ik}] \cdot u_k = 0 \quad (5.2)$$

Avec $\delta_{ik} = 0$ pour $i \neq k$ et $\delta_{ik} = 1$ pour $i = k$.

Nous pouvons alors écrire en utilisant l'équation (5.2) :

$$\begin{bmatrix} TC_{11} - \rho \cdot V^2 & TC_{12} & 0 \\ TC_{12} & TC_{22} - \rho \cdot V^2 & 0 \\ 0 & 0 & TC_{33} - \rho \cdot V^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

Le déterminant est donné par la relation :

$$Det = (TC_{33} - \rho \cdot V^2) \cdot [(TC_{11} - \rho \cdot V^2) \cdot (TC_{22} - \rho \cdot V^2) - TC_{12}^2]$$

Pour avoir les solutions du système, nous devons résoudre le système d'équation $D = 0$.

Une première solution nous donne :

$$V = \sqrt{\frac{\Gamma_{33}}{\rho}}, \text{ soit } V_3 = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}.$$

Pour connaître la polarisation de l'onde, il faut remplacer $\rho \cdot V^2$ par sa valeur dans l'équation (5.3). Ceci entraîne alors $u_1 = u_2 = 0$ et $u_3 \neq 0$. Nous remarquons alors que quelque soit la direction de propagation dans le plan (001), il existe une onde transversale polarisée suivant

OZ et de vitesse $V_3 = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}$ indépendante de l'angle φ .

La 2^{ème} solution nous donne une solution double :

$$[(TC_{11} - \rho \cdot V^2) \cdot (TC_{22} - \rho \cdot V^2) - TC_{12}^2] = 0 \quad (5.4)$$

$$L'équation (5.4) \text{ conduit à } \rho^2 \cdot V^4 - \rho \cdot V^2 \cdot (TC_{11} + TC_{22}) + TC_{11} \cdot TC_{22} - TC_{12}^2 = 0$$

La solution double est donnée par la relation :

$$\rho \cdot V_{1,2}^2 = \frac{(TC_{11} + TC_{22}) \pm \sqrt{\Delta}}{2},$$

$$\text{Avec } \Delta = (TC_{11} - TC_{22})^2 + 4 \cdot TC_{12}^2$$

En remplaçant TC_{11} , TC_{22} et TC_{12} par leur valeur, nous obtenons en fonction de l'angle φ , deux vitesses, une quasi-longitudinale V_1 et une quasi-transversale V_2 :

$$2\rho \cdot V_1^2 = c_{11} + c_{44} + \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 \cdot \cos^2 2\varphi + (c_{12} + c_{44})^2 \cdot \sin^2 2\varphi}$$

$$2\rho \cdot V_2^2 = c_{11} + c_{44} - \sqrt{(c_{11} - c_{44})^2 \cdot \cos^2 2\varphi + (c_{12} + c_{44})^2 \cdot \sin^2 2\varphi}$$

Nous traçons dans la figure 5.2 la surface des lenteurs du silicium (classe m3m) pour une coupe par le plan (001).

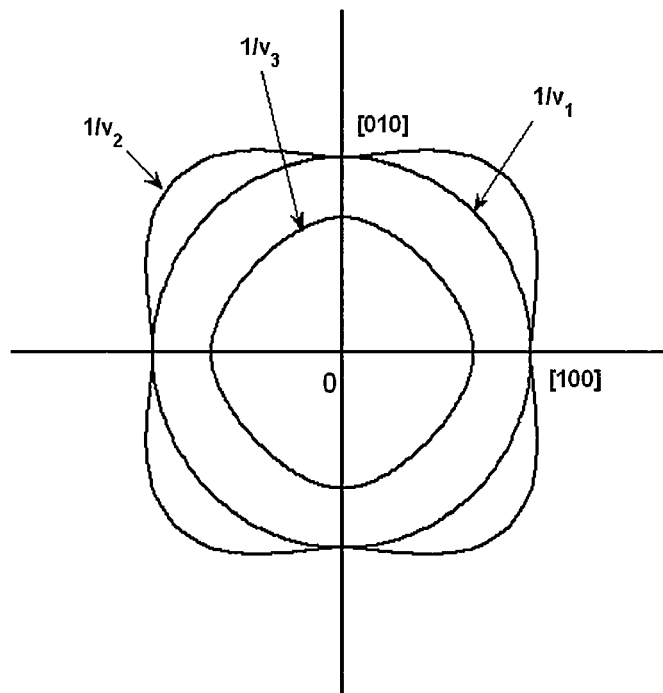


Figure 5.2 Courbes de lenteur du silicium par le plan (001).

La section de la surface des lenteurs nous permet de voir qu'il y aura deux types d'ondes dans le substrat de silicium, une longitudinale et une transversale.

- Le Niobate de Lithium

Le niobate de lithium est un matériau piézoélectrique qui présente une structure cristalline trigonale et une classe 3m. Les tenseurs spécifiques, constantes élastiques, constantes piézoélectriques et permittivités diélectriques sont donnés par :

$$c_{ijkl} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & -c_{14} & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ c_{14} & -c_{14} & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & c_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{14} & c_{66} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{bmatrix}$$

$$e_{i\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & -e_{22} \\ -e_{22} & e_{22} & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\varepsilon_{ij}^{\zeta} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^{\zeta} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11}^{\zeta} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^{\zeta} \end{bmatrix}$$

Ces éléments ont pour valeurs numériques :

$$c_{11} = 20.3 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{12} = 5.3 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{13} = 7.5 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{33} = 24.5 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \\ c_{44} = 6.0 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{14} = 0.9 \times 10^{10} \text{ N/m}^2.$$

$$e_{11} = 0, \quad e_{14} = 0, \quad e_{15} = 3.7C/\text{m}^2, \quad e_{22} = 2.5C/\text{m}^2, \quad e_{31} = 0.2C/\text{m}^2, \quad e_{33} = 1.3C/\text{m}^2.$$

$$\varepsilon_{11}^{\zeta} = 38.9 \times 10^{-11} \text{ F/m}, \quad \varepsilon_{33}^{\zeta} = 25.7 \times 10^{-11} \text{ F/m}.$$

En utilisant le tenseur de Christoffel pour les cristaux piézoélectriques, nous obtenons les courbes de lenteur du Niobate de lithium. La résolution des équations du tenseur de Christoffel permet de remonter aux polarisations et aux vitesses des ondes planes. La solution que nous allons détailler dans la suite montre qu'il existe une onde transversale V_3 polarisée sur le plan X et deux ondes (une quasi-transversale V_2 et une quasi-longitudinale V_1) polarisée dans le plan YZ.

Nous rappelons l'expression du tenseur de Christoffel pour les solides piézoélectriques :

$$\overline{TC}_{il} = TC_{il} + \frac{\gamma_i \cdot \gamma_l}{\varepsilon},$$

$$\text{Avec } TC_{il} = c_{ijkl}^E \cdot n_j \cdot n_k, \quad \gamma_i = e_{kij} \cdot n_j \cdot n_k, \quad \varepsilon = \varepsilon_{jk}^{\zeta} \cdot n_j \cdot n_k.$$

Pour une polarisation dans le plan d'une face du cube, par exemple suivant l'axe (100). C'est-à-dire $n_1 = 0$, $n_2 = \sin \theta$, $n_3 = \cos \theta$. n_1 étant nul, nous avons :

$$\overline{TC}_{13} = \overline{TC}_{31} = \overline{TC}_{12} = \overline{TC}_{21} = 0.$$

Le tenseur \overline{TC}_{il} du Niobate de Lithium devient :

$$\overline{TC}_{il} = \begin{bmatrix} \overline{TC}_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \overline{TC}_{22} & \overline{TC}_{23} \\ 0 & \overline{TC}_{32} & \overline{TC}_{33} \end{bmatrix} \quad (5.5)$$

$$\text{Avec } \overline{TC}_{11} = TC_{11}; \quad \overline{TC}_{22} = TC_{22} + \frac{\gamma_2^2}{\varepsilon}; \quad \overline{TC}_{33} = TC_{33} + \frac{\gamma_3^2}{\varepsilon}; \quad \overline{TC}_{23} = \overline{TC}_{32} = TC_{23} + \frac{\gamma_2 \cdot \gamma_3}{\varepsilon}.$$

Les différentes composantes du tenseur sont données par :

$$\gamma_1 = 0$$

$$\gamma_2 = e_{22} \cdot \sin^2 \theta + (e_{15} + e_{31}) \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta$$

$$\gamma_3 = e_{15} \cdot \sin^2 \theta + e_{33} \cdot \cos^2 \theta$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{11} \cdot \sin^2 \theta + \varepsilon_{33} \cdot \cos^2 \theta$$

$$TC_{12} = TC_{21} = TC_{13} = TC_{31} = 0$$

$$TC_{11} = c_{44}; TC_{22} = c_{44} \cdot \cos^2 \theta + c_{11} \cdot \sin^2 \theta; TC_{23} = TC_{32} = (c_{12} + c_{44}) \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta;$$

$$TC_{33} = c_{44} \cdot \sin^2 \theta + c_{11} \cdot \cos^2 \theta.$$

Les valeurs propres et les vecteurs propres sont donnés par le système :

$$\left[\overline{TC}_{ik} - \rho \cdot V^2 \cdot \delta_{ik} \right] \cdot u_k = 0 \quad (5.6)$$

Nous pouvons alors écrire en utilisant l'équation (5.6) :

$$\begin{bmatrix} \overline{TC}_{11} - \rho \cdot V^2 & 0 & 0 \\ 0 & \overline{TC}_{22} - \rho \cdot V^2 & \overline{TC}_{23} \\ 0 & \overline{TC}_{32} & \overline{TC}_{33} - \rho \cdot V^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

Le déterminant est donné par la relation:

$$Det = (\overline{TC}_{11} - \rho \cdot V^2) \left[(\overline{TC}_{22} - \rho \cdot V^2)(\overline{TC}_{33} - \rho \cdot V^2) - \overline{TC}_{32}^2 \right]$$

Pour avoir les solutions du système, nous devons résoudre le système d'équation $Det = 0$

Une première solution nous donne :

$$V = \sqrt{\frac{\overline{TC}_{11}}{\rho}}, \text{ soit } V_3 = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}.$$

Pour connaître la polarisation de l'onde, il faut remplacer $\rho \cdot V^2$ par sa valeur dans l'équation (5.7). Ceci entraîne alors $u_2 = u_3 = 0$ et $u_1 \neq 0$. Nous remarquons alors que quelque soit la direction de propagation dans le plan (100), il existe une onde transversale polarisée suivant

OX et de vitesse $V_3 = \sqrt{\frac{c_{44}}{\rho}}$ indépendante de l'angle θ . Nous remarquons que cette vitesse n'est pas affectée par la piézoélectricité.

La 2^{ième} solution nous donne une solution double :

$$\left[(\overline{TC}_{22} - \rho \cdot V^2)(\overline{TC}_{33} - \rho \cdot V^2) - \overline{TC}_{23}^2 \right] = 0 \quad (5.8)$$

Nous obtenons une solution double est donnée par la relation :

$$\rho \cdot V_{1,2}^2 = \frac{(\overline{TC}_{22} + \overline{TC}_{33}) \pm \sqrt{\Pi}}{2},$$

$$\text{Avec } \Pi = (\overline{TC}_{22} - \overline{TC}_{33})^2 + 4 \cdot \overline{TC}_{23}^2$$

En remplaçant \overline{TC}_{22} , \overline{TC}_{33} et \overline{TC}_{23} par leur valeur, nous obtenons en fonction de l'angle θ , deux vitesses, une quasi-longitudinale V_1 et une quasi-transversale V_2 :

$$2\rho \cdot V_1^2 = \overline{TC}_{22} + \overline{TC}_{33} + \sqrt{\Pi} = \overline{TC}_{22} + \overline{TC}_{33} + \sqrt{(\overline{TC}_{22} - \overline{TC}_{33})^2 + 4 \cdot \overline{TC}_{23}^2}$$

$$2\rho \cdot V_2^2 = \overline{TC}_{22} + \overline{TC}_{33} - \sqrt{\Pi} = \overline{TC}_{22} + \overline{TC}_{33} - \sqrt{(\overline{TC}_{22} - \overline{TC}_{33})^2 + 4 \cdot \overline{TC}_{23}^2}$$

Nous traçons dans la figure 5.3 la surface des lenteurs du niobate de lithium (classe 3m) pour une coupe par le plan (001), [95].

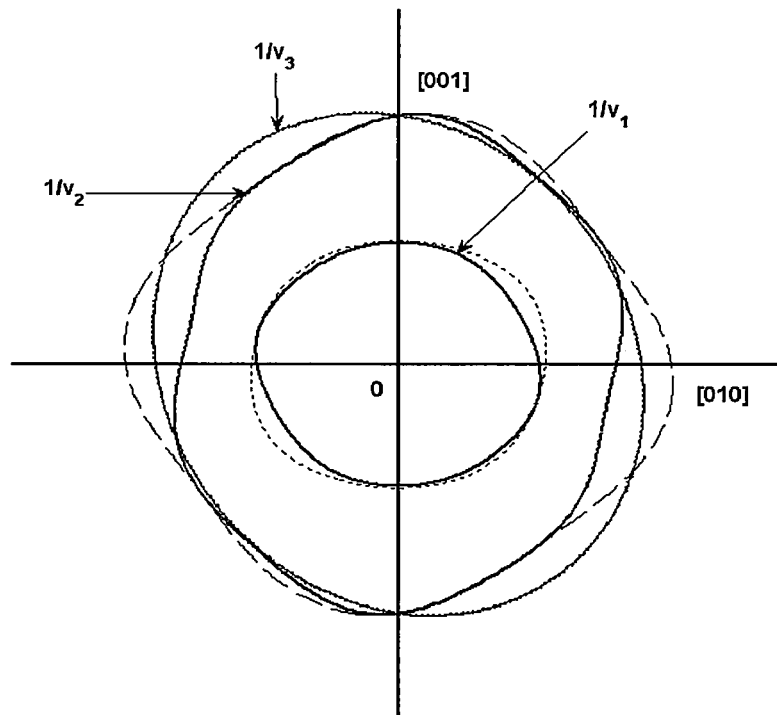


Figure 5.3 Courbes des lenteurs du niobate de lithium (classe 3m) par le plan YZ. Les courbes en trait discontinu ne tiennent pas compte de la piézoélectricité. L'onde transversale est ici piézoélectriquement inactive.

Soit K , le coefficient de couplage électromécanique, ce coefficient de mérite traduit l'aptitude d'un matériau piézoélectrique à convertir l'énergie acoustique en énergie électrique, et vice-versa. Ce coefficient représente aussi l'écart entre la courbe en trait plein et l'écart entre la courbe en trait discontinu qui varie avec la direction. De même, le carré du coefficient de couplage électromécanique K^2 représente le quotient entre l'énergie potentielle électrique et l'énergie potentielle totale de l'onde plane. Le coefficient de couplage est défini par la relation suivante 5.9 :

$$K = \sqrt{\frac{V_d^2 - V^2}{V_d^2}} \quad (5.9)$$

V_d : vitesse de phase calculée en tenant compte de la piézoélectricité.

V : vitesse de phase calculée sans tenir compte de la piézoélectricité.

Le niobate de lithium présente des variations de K en fonction de la direction dans son plan cristallographique YZ, [95].

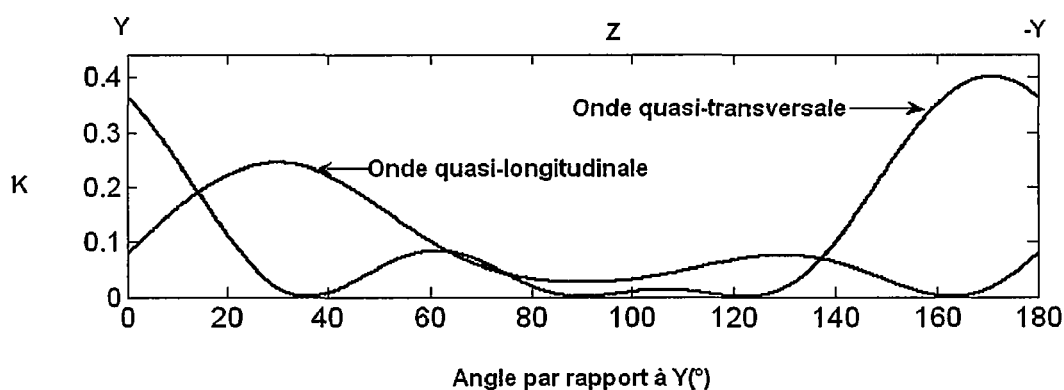


Figure 5.4 Coefficient de couplage électromécanique K en fonction de la direction dans le plan YZ du niobate de lithium.

L'avantage du niobate de lithium est son fort coefficient de couplage électromécanique K par rapport à différentes polarisations du matériau. Ainsi, ces deux courbes permettent de choisir une orientation du cristal piézoélectrique en fonction de l'utilisation voulue.

Un cristal de niobate de lithium orienté selon une coupe d'orientation $\theta = 163^\circ$ par rapport à Y ne générera que des ondes transversales. La valeur du coefficient de couplage K_t est de 0,62. Pour ne générer que des ondes acoustiques longitudinales, il faut que l'onde transversale soit nulle. En étudiant la courbe du coefficient de couplage électromécanique, nous remarquons que les modes purement longitudinaux sont générés en trois orientations différentes, qui ont pour valeur $\theta = 36^\circ$, $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 123^\circ$. Parmi ces trois orientations, la valeur de K_t est maximale pour $\theta = 36^\circ$ et est égale à 0,49. Ce sera donc cet angle qui sera choisi pour nos simulations.

Nous venons de voir après étude que le niobate de lithium est très intéressant grâce à son fort coefficient de couplage électromécanique pour générer des ondes transversales ou longitudinales.

- L'oxyde de Zinc

L'oxyde de zinc est un matériau piézoélectrique appartenant au système hexagonal et de classe 6mm. Ces tenseurs spécifiques, constantes élastiques, constantes piézoélectriques et permittivités diélectriques sont donnés par :

$$c_{ijkl} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{bmatrix}$$

$$e_{i\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\varepsilon_{ij}^{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11}^{\varepsilon} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11}^{\varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33}^{\varepsilon} \end{bmatrix}$$

Ces constantes ont pour valeurs :

$$c_{11} = 20.97 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{12} = 12.11 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{13} = 10.51 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \\ c_{33} = 21.09 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, \quad c_{44} = 4.25 \times 10^{10} \text{ N/m}^2.$$

$$e_{15} = -0.59 \text{ C/m}^2, \quad e_{31} = -0.61 \text{ C/m}^2, \quad e_{33} = 1.14 \text{ C/m}^2.$$

$$\varepsilon_{11}^{\varepsilon} = 7.38 \times 10^{-11} \text{ F/m}, \quad \varepsilon_{33}^{\varepsilon} = 7.83 \times 10^{-11} \text{ F/m}.$$

De la même manière que pour le niobate de lithium, nous obtenons la courbe de lenteur du ZnO en utilisant le tenseur de Christoffel pour les cristaux piézoélectriques. La résolution des équations du tenseur de Christoffel permet de remonter aux polarisations et aux vitesses des ondes planes. La solution montre qu'il existe une onde transversale V_3 polarisée sur le plan X et deux ondes (une quasi-transversale V_2 et une quasi-longitudinale V_1) polarisée dans le plan YZ [95].

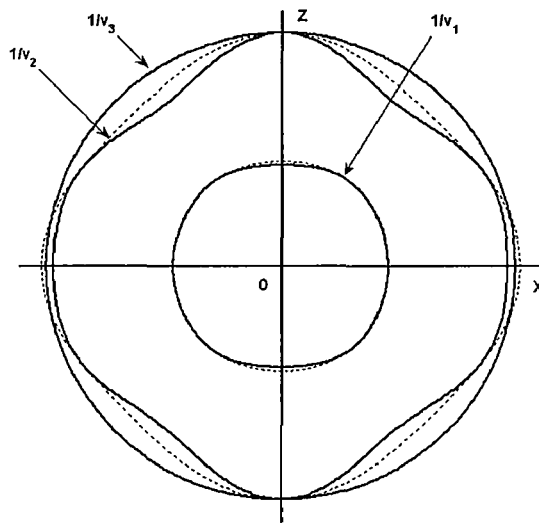


Figure 5.5 Courbes des lentesurs de l'oxyde de zinc (classe 6mm) par le plan XZ. Les courbes en trait discontinu ne tiennent pas compte de la piézoélectricité. L'onde transversale est ici piézoélectriquement inactive.

- **Annexe 3: Généralités sur les microtechnologies employées pour la conception de microsystèmes**

A. Généralités sur les microtechnologies employées pour la conception de microsystèmes

Les microsystèmes sont obtenus par des techniques de micro-usinage qui consiste à réaliser des dépôts de matière en couche mince, de la photolithographie, des techniques de gravures. Ces processus sont des techniques de base de la microtechnologie (gravure et dépôt de couches minces) que nous allons présenter dans la suite.

- Photolithographie

La photolithographie est une technique permettant de transférer des motifs de taille micronique d'un masque sur une résine. Cette opération est basée sur l'utilisation d'une résine photosensible qui est un composé organique (polymère thermoplastique) dont la solubilité est affectée par le rayonnement UV. Il existe des résines positives et des résines négatives. Pour une résine dite positive, les zones insolées (à travers les parties transparentes du masque) sont éliminées à la révélation (voir figure 5.6). Les résines dites négatives sont au contraire polymérisées sous rayonnement UV. La taille minimale des motifs obtenus est d'environ 1 μm dans le cas d'une lithographie réalisée avec une épaisseur de résine de l'ordre du micromètre. Le masque est une plaque de quartz recouverte d'une couche de chrome, dans laquelle sont gravés les motifs. Le principe de la photolithographie s'apparente à la photographie, puisqu'il comporte une étape d'insolation, de révélation puis de développement.

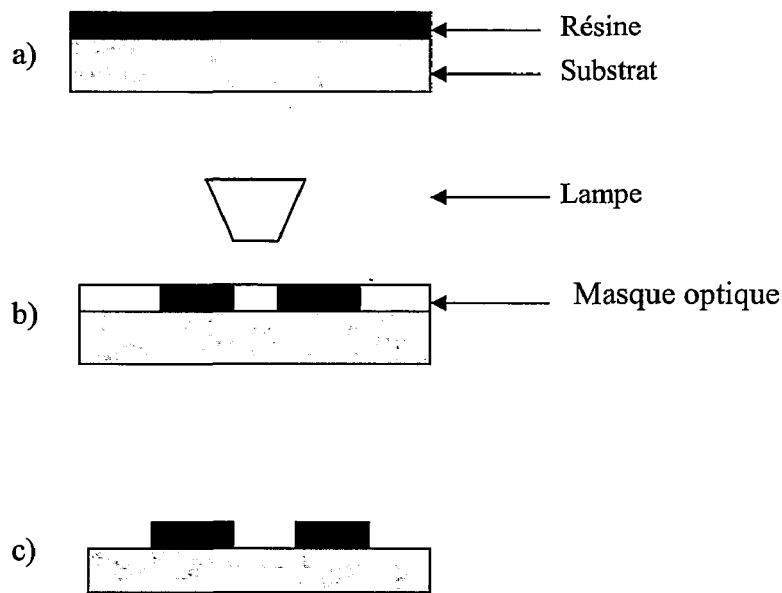


Figure 5.6 Schéma de principe de la photolithographie (dans le cas d'une résine positive) : a) dépôt de la résine sur le substrat par enduction ; b) insolation locale de la résine sous UV au travers d'un masque optique ; c) révélation (la résine insolée se dissout dans le développeur).

Étalement d'une résine photosensible positive

Une résine photosensible positive est étalée sur le substrat avec une tournette, qui met l'échantillon en rotation rapide. Il suffit d'y déposer quelques mL de résine avec une pipette pour obtenir une couche fine et d'épaisseur uniforme.

L'épaisseur de résine déposée dépend de la vitesse (souvent exprimée en rpm : *revolution per minute*), de l'accélération (souvent exprimée en rpm.s⁻¹ : *revolution per minute / s*), de la durée de la rotation, et de la viscosité de la résine utilisée. Après étalement, la résine est séchée pendant quelques minutes sur une plaque chauffante.

Insolation de la résine à travers le masque

L'échantillon recouvert de résine est installé dans la machine à insoler. Il est positionné, avec précision par rapport au masque, sous le microscope de la machine. Il s'agit à l'IEMN d'aligneurs Karl Suss MA750 et MA6/BA6 Suss MicroTec (alignement de masque et exposition en proximité, en contact doux, dur et chambre à vide ; alignement submicronique et exposition avec résines minces ou épaisses) présenté à la figure 5.7. Lorsque le positionnement est correct, l'échantillon est mis en contact avec le masque par aspiration puis est insolé. Le temps d'exposition dépend de l'épaisseur de résine et de la puissance de la lampe UV à vapeur de mercure ($\lambda = 350 - 500 \text{ nm}$).

Développement de la résine insolée

La dernière étape de photolithographie consiste à dissoudre les zones de résine exposées à la lumière UV dans le développeur.



Figure 5.7 Photographie de l'aligneur MA6/BA6 Suss Micro Tec: alignement des substrats par rapport au masque optique et insolation en UV250 et en UV400.

- Techniques de dépôts de couches minces

Les dépôts de couches minces sont des techniques qui permettent de déposer des couches minces sur un substrat de silicium par exemple. Ces couches peuvent être de nature piézoélectrique ou non-piézoélectrique. Nous pouvons ainsi déposer des couches d'épaisseur environnant les quelques dizaines de nanomètres sur un substrat.

Cette technique est aujourd'hui capitale dans tout procédé de fabrication des microsystèmes. Elle est donc utile dans la fabrication de systèmes optiques (pour des traitements antireflets par exemple), de systèmes électroniques (couches isolateurs, semi-conducteurs par exemple). Ces techniques de dépôt peuvent être décomposées en deux grandes catégories: il existe des techniques de dépôts physiques et des techniques de dépôts chimiques, ainsi que d'autres techniques de dépôts.

Techniques de dépôt par évaporation :

Elle consiste à provoquer l'évaporation d'un métal dans le vide en le chauffant jusqu'à sa température d'ébullition. Cette évaporation entraîne un décrochage des atomes métalliques qui vont alors se propager et se fixer sur la surface froide de l'objet à concevoir.

Diverses techniques permettent de réchauffer le métal à évaporer:

✓ Le creuset: il s'agit d'un récipient réchauffé par une résistance électrique et dans lequel est installé le métal. Nous plaçons ensuite au dessus de ce creuset le substrat à traiter.

✓ Le canon à électrons: Nous soumettons l'échantillon du métal à évaporer à un intense faisceau d'électrons qui le réchauffe jusqu'à évaporation. Le substrat à traiter est placé au dessus comme pour le creuset.

Un schéma de principe de métallisation par évaporation est donné dans la figure 5.8.

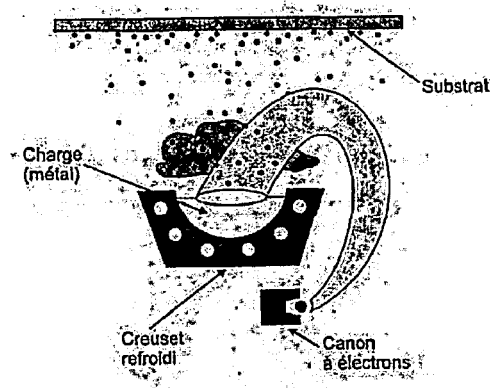


Figure 5.8: Schéma de principe de dépôt par évaporation.

Techniques de dépôt par pulvérisation cathodique

Par rapport au dépôt par évaporation, cette méthode permet d'effectuer des dépôts de couches plus denses et donc d'obtenir une meilleure adhérence de la couche sur le substrat. C'est cette méthode que nous utilisons en générale pour fabriquer nos transducteurs en ZnO.

Il se définit en deux phases (voir figure 5.9):

✓ Des atomes superficiels d'une cible du matériau à déposer (cathode), sont éjectés par des atomes ionisés de gaz.

✓ Il y a ensuite le transfert des atomes éjectés sur un substrat (anode) que nous désirons recouvrir d'une couche mince.

Tout ceci se déroule toujours dans une chambre à vide.

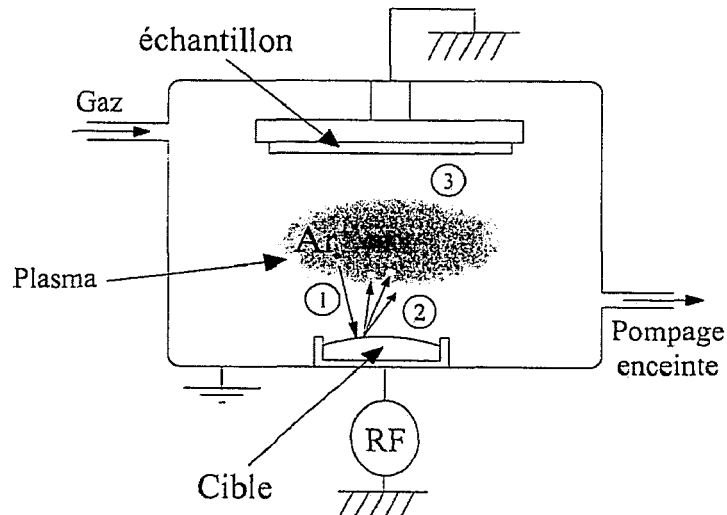


Figure 5.9 Schéma de principe de la métallisation par pulvérisation cathodique: éjection d'atomes de la cible et leur transfert vers le substrat.

La méthode de pulvérisation cathodique est une méthode de déposition douce, à la surface de l'échantillon, d'un grand nombre de matériaux tels que le chrome, l'argent, le cuivre, le platine, le nickel, le tungstène, l'oxyde de silicium. Pour introduire l'argon dans l'enceinte, nous appliquons une pression de 10^{-8} mbar et une excitation haute fréquence est appliquée sur la cible. Nous créons ainsi un plasma (mélange globalement neutre d'ions argon et d'électrons) au voisinage de la cible. Elle se trouve alors bombardée par les électrons et les ions plasma. La mobilité des électrons étant supérieure à celle des ions, un plus grand nombre d'électrons arrivent sur la cible et celle-ci s'autopolarise négativement pour repousser les électrons excédentaires. Les ions argon sont accélérés par le champ électrique ainsi créé et transfèrent leur quantité de mouvement aux atomes de la cible qui s'arrachent à celles-ci. Ensuite ces atomes se déposent sur l'échantillon placé en regard de la cible.

Technique de dépôt chimique en phase vapeur

La technique de dépôt chimique en phase vapeur ou CVD (Chemical Vapor Deposition), est une technique de dépôt de couches minces à partir de précurseur gazeux [132].

Le principe d'un procédé CVD se repose sur l'exposition à un ou plusieurs précurseurs en phase gazeuse qui se décomposent à la surface du substrat pour générer le dépôt désiré.

Ce procédé peut permettre d'effectuer des dépôts matériaux sous différentes formes: monocristallins, polycristallins, amorphes, épitaxiés. Ces matériaux incluent le silicium, la silice, le silicium-germanium, les carbures de silicium, du carbone diamant, les fibres, nanofibres, filaments, nanotubes de carbone, le tungstène et des matériaux à haute permittivité électrique.

Nous utilisons dans notre cas la technique du (PECVD) pour Plasma-Enhanced CVD afin de déposer les couches de dioxydes de silicium.

- Techniques de report et amincissage de couches piézoélectriques

Le report et l'amincissement de couches minces est une technologie de fabrication de transducteurs qui peut permettre d'atteindre des gammes de fréquences allant de quelques MHz à 1GHz. Ceci est compatible avec les technologies d'usinage du silicium.

Ce micro usinage est exclusivement utilisée au sein de notre laboratoire et elle consiste à coller à froid un monocristal piézoélectrique épais, sur un substrat constituant le milieu de propagation, par diffusion métallique puis à l'amincir, par abrasion, jusqu'à l'épaisseur désirée souvent égale à une demi longueur d'onde dans le milieu piézoélectrique. Les techniques d'amincissement vont nous permettre ensuite de fixer la limite des épaisseurs de couches piézoélectriques, celles-ci pouvant donc atteindre quelques micromètres (3.16 μ m pour les transducteurs d'oxyde de zinc, ZnO et 3.7 μ m pour les transducteurs en niobate de lithium LiNbO₃).

L'avantage de la technique de report est que la coupe du transducteur monocristallin est indépendante de celle du substrat, ce qui rend libre le choix du mode d'ondes élastiques (longitudinale ou transversale). À ce titre, le niobate de lithium constitue le candidat idéal du fait de ses excellents coefficients de couplage électromécanique, quasi longitudinal ($K_l = 0,49$) et quasi transversal ($K_t = 0,62$).

Nous présentons dans la figure 5.10, le premier transducteur en LiNbO₃, réalisé au laboratoire, d'épaisseur 5 μ m correspondant à une fréquence de 700 MHz, et pour cela, Le monocristal de LiNbO₃ utilisé est orienté selon un axe cristallographique Y plus 36° autour de l'axe X (mode longitudinal pur). Il est collé à froid sur la ligne à retard par l'intermédiaire d'une couche d'indium passivée. Il est ensuite poli pour atteindre la fréquence de travail souhaitée.

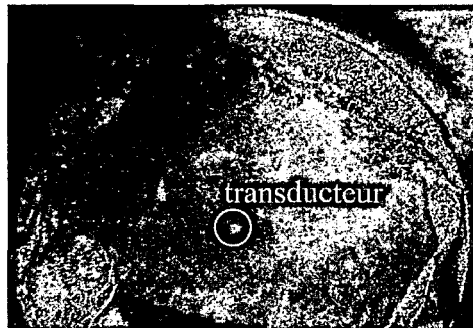


Figure 5.10 Transducteur obtenu par report et amincissement.

Les dépôts métalliques sont réalisés dans un bâti destiné à cet usage et représenté sur la photo 5.1. Les capteurs les plus communément réalisés résonnent à des fréquences centrales allant de 10MHz à 800MHz auxquelles correspondent des épaisseurs comprises entre quelques centaines de micromètres (350 micromètres) et quelques micromètres (3micromètres).

Cela dit, il existe aussi une méthode de réalisation de transducteurs piézoélectrique par pulvérisation. La pulvérisation cathodique d'oxyde de zinc permet de déposer une couche mince d'une demi-longueur d'onde. Elle ne permet ni un choix aussi large de matériaux piézo-électrique, ni le choix de l'orientation cristalline, elle est par contre beaucoup plus performante sur le contrôle des faibles épaisseurs. Les réalisations de transducteurs par pulvérisation cathodique ont été effectuées au sein de l'équipe MIMM de l'IEMN-DOAE.

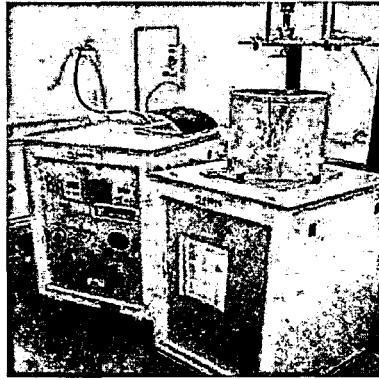


Photo 5.1 Bâti d'évaporation de couches métalliques destinées au collage du transducteur piézoélectrique sur le substrat.

- Techniques de gravure Si

Nous allons passer en revue les différentes techniques de gravure de substrat de silicium qui existent dans la littérature. Cette technique est une étape extrêmement importante lors de la fabrication de microsystèmes [130].

Microusinage en volume

Le terme volume vient donc du fait que la gravure forme une cavité dans le volume du substrat de silicium. La figure 5.11 nous montre les différentes étapes de fabrication qui sont 4 au total.

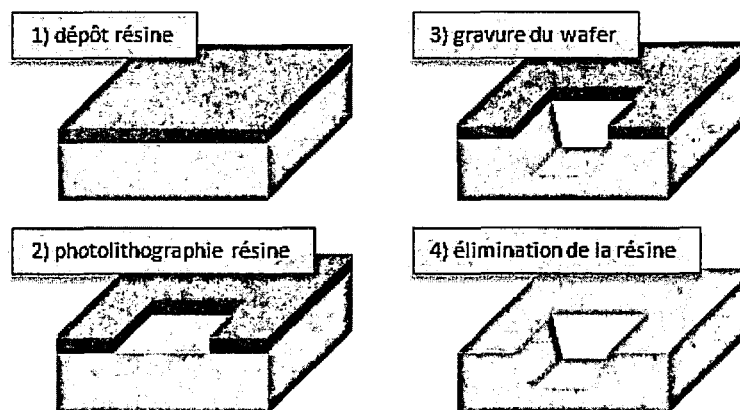


Figure 5.11 Etapes utilisées pour la réalisation d'un microusinage en volume.

Avant tout, le substrat de silicium est recouvert d'une résine à la base photosensible. Le silicium est ensuite trempé dans une solution de KOH (hydroxyde de potassium) qui peut nous permettre suivant l'anisotropie du silicium, de choisir des directions par lesquelles le silicium sera attaqué avant d'enlever la résine protectrice du substrat.

Gravure ionique réactive profonde

Cette technique est une forme de micro-usinage en volume nommée "gravure DRIE" pour Deep Reactive Ion Etching. Elle permet donc de graver des éléments mécaniques dans le silicium. Un plasma est ensuite utilisé pour attaquer le silicium en alternance avec ajout d'une couche de protection sur les flancs du micro-usinage. Cette technique est en générale utilisé pour la réalisation de structures profondes avec un facteur de forme beaucoup plus important que ce que nous obtenons en cas de gravure humide.

Il existe un bâti ICP à l'IEMN qui utilise un procédé dit « Bosch ». Ce procédé est basé sur l'alternance d'une étape de passivation par le gaz C_4F_8 et d'une étape de gravure par le couple SF_6/O_2 . Cette méthode permet d'obtenir une gravure profonde (pouvant atteindre les 150 μm) aux flans droits. Les gravures sont réalisées à basses pressions de l'ordre de quelques dizaines de mTorr.

Les gaz utilisés sont l'octafluorocyclobutane (C_4F_8), l'hexafluorure de soufre (SF_6), l'oxygène et l'argon pour les purges.

- Techniques de gravure du silicium utilisé dans notre cas.

Pour la gravure du silicium, nous utilisons une technique de gravure par voie chimique humide anisotrope qui est un procédé permettant de retirer des atomes à la surface du matériau. Cette technique se fait grâce à l'utilisation de solutions de KOH ou TMAH [131].

Donc de la concentration et de la température de ces deux solutions dépendent la vitesse et les surfaces de gravure. Des solutions entre 20 et 25 % en concentration massique sont utilisées et leur température maintenue constante à l'aide de bains marie et de condensation des vapeurs. Ces conditions permettent d'obtenir des vitesses de gravure du silicium variant entre 0,5 et 1,5 $\mu m/min$ pour des températures allant de 70 à 90°C. Pour le masquage, nous utilisons en générale du nitrure de silicium Si_3N_4 ou de l'oxyde de silicium SiO_2 . Ces deux solutions permettent de réaliser un usinage en volume du silicium, révélant en cours de gravure des plans cristallographiques spécifiques de ce dernier.

La gravure humide du silicium nécessite alors la réalisation d'un masque en SiO_2 . Une oxydation thermique humide permet de réaliser le dépôt d'une couche de SiO_2 d'épaisseur 1,3 μm . Il est ensuite attaqué localement par l'acide fluorhydrique (HF) par l'intermédiaire d'un masque en résine d'épaisseur 1,2 μm réalisé par photolithographie. Le silicium est ensuite gravé grâce à l'hydroxyde de potassium porté à 80° (Vitesse d'attaque d'environ 1 $\mu m/min$) à travers le masque de SiO_2 . Nous donnons dans la figure 5.12, un processus permettant la gravure du silicium.

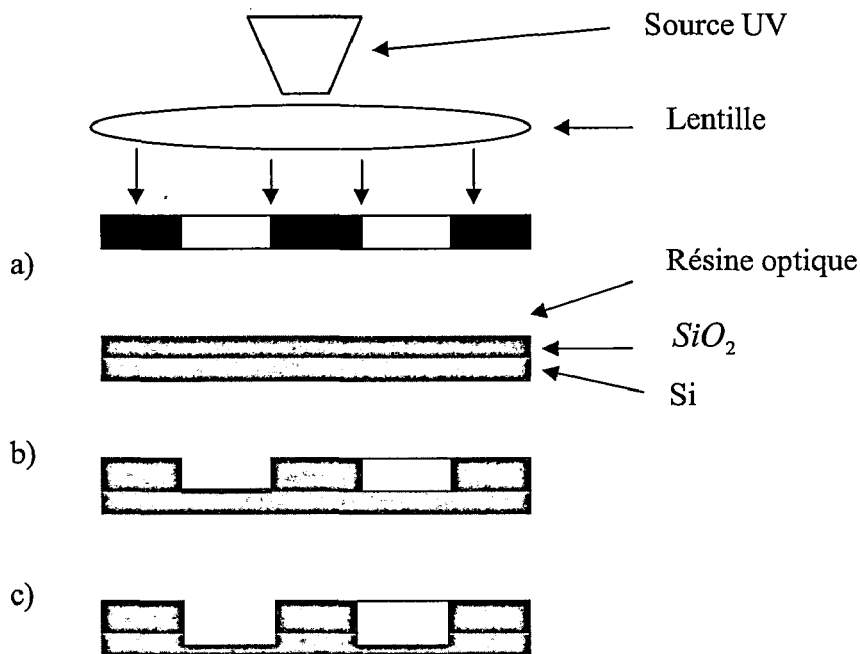


Figure 5.12 Gravure du silicium; a) réalisation du masque en résine par photolithographie; b) réalisation du masque en oxyde de silicium; c) gravure du silicium.

La gravure humide au KOH a pour particularité d'être anisotrope. C'est-à-dire que les vitesses d'attaque dépendent des directions cristallines, la vitesse n'est pas la même pour les directions (100) et (011) par exemple. Dans la figure 5.13, nous présentons un exemple de gravure du silicium 100. Elle montre que les flancs gravés présentent un angle d'inclinaison d'environ 55° suivant la structure cristalline du silicium.

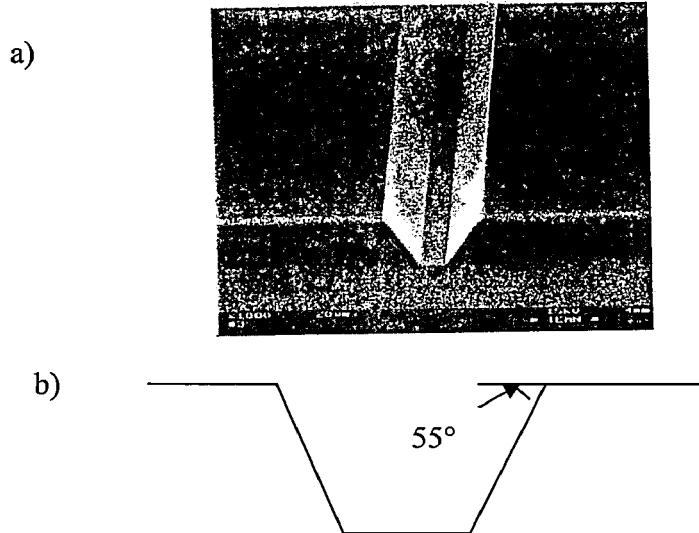


Figure 5.13 Gravure humide du silicium; a) Réalisation d'un microcanal connecté à son accès capillaire obtenu par gravure humide du silicium au KOH; b) Angle d'inclinaison des flancs du microcanal.

La technique de gravure que nous avons présentée est réalisable dans le plan cristallin {111} et c'est l'une des techniques les plus simples à établir.

Cependant en ce qui nous concerne, pour la réalisation de miroir à 45°, il nous faut graver des flancs à 45° et donc il faut effectuer une gravure sur le plan cristallin {110} car le silicium a une structure cristalline du type cubique face centrée. Et dans ce cas nous n'utiliserons pas la même solution d'attaque chimique.

B. Principales étapes technologiques utilisées pour la conception de notre microsystème

- Réalisation des transducteurs

La fabrication des transducteurs se fait de manière classique avec les techniques utilisées généralement en microélectronique.

Nous déposons successivement 10 nm de couche de titane et 100 nm de couche de platine par pulvérisation cathodique sur le substrat de silicium afin de réaliser l'électrode inférieure du transducteur. Ensuite, nous étalons une couche d'épaisseur 3.5 µm de PMGI SF19 (*Microchem Corporation*) par spin coating sur l'électrode inférieure. Grâce à un développeur commercial MF 319 (*Microposit*), nous obtenons un motif avec un diamètre d'environ 150µm dans la couche de PMGI par l'intermédiaire d'un masque provenant du S1818 (*Shipley Corporation*). Après cela, nous avons déposé dans le substrat du motif 2.4 µm d'épaisseur de couche mince de ZnO et 100 nm d'épaisseur de Platine pour l'électrode supérieure du transducteur ZnO. Enfin, nous obtenons les transducteurs par le biais d'un processus de lift-off. Nous décrivons ce processus dans la figure 5.14.

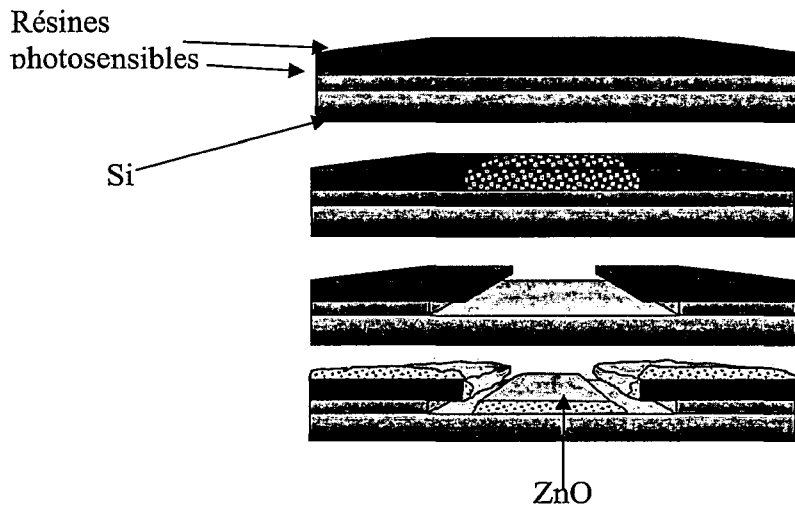


Figure 5.14 Processus de fabrication des transducteurs ZnO.

Sur un substrat de silicium, nous fabriquons plusieurs transducteurs. Une fois le bon fonctionnement des transducteurs vérifiés, nous déposons ensuite sur le substrat les couches d'adaptation d'impédance désirées.

Nous donnons une image d'une section de la réalisation d'un transducteur piézoélectrique ZnO dans la figure 5.15.

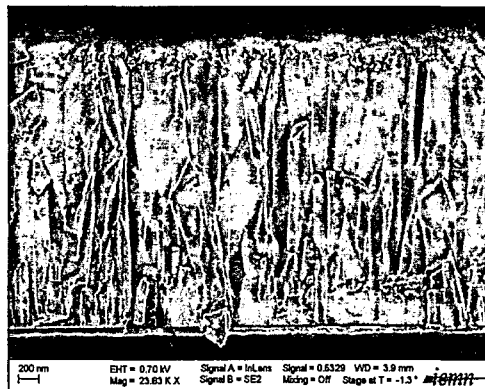


Figure 5.15 Image d'une section de la réalisation d'un transducteur ZnO.

Après avoir déterminé les opérations technologiques nécessaires à la réalisation des transducteurs piézoélectriques, nous allons passer à la réalisation des miroirs.

- Réalisations des miroirs à 45°

Nous rappelons que dans le but d'obtenir des miroirs à 45° dans le plan {110}, une solution aqueuse à base de KOH, est utilisée pour la gravure anisotrope par voie humide du microusinage. Une addition d'alcool isopropylique (IPA) a été utilisée pour réaliser les miroirs dans le plan {110}. Nous donnons dans la figure 5.16 l'image d'une section transversale obtenue par microscopie électronique à balayage (MEB), d'un miroir à 45° gravé dans le silicium.

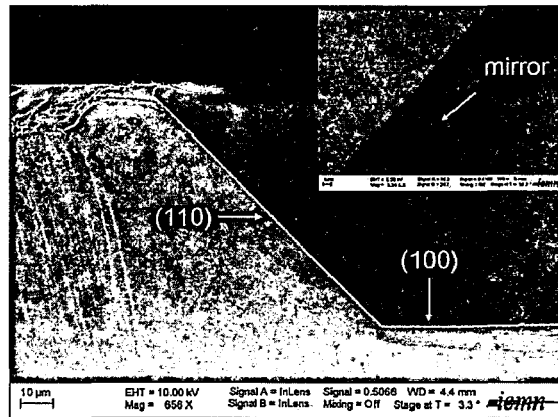


Figure 5.16 Section transversale d'une microscopie électronique à balayage (MEB), image d'un miroir à 45° gravé dans le silicium. Le petit carré à droite montre une vue de dessus du miroir.

Nous avons fabriqué des miroirs à 45° comme nous pouvons le voir sur la figure 5.16 et nous déposons sur ces miroirs des couches d'oxyde de silicium d'épaisseur de 4 µm. Nous avons vu que l'utilisation de l'oxyde de silicium sur les miroirs peut défavoriser les conversions de modes qui survient au niveau des miroirs dans les résultats de simulation avec Comsol et dans le paragraphe 2.5.1.

Nous allons donner un aperçu sur le microsysteme à réaliser, nous présenterons une image de l'échantillon de notre microsysteme.

- Aperçu sur le microsysteme à réaliser

Les étapes de la réalisation du microsysteme sont les suivantes:

Sur une face d'un substrat de silicium vierge, nous gravons des miroirs à 45° par gravure humide, ensuite nous recouvrons le tout avec de la silice. On ouvre localement la silice à l'endroit ou on veut graver le canal grâce à une solution d'acide fluorhydrique. Une fois l'ouverture réalisée, nous gravons le silicium afin d'obtenir le canal microfluidique. Enfin, nous déposons une couche de silice dans les cotés du canal pour réaliser les couches d'adaptation quart d'ondes.

Ensuite des transducteurs piézoélectriques à base de ZnO d'environ 2.4µm sont déposés de l'autre coté de la plaque de silicium par pulvérisation cathodique. Toutes les techniques de dépôt ont été décrits précédemment.

Nous représentons dans la figure 5.17 une vue de dessus de l'échantillon réaliser grâce à une microscopie électronique à balayage (MEB), ou nous pouvons apercevoir les transducteurs piézoélectriques, les miroirs à 45° ainsi que le substrat de silicium. Les transducteurs sont encerclés par des pointillés.

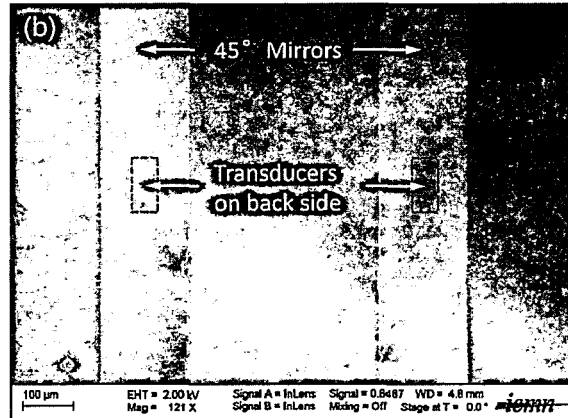


Figure 5.17 Vue de dessus du microsystème réalisé.

- Réalisation des Couches adaptations d'impédance mécanique

Pour la fabrication des couches d'adaptation mécanique, nous avons utilisé de la résine époxy SU8 2000 (*Microchem Corporation*) ainsi que des nanoparticules de TiO₂ (~35 nm, Degussa corporation) ou du SrTiO₃ (~50nm, Advanced Materials) par exemple que nous avons mélangée à l'aide d'un pot en agate (Retsch PM100) afin d'obtenir un mélange homogène. Nous utilisons ensuite un diluant SU8 2000 (*Microchem Corporation*) comme solvant durant le ball milling. Le mélange est déposé sur la face arrière du substrat de silicium par spin coating de façon à obtenir une épaisseur d'environ 10 μm (dans le but de séparer les échos acoustiques afin de déterminer la vitesse, l'impédance et l'atténuation dans le matériau issu du mélange. Le substrat est ensuite placé sur une plaque chauffante pour faire évaporer le solvant.

La rugosité de la surface de la couche d'adaptation est caractérisée à moins de 100nm à l'aide d'un profilier *Tencor Alpha step*. La Figure 5.18 nous montre une section transversale de micrographie électronique à balayage (SEM, Züiss U55) de la couche correspondant à 30% de TiO₂ et 5% de tungstène (W).

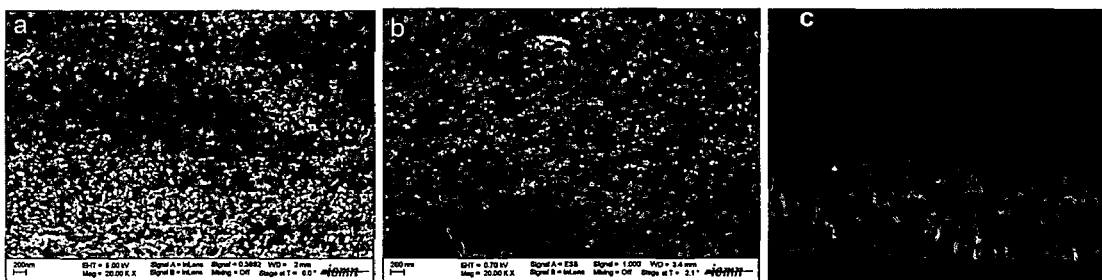


Figure 5.18 SEM micrograph of a TiO₂ / SU-8 composite and a W/SU-8 composite; (a) secondary electron image for TiO₂/SU-8, (b) backscattered electron image for TiO₂/SU-8, (c) Cross section of 5% W particles.

La figure 5.18 nous montre que les nanoparticules de TiO₂ et de W sont distribuées de façon homogène dans les nanocomposites. Ce qui diminue les erreurs de mesures dans ces derniers. Nous présentons quelques figures pour illustrer ces différentes technologies et prouver que les couches fabriquées sont photolithographiables.

Photolithographie

Nous présentons des photolithographies des matériaux (mélange SU-8 + nanocomposites) que nous avons évoqués précédemment. Il faut plusieurs procédures pour réaliser une photolithographie: Les matériaux sont d'abord réalisés par spin-coating (speed: 3000 rpm; time: 20 seconds), puis recuit à la température de 95° durant 4 minutes; nous exposons ensuite l'échantillon pendant 20 secondes à 13 mW/cm², on refait à nouveau une cuisson à 95° pendant 4 minutes; on effectue ensuite un développement dans un développeur à base de SU-8 avant de rincer l'échantillon final avec de l'alcool isopropylique (IPA).

Nous représentons dans la figure 5.19 une image de la photolithographie d'un matériau à base de SU-8 et de nanocomposites mesuré par FIB ((Focus Ion Beam).

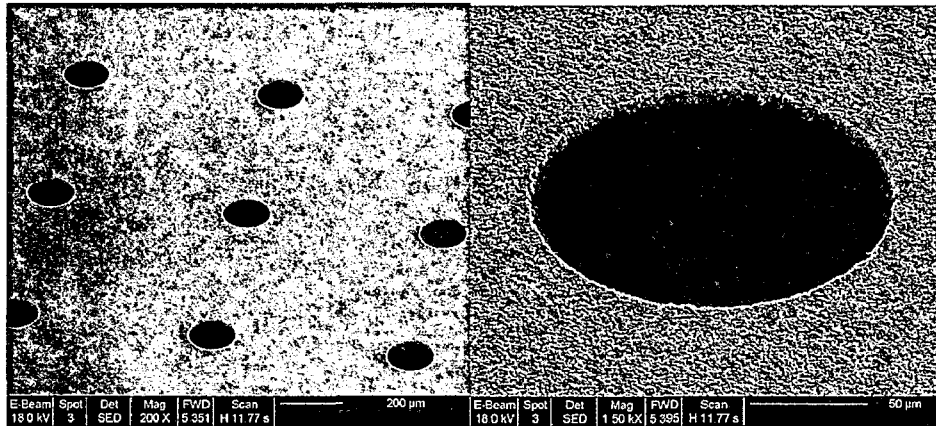


Figure 5.19 Images FIB de la photolithographie d'un matériau à base de SU-8 et de nanocomposites.

Ceci implique que ces nanocomposites peuvent être utilisés dans des microfabrications mais aussi dans des technologies lab-on-chip pour l'intégration de la caractérisation acoustique de matériaux. Les résultats nous montrent que nous avons bien la possibilité de réaliser et d'utiliser des nanocomposites en hautes fréquences.

- **Annexe 4 : Equations à implémenter sous Comsol pour les milieux piézoélectriques**

- Pour le ZnO.

En utilisant le système d'équation (3.2 et 3.3) et la matrice des constantes élastiques, piézoélectriques et des permittivités diélectriques du ZnO définie dans l'annexe 2, nous avons suivant le plan XY:

$$T_{xx} = c_{11} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y} + e_{31} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

$$T_{yy} = c_{22} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + e_{33} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

$$T_{xy} = c_{66} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

$$D_x = -\varepsilon_{11} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + e_{15} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)$$

$$D_y = -\varepsilon_{33} \frac{\partial \Phi}{\partial y} + e_{31} \frac{\partial u_x}{\partial x} + e_{33} \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

Ces équations vont nous permettre de définir et d'implémenter un milieu piézoélectrique de type ZnO dans Comsol. Nous allons faire de même dans la suite pour les autres matériaux que nous allons utiliser.

- Pour le niobate de lithium.

Des équations de la même forme pour le ZnO sont implémentées pour le LiNbO₃.

Il faut seulement rentrer les nouvelles constantes élastiques, piézoélectrique ainsi que les permittivités diélectriques spécifiques au LiNbO₃ et définie dans l'annexe 2.

Dans le cas où nous voulons utiliser du LiNbO₃ dans le plan cristallin Y tourné de 36° ou de 163° autour de l'axe X (voir annexe 5), il faut calculer les nouvelles constantes élastiques obtenues en fonction de la direction de propagation que nous avons choisie.

- **Annexe 5 : Equations utilisées pour le LiNbO₃ dans le plan cristallin Y tourné de 36° ou de 163° autour de l'axe X**

Pour ne générer que des ondes longitudinales ou des ondes transversales, il nous faut calculer les nouvelles constantes élastiques. Nous faisons pour cela une rotation de 36° ou de 163° de l'axe Y autour de l'axe X. Nous représentons cette rotation dans la figure 5.20.

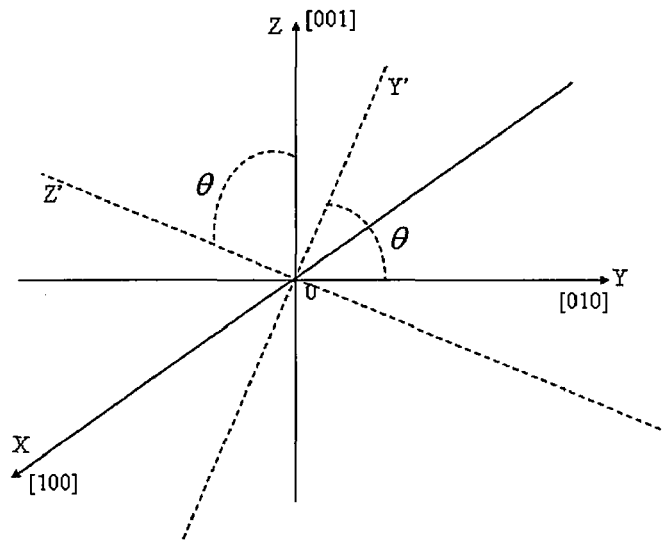


Figure 5.20 Angle de rotation de Y autour de l'axe X.

Suivant la figure 5.20, les nouvelles coordonnées X', Y', Z' qui constituent la nouvelle base s'exprime par les relations suivantes :

$$X' = X$$

$$Y' = Y \cdot \cos(\theta) + Z \cdot \sin(\theta)$$

$$Z' = -Y \cdot \sin(\theta) + Z \cdot \cos(\theta)$$

Nous pouvons donc écrire:
$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = (\Omega) \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix},$$

Avec,
$$\Omega = \begin{pmatrix} \Omega_{11} & \Omega_{12} & \Omega_{13} \\ \Omega_{21} & \Omega_{22} & \Omega_{23} \\ \Omega_{31} & \Omega_{32} & \Omega_{33} \end{pmatrix},$$

Avec, $\Omega_{11} = 1$, $\Omega_{12} = \Omega_{13} = \Omega_{21} = \Omega_{31} = 0$, $\Omega_{22} = \Omega_{33} = \cos(\theta)$ et $\Omega_{23} = -\Omega_{32} = \sin(\theta)$.

Ω est la matrice de passage de la base (XYZ) vers la nouvelle base (X' Y' Z').

Soit A la matrice de passage des constantes élastiques de la base (XYZ) vers la nouvelle base (X' Y' Z'), A s'exprime par :

$$A = \begin{bmatrix} \Omega_{11}^2 & \Omega_{12}^2 & \Omega_{13}^2 & 2 \cdot \Omega_{12}\Omega_{13} & 2 \cdot \Omega_{13}\Omega_{11} & 2 \cdot \Omega_{11}\Omega_{12} \\ \Omega_{21}^2 & \Omega_{22}^2 & \Omega_{23}^2 & 2 \cdot \Omega_{22}\Omega_{23} & 2 \cdot \Omega_{23}\Omega_{21} & 2 \cdot \Omega_{21}\Omega_{22} \\ \Omega_{31}^2 & \Omega_{32}^2 & \Omega_{33}^2 & 2 \cdot \Omega_{32}\Omega_{33} & 2 \cdot \Omega_{33}\Omega_{31} & 2 \cdot \Omega_{31}\Omega_{32} \\ \Omega_{21}\Omega_{31} & \Omega_{22}\Omega_{32} & \Omega_{23}\Omega_{33} & \Omega_{22}\Omega_{33} + \Omega_{23}\Omega_{32} & \Omega_{21}\Omega_{33} + \Omega_{23}\Omega_{31} & \Omega_{22}\Omega_{31} + \Omega_{21}\Omega_{32} \\ \Omega_{31}\Omega_{11} & \Omega_{32}\Omega_{12} & \Omega_{33}\Omega_{13} & \Omega_{12}\Omega_{33} + \Omega_{13}\Omega_{32} & \Omega_{13}\Omega_{31} + \Omega_{11}\Omega_{33} & \Omega_{11}\Omega_{32} + \Omega_{31}\Omega_{12} \\ \Omega_{11}\Omega_{21} & \Omega_{12}\Omega_{22} & \Omega_{13}\Omega_{23} & \Omega_{12}\Omega_{23} + \Omega_{13}\Omega_{22} & \Omega_{13}\Omega_{21} + \Omega_{11}\Omega_{23} & \Omega_{11}\Omega_{22} + \Omega_{12}\Omega_{21} \end{bmatrix}$$

Les nouvelles constantes élastiques, dans la nouvelle base sont données par la relation :

$$c_{ijkl}^{\theta} = A \cdot c_{ijkl} \cdot A^{-1}$$

Avec A^{-1} , la matrice transposée de la matrice A.

De même, nous pouvons exprimer les nouvelles constantes piézoélectriques ainsi que les nouvelles permittivités dans la nouvelle base par les relations :

$$e_{i\beta}^{\theta} = \Omega \cdot e_{i\beta} \cdot A^{-1}$$

$$\varepsilon_{ij}^{s,\theta} = \Omega \cdot \varepsilon_{ij}^s \cdot \Omega^{-1}$$

- Si $\theta = 36^\circ$ nous obtenons les valeurs numériques suivantes :

$$\Omega = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0.8090 & 0.5878 \\ 0 & -0.5878 & 0.8090 \end{bmatrix},$$

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.6545 & 0.3455 & 0.9511 & 0 & 0 \\ 0 & 0.3455 & 0.6545 & -0.9511 & 0 & 0 \\ 0 & -0.4755 & 0.4755 & 0.3090 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.8090 & -0.5878 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5878 & 0.8090 \end{bmatrix},$$

$$c_{ijkl}^{36} = 1 \times 10^{11} \cdot \begin{bmatrix} 2.0300 & 0.6916 & 0.5884 & 0.1324 & 0 & 0 \\ 0.6916 & 1.9319 & 0.9076 & 0.0797 & 0 & 0 \\ 0.5884 & 0.9076 & 2.2329 & 0.0922 & 0 & 0 \\ 0.1324 & 0.0797 & 0.0922 & 0.7576 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5662 & -0.0435 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.0435 & 0.7838 \end{bmatrix},$$

$$e_{i\beta}^{36} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 4.4628 & 0.1523 \\ -1.9050 & 4.5116 & -1.6073 & 0.2707 & 0 & 0 \\ 1.6313 & -2.5609 & 2.3049 & 0.4499 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\varepsilon_{ij}^{\zeta,36} = 1 \times 10^{-9} \begin{bmatrix} 0.3890 & 0 & 0 \\ 0 & 0.3434 & -0.0628 \\ 0 & -0.0628 & 0.3026 \end{bmatrix},$$

Nous pouvons procéder à une vérification par rapport à la figure 5.2 de l'annexe 2 (coefficient de couplage électromécanique K en fonction de la direction dans le plan YZ du niobate de lithium), nous allons pour cela calculer le coefficient de couplage électromécanique k_l de l'onde quasi longitudinale:

La vitesse avec les éléments piézoélectriques V_a est donnée par $V_a = 7340$ m/s et celle qui est calculée sans les éléments piézoélectriques V est donnée par $V = 6420$ m/s.

Le coefficient de couplage suivant l'axe Y est donné par :

$$K_l = \sqrt{\frac{V_d^2 - V^2}{V_d^2}} = 0.4847,$$

Ce qui nous permet de valider le modèle de calcul. Pour le calcul sous Comsol, il faut considérer ces nouvelles constantes élastiques, piézoélectriques et les nouvelles permittivités diélectriques.

- Si $\theta = 163^\circ$, nous avons :

$$\Omega = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -0.9563 & 0.2924 \\ 0 & -0.2924 & -0.9563 \end{bmatrix},$$

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.9145 & 0.0855 & -0.5592 & 0 & 0 \\ 0 & 0.0855 & 0.9145 & 0.5592 & 0 & 0 \\ 0 & 0.2796 & -0.2796 & 0.8290 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.9563 & -0.2924 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.2924 & -0.9563 \end{bmatrix},$$

$$c_{ijkl}^{163} = 1 \times 10^{11} \cdot \begin{bmatrix} 2.0300 & 0.4985 & 0.7815 & 0.0131 & 0 & 0 \\ 0.4985 & 2.1126 & 0.7536 & -0.0457 & 0 & 0 \\ 0.7815 & 0.7536 & 2.3602 & -0.1464 & 0 & 0 \\ 0.0131 & -0.0457 & -0.1464 & 0.6036 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.6631 & 0.1166 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.1166 & 0.6869 \end{bmatrix},$$

$$e_{i\beta}^{163} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -2.8074 & 3.4725 \\ 2.4492 & -0.1218 & -1.8304 & -3.6918 & 0 & 0 \\ 0.5397 & -0.3447 & -1.8207 & -0.8071 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\varepsilon_{ij}^{\varepsilon,163} = 1 \times 10^{-9} \begin{bmatrix} 0.3890 & 0 & 0 \\ 0 & 0.3777 & 0.0369 \\ 0 & 0.0369 & 0.2683 \end{bmatrix},$$

La vitesse avec les éléments piézoélectriques V_d est donnée par $V_d = 4527$ m/s et celle qui est calculée sans les éléments piézoélectriques V est donnée par $V = 3579$ m/s. Le coefficient de couplage est donné par :

$$K_t = \sqrt{\frac{V_d^2 - V^2}{V_d^2}} = 0.6123,$$

Ce qui est en accord avec la figure 5.2 de l'annexe 2.

Nous venons de mettre en évidence le calcul des nouvelles constantes élastiques dans la nouvelle base (X' Y' Z'). Constantes que l'on utilisera pour comparer du niobate et du ZnO.

• **Annexe 6: Introduction des C-PML dans les milieux piézoélectriques**

Nous allons déterminer les nouvelles valeurs pour la simulation avec les C-PML, Les équations à implémenter pour les milieux piézoélectriques s'écrivent en utilisant les équations 3.2, 3.3 et les changements de variables définis par les équations 3.14, 3.15, 3.16 et 3.17 :

$$T_{xx} = c_{11} \frac{1}{s_x} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{1}{s_y} \frac{\partial u_y}{\partial y} + e_{31} \frac{1}{s_y} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

$$T_{yy} = c_{22} \frac{1}{s_y} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{12} \frac{1}{s_x} \frac{\partial u_x}{\partial x} + e_{33} \frac{1}{s_y} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

$$T_{xy} = c_{66} \left(\frac{1}{s_y} \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{1}{s_x} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{15} \frac{1}{s_x} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

$$T_{yx} = c_{66} \left(\frac{1}{s_y} \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{1}{s_x} \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + e_{15} \frac{1}{s_x} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

$$D_x = -\varepsilon_{11} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + e_{15} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)$$

$$D_y = -\varepsilon_{33} \frac{\partial \Phi}{\partial y} + e_{31} \frac{\partial u_x}{\partial x} + e_{33} \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

Les nouvelles contraintes ainsi que les nouveaux déplacements électriques sont alors donnés par les relations suivantes :

$$T'_{xx} = s_y T_{xx} = c_{11} \frac{s_y}{s_x} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y} + e_{31} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

$$T'_{yy} = s_x T_{yy} = c_{22} \frac{s_x}{s_y} \frac{\partial u_y}{\partial y} + c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + e_{33} \frac{s_x}{s_y} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$$

$$T'_{xy} = s_x T_{xy} = c_{66} \frac{s_x}{s_y} \frac{\partial u_x}{\partial y} + c_{66} \frac{\partial u_y}{\partial x} + e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

$$T'_{yx} = s_y T_{yx} = c_{66} \frac{s_y}{s_x} \frac{\partial u_y}{\partial x} + c_{66} \frac{\partial u_x}{\partial y} + e_{15} \frac{s_y}{s_x} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$$

$$D'_x = s_y D_x = -\varepsilon_{11} \frac{s_y}{s_x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + e_{15} \frac{\partial u_x}{\partial y} + e_{15} \frac{s_y}{s_x} \frac{\partial u_y}{\partial x}$$

$$D'_y = s_x D_y = -\varepsilon_{33} \frac{s_x}{s_y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} + e_{31} \frac{\partial u_x}{\partial x} + e_{33} \frac{s_x}{s_y} \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

Nous pouvons regrouper ces équations sous une forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} T'_{xx} \\ T'_{xy} \\ T'_{yx} \\ T'_{yy} \\ D'_x \\ D'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c'_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & c'_{66} & c_{66} & e'_{15} & 0 \\ 0 & 0 & c_{66} & c''_{66} & e'_{15} & 0 \\ c_{12} & c'_{22} & 0 & 0 & 0 & e'_{33} \\ 0 & 0 & e_{15} & e'_{15} & -\varepsilon'_{11} & 0 \\ e_{31} & e'_{33} & 0 & 0 & 0 & -\varepsilon'_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{x,x} \\ u_{y,y} \\ u_{x,y} \\ u_{y,x} \\ \Phi_x \\ \Phi_y \end{bmatrix}$$

Avec, $u_{x,x} = \frac{\partial u_x}{\partial x}$, $u_{y,y} = \frac{\partial u_y}{\partial y}$, $u_{x,y} = \frac{\partial u_x}{\partial y}$, $u_{y,x} = \frac{\partial u_y}{\partial x}$, $\Phi_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ et $\Phi_y = \frac{\partial \Phi}{\partial y}$

Les nouvelles constantes élastiques, constantes piézoélectriques et permittivités diélectriques dans la matrice sont donnés par :

$$c'_{11} = c_{11} \frac{s_y}{s_x}, c'_{22} = c_{22} \frac{s_x}{s_y}, c'_{66} = c_{66} \frac{s_x}{s_y}, c''_{66} = c_{66} \frac{s_y}{s_x}, e'_{15} = e_{15} \frac{s_y}{s_x}, e'_{33} = e_{33} \frac{s_x}{s_y}, \varepsilon'_{11} = \varepsilon_{11} \frac{s_y}{s_x}$$

et $\varepsilon'_{33} = \varepsilon_{33} \frac{s_x}{s_y}$.

- **Annexe 7: Equations à implémenter pour les solides non piézoélectriques: Silicium, Oxyde de silicium et SU-8**

Pour le silicium.

En utilisant la matrice des constantes élastiques du silicium définie dans l'annexe 2, nous avons suivant l'axe XY :

$$T_{xx} = c_{11} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

$$T_{xy} = c_{66} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)$$

$$T_{yy} = c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{22} \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

Ces équations seront implémentées sur Comsol pour définir le Silicium.

- Equations à implémenter pour la Silice et la résine SU-8.

Ces deux matériaux sont des solides isotropes. La configuration de la matrice des constantes élastiques est similaire à celle du silicium.

Ces matériaux étant isotropes, nous avons : $c_{66} = \frac{c_{11} - c_{12}}{2}$.

✓ Pour la S_iO_2 , nous avons comme constantes élastiques à définir :

$$c_{11} = 7.85 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, c_{12} = 1.61 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, c_{66} = 3.12 \times 10^{10} \text{ N/m}^2.$$

✓ Et pour la $SU-8$, nous avons comme constantes élastiques à définir :

$$c_{11} = 1 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, c_{12} = 0.22 \times 10^{10} \text{ N/m}^2, c_{66} = 0.39 \times 10^{10} \text{ N/m}^2.$$

○ **En introduisant les C-PML dans les milieux non piézoélectriques**

En suivant le même cheminement que pour les solides piézoélectriques avec le changement de variable, nous avons :

$$T'_{xx} = c_{11} \frac{s_y}{s_x} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

$$T'_{xy} = c_{66} \frac{s_x}{s_y} \frac{\partial u_x}{\partial y} + c_{66} \frac{\partial u_y}{\partial x}$$

$$T'_{yx} = c_{66} \frac{\partial u_x}{\partial y} + c_{66} \frac{s_y}{s_x} \frac{\partial u_y}{\partial x}$$

$$T'_{yy} = c_{12} \frac{\partial u_x}{\partial x} + c_{22} \frac{s_x}{s_y} \frac{\partial u_y}{\partial y}$$

Nous obtenons donc de nouvelles constantes élastiques définies par les relations :

$$c'_{11} = c_{11} \frac{s_y}{s_x}, c'_{22} = c_{22} \frac{s_x}{s_y}, c''_{66} = c_{66} \frac{s_y}{s_x}, c'_{66} = c_{66} \frac{s_x}{s_y}$$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber, "Atomic force microscope," *Physical Review Letters*, vol. 56, pp.930-933, 1986.
- [2] R. A. Lemons and C. F. Quate, "Acoustic microscope-Scanning version," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 24, pp. 163-165, 1974.
- [3] T. Kundu, J. Bereiter-Hahn, and I. Karl, "Cell property determination from the acoustic microscope generated voltage versus frequency curves," *Biophys. J.*, vol. 78, pp.2270-2279, 2000.
- [4] T. Kundu, J.-P. Lee, C. Blase, and J. Bereiter-Hahn, "Acoustic microscope lens modelling and its application in determining biological cell properties from single- and multi-layered cell models," *J. Acoust.Soc. Am.*, vol. 120, no. 3, pp. 1646-1654, 2006.
- [5] D. Sobek, A. M. Young, M. L. Gray and S. D Senturia, "A microfabricated flow chamber for optical measurements in fluids," in *Proc. IEEE MEMS*, 1993, pp. 219-224.
- [6] H. Jagannathan, G.G. Yaralioglu, A.S. Ergun, and B.T. Khuri-Yakub, "Ultrasonic temperature control and measurement in microfluidic channels," in *Proc. SPIE, Microfluidics, BioMEMS, and Medical Microsystems*, 2003, vol. 4982, pp. 243-247.
- [7] G. G. Yaralioglu, I. O. Wygant, T. C. Marentis, and B. T. Khuri-Yakub, "Ultrasonic mixing in microfluidic channels using integrated transducers," *Anal. Chem.*, vol. 76, pp.3694-3698, 2004.
- [8] L. Johansson, S. Johansson, F. Nikolajeff and S. Thorslund, "Effective mixing of laminar flows at a density interface by an integrated ultrasonic transducer," *Lab on a Chip*, vol. 9, pp.297-304, 2009.
- [9] P. C. H. Li, W. J. Wang and M. Parameswaran (Ash), "An acoustic wave sensor incorporated with a microfluidic chip for analyzing muscle cell contraction," *The Analyst*, vol. 128, pp. 225-231, 2003.
- [10] L. Buchaillot, "Contribution à l'introduction de concepts mécaniques dans les micros et les nano systèmes", habilitation à diriger des recherches, mars 2004, p.3 à p.6.
- [11] R.P. Feynman, "There's Plenty of Room at the Bottom", *J. Microelectromech. Syst.* 1 1 60, 1992.
- [12] R.P. Feynman, "Infinitesimal machinery", *J. Microelectromech. Syst.* 2 1 4, 1993.
- [13] H.C. Nathanson et al, "The resonant gate transistor", *IEEE Trans. On Electron Devices* p.117, 1967.
- [14] K.C. Petersen et al, "Silicon as a mechanical material micromechanics and MEMS", Ed. W S Trimmer, IEEE Press, New York p. 58, 1997.
- [15] J. Angell et al., "Silicon micromechanical Devices" *Scientific American* 2 p.44, 1983.
- [16] P. Tabeling, *Introduction à la microfluidique*, Ed. Belin, Paris, 2003.

- [17] G. A. A. Rodriguez, "Conception, simulation et réalisation d'un micro actionneur à base de matériau énergétique pour l'actionnement microfluidiques", thèse de doctorat soutenu à l'université Toulouse III, Paul Sabatier, janvier 2008, p.13 à p.41.
- [18] <http://michel.hubin.pagesperso-orange.fr/capteurs/techno/chap58.htm>
- [19] D. Estève, J. Simonne, *Microsystèmes, Techniques de l'ingénieur, traité électronique*. E 2305, p13-p15.
- [20] E. Lander, *Array of hope, nature genetics*, 2:3-4, 1999.
- [21] G. Bouyge, "Systèmes lasers impulsions compacts et dispositif hyperfréquences accordables basés sur l'intégration de composants.", thèse de doctorat soutenu à l'université de Limoges, octobre 2007, p.8 à p.12.
- [22] A. Trouillet, "Introduction à la Micro Optique.", cours en ligne, 2008
- [23] L. Poffo, "Interaction Acousto-optique en optique intégrée sur verre et applications.", thèse de doctorat soutenu à l'université Grenoble 1, Joseph Fourier, novembre 2007, p.5 à p.30.
- [24] S. E. Miller, "Integrated optics: an introduction.", *Bell Systems Technology Journal*, 48, p.2059, 1969.
- [25] P. Benech, I. Schanen, V. Minier, "Integrated Optics Sensors On Glass. Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies. ", *Proc. of SPIE Vol. 5728*, 2005.
- [26] C. Fitzpatrick, M. Abid, G. Netherwood et R. Levy, "New integrated optics architecture including onboard sensing elements.", *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering, Novel Optical Systems Design and Optimization III*, San Diego, USA, 4092, 139-144, 2000.
- [27] L. A. Eldada, "Optical Networking Components.", (Communications Design Conference) 2002.
- [28] Y. N. Korkishko, V.A. Fedorov, "Ion exchange in single crystals for integrated optics and optoelectronics.", Cambridge International Science Publishing Press, 1999.
- [29] T. Kawazoe, K. Satoh, I. Hayashi, H. Mori, "Fabrication of integrated-optic polarization controller using Z-propagating Ti-LiNbO₃ waveguides.", *Journal of Lightwave Technology*, volume 10, Issue 1, Jan 1992 Page(s):51 – 56.
- [30] E. Voges, A. Neyer, "Integrated-optic devices on LiNbO₃ for optical communication.", *Journal Lightwave Technology*, volume LT-5, no. 9, pp. 1229-1238, Sep. 1987.
- [31] D. L. Lee, "Electromagnetic Principles of Integrated Optics.", Wiley, New York, 1986.
- [32] V. Gopalan, K. L. Schepler, V. Dierolf et I. Biaggio, "Ferroelectric Materials.", *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C. Gupta et J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006, Chapter 6.
- [33] P. Dumais, C. L. Callender, C. J. Ledderhof, et J. P. Noad, "Monolithic integration of microfluidic channels, liquid-core waveguides, and silica waveguides on silicon.", *Applied Optics*, Vol. 45, Issue 36, pp. 9182-9190, 2006.
- [34] Y.P. Li et al., "Silica-based optical integrated circuits.", *IEE Proc. Optoelectron*, vol. 143, No. 5, Oct. 1996, pp. 263-280.

- [35] S. Valette, "State of the art of integrated optics technology at LETI for achieving passive optical components.", *Journal of Modern Optics*, 35:993-1005, 1988.
- [36] S. Valette, "Optique Intégrée sur Substrat Silicium: Application aux Télécommunications Optiques.", Communication présenté à TELEMAT 87 Marseille, Juin 1987
- [37] S. Jung, J. H. Song, K.-Y. Kim, Y. Oh, "Waveguide design and fabrication of trench for hybrid integrated optic devices.", *Proceedings of SPIE - Volume 5728*, 2005, pp. 262-268.
- [38] H. Dötsch et al, "Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review.", *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics*, Vol. 22, Issue 1, 2005, pp. 240-253
- [39] C.S. Tsai, "Integrated Magneto-optic Waveguide Material Structures and Devices.", *Proc. of International Optoelectronics Symposium, Photonics Taiwan*, July 26-28, 2000, Taipei, Taiwan.
- [40] I. Moerman, P. P Van Daele, P.M. Demeester, "A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with III-V semiconductor devices.", *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* 3, 1308, 1997.
- [41] Allferness et al., "Broadly tunable InGaAsP/InP laser based on a vertical coupler filter with 57-nm tuning range.", *Appl. Phys. Lett.* 60(26) pp. 3209-3211, 1992.
- [42] F. Raineri, "Optique non linéaire dans les cristaux photoniques en semiconducteur III-V.", PhD thesis, Université de Paris XI Orsay, 2004.
- [43] S. Khalfallah, "Modulateurs de cohérence en optique intégrée sur semiconducteurs III-V: guide biréfringents et interféromètre de Mach-Zehnder.", PhD thesis, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1997.
- [44] G. W. Wicks, "III-V Semiconductor Materials.", *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C.Gupta, J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006, Chapter 2.
- [45] L. A. Eldada, "Polymer integrated optics: Promise versus practicality.", *Proc. SPIE-Int. Soc. Optical Engineering*, 2002, pp. 11-22.
- [46] Steier et al., "Polymer Electro-Optic Devices for Integrated Optics.", *Chemical Physics* 245, pp. 487-506, 1999.
- [47] E. Van Tomme, P. P. Van Deale, R. G. Baets et P. E. Lagasse, "Integrated optic devices based on nonlinear optical polymers.", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Volume: 27, Issue: 3, page(s): 778-787, 1991.
- [48] S. Yliniemi, B. R. West, S. Honkanen, "Ion exchanged glass waveguides with low birefringence for a broad range of waveguide widths.", *Applied Optics* 44, 2005.
- [49] J.-E. Broquin, "Glass Integrated optics: state of the art and position towards other Technologies.", *Proc. SPIE Vol. 6475*, 2007.
- [50] B. West, "Ion-Exchanged Glass Waveguides.", *Handbook of Photonics*, 2nd Ed., M. C. Gupta et J. Ballato (Eds.) CRC, New York, 2006 Chapter 13.
- [51] S. I. Najafi, *Introduction to Glass Integrated Optics*, Artech House, Boston, 1992.
- [52] P. Karioja, J. Lammasniemi, A. Tervonen et S. Honkanen, "Integrated optics for instrumentation applications", *Proc. SPIE Vol. 2997*, p. 343-354, 1997.
- [53] J. E. Roman, K. A. Winick, "Neodymium-Doped Glass Channel Waveguide Laser

Containing an Integrated Distributed Bragg Reflector.’’, *Applied Physics Letter*, vol. 61, pp. 2744-2746, Décembre 1992.

[54] S. Valette, ‘‘Optique intégrée.’’, Ecole d’Eté Systèmes Optiques. LETI, Commissariat à l’Energie Atomique, BE 85 X, F-38041 Grenoble cedex, France.

[55] E. Lander, ‘‘Array of hope, nature genetics.’’, 2:3-4, 1999.

[56] R. Mei, P. Galipeau, C. Prass, A. Berneau, G. Ghandour, N. Patil, R. Wolff, M. Chee, B. Reid, D. Lockhart, ‘‘Genome-wide detection of allelic imbalance using human SNPs and high density DNA arrays.’’, *Genome research*, 10:1126-1137, 2000.

[57] H. Kuiper, G. Kleter, H. Noteborn, E. Kok, ‘‘Assessment of the food safety issues related to genetically modified food.’’, *Plant Journal*, 27:503-528, 2001.

[58] X. Gidrol, S. Baghdoyan, Y. Roupioz, ‘‘Les biopuces.’’, *Techniques de l’ingénieur*.

[59] D. Grenier, ‘‘Des microtechnologies au service de la biologie.’’, ENSC, Antenne de Bretagne, UMR CNRS, 8029 SATIE, Equipe BIOMIS.

[60] C. Ayela, ‘‘Micromembranes résonantes à actionnement et détection piézoélectriques intégrés pour la détection de molécules biologiques en temps réel.’’, thèse de doctorat soutenue à l’Université Toulouse III-Paul Sabatier, décembre 2007, p.36 à p.38.

[61] G. Perry, ‘‘Interférométrie THz pour l’analyse biologique.’’, Stage master 2 soutenu à l’Université de Lille 1, 2009, p.7.

[62] M. Gaudet, ‘‘Conception, réalisation et caractérisation des microcanaux pour des applications microfluidiques.’’, Thèse de doctorat en microélectronique, Université des Sciences et Technologies de Lille, Novembre 2006.

[63] A. Abbas, ‘‘Fabrication et fonctionnalisation de BIOMEMS par plasma froid pour l’analyse de la biocatalyse en spectroscopie Terahertz.’’, Thèse de doctorat soutenu à l’Université de Lille 1, octobre 2009, p.36.

[64] <https://www.sfa.asso.fr/fr/documentation/livre-blanc-/page76.pdf>.

[65] N.-T. Nguyen, S. T. Wereley, ‘‘Fundamentals and Applications of Microfluidics.’’, Ed. Artech House, 2002.

[66] D. J. Laser and J. G. Santiago, ‘‘A review of micropumps.’’, *J. Micromech. Microeng.* Vol.14, 2004, R35–R64.

[67] G. M. Whitesides, ‘‘The origins and the future of microfluidics.’’, *Nature*, Vol. 442, 2006, pp.368-373.

[68] P. Tabeling, ‘‘Introduction à la microfluidique.’’, Ed. Belin, Paris, 2003.

[69] A. Manz, N. Graber, H. M. Widmer, ‘‘Miniaturized total chemical analysis. Systems: a novel concept for chemical.’’, *Sens. Actuators B*, 1990, pp. 244-248.

[70] K. W. Oh and C. H. Ahn, ‘‘TOPICAL REVIEW: A review of microvalves.’’, *J. Micromech. Microeng.* Vol. 16, 2006, R13–R39.

[71] D. J. Laser and J. G. Santiago, ‘‘A review of micropumps.’’, *J. Micromech. Microeng.* Vol.14, 2004, R35–R64.

[72] N.-T. Nguyen and Z. Wu, ‘‘Micromixers.’’, A review, *J. Micromech. Microeng.* Vol. 15, 2005, R1–R16.

[73] S. Jacobson, R. Hergenroder, A. Moore, J. Ramsey, ‘‘Precolumn Reactions with Electrophoretic Analysis Integrated on a Microchip.’’, *Anal. Chem.*, Vol. 66, 1994, pp.

4127-4132.

[74] M. Burns et al, "An Integrated Nanoliter DNA Analysis Device.", *Science*, Vol. 282, 1998, 484-487.

[75] <http://www.abbottdiabetescare.com/>

[76] S. K. Deo et al, "Responsive Drug delivery systems.", *Anal. Chem.*, 2003, pp. 207-213.

[77] <file:///D:/REDACTIONGENERALE/REDACTIONGENERALE/redaction/Biblio/utilisationencaracterisation/ondesdesurfaceetondesdevolume/les%20ondes%20sismiques.htm>

[78] P. Langevin et C. Chilowsky, "Procédés et appareils pour la production de signaux dirigés et pour la localisation d'obstacles sous-marins.", Brevet français n°502913 du 29 mai 1916.

[79] J. Wild, J. Reid, "Diagnostic use of ultrasound.", *Br J Physi Med* 1956; 19: 248-57.

[80] J.-P. Lefebvre, P. Lasaygue, C. Potel, J.-F. de Belleval, P. Gatignol, "L'acoustique ultrasonore et ses applications, 2ème partie.", *Acoustique et Techniques*, n° 36, 12-19, (2004).

[81] J.P. Lefebvre, P. Lasaygue, C. Potel, J.F de Belleval, P. Gatignol, "L'acoustique ultrasonore et ses applications, 2ième partie." Prêt print, *Acoustique et techniques*, n°36, 12-19, 2004.

[82] R.A. Lemons and C.F. Quate, "Acoustic microscope: Scanning version.", *Appl. Phys. Letters* 24, (1974) 163.

[83] <file:///D:/REDACTIONGENERALE/REDACTIONGENERALE/redaction/Biblio/MesuresHF/microscopieacoustique/Microscope3.htm>.

[84] J. Bereiter-Hahn, "Probing Biological Cell and Tissues with Acoustic Microscopy.", in: A. Briggs (Ed.), *Advanced in Acoustic Microscopy*, Plenum Press: New York and London.1995, pp. 79-110.

[85] R. Lemons, C. Quate: "Acoustic microscopy: Biomedical applications.", *Science*, 188, 905-911 (1975).

[86] http://www2.cndp.fr/themadoc/micro3/rep_mac.htm.

[87] Emery P., "L'acoustique picoseconde colorée: l'outil métrologique qu'attendait la technologie BAW*.", thèse de doctorat soutenu à l'Université de Lille 1, juin 2008, p.29 à p.47.

[88] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeney, H.J. Maris, J. Tauc, and J.J Hauser, "Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses.", *Physical Review Letters*, Vol. 53, N°10, 1984.

[89] J. Tauc and H. Maris, "Optical generator and detector of stress pulses.", US PATENT, 4710030, 1987.

[90] H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Tauc, "Picosecond Ultrasonics. *IEEE Journal of quantum electronics*.", Vol. 25, N°12, pp. 2562-2569, 1989.

[91] <http://www.rudolphtech.com>.

[92] O.B. Wright and K. Kawashima, "Coherent phonon detection from ultrafast surface vibrations.", *Physical Review Letters*, Vol. 69, N°11, pp. 2562-2569, 1992.

- [93] O.B. Wright, O. Matsuda and Y. Sugawara, “Real time imagine of surface acoustic waves on crystals and microstructures.”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol 44, pp. 4292-4296, 2005.
- [94] B. Perrin, B. Bonello, J.-C. Jeannet, and E. Romatet, “Interferometric detection of hypersound waves in modulated structures.”, *Prog. Natural Sci.*, pp. 444-448, 1996.
- [95] D. Royer, E. Dieulesaint, P-G. de Gennes (préface), “Ondes élastiques dans les solides, Tome 1: propagation libre et guidée.”, Ed. Masson, 1997.
- [96] B.A. Auld, “Acoustic Fields and Waves in Solids.”, second ed., vol. I, Krieger. Publishing Company, 1990.
- [97] S. Wang, J. Gao, J. Carlier, P. Campistron, A. Ndieguene, S. Guo, O. bou Matar, W. Xu, D.C. Debavelaere, “Controlling the transmission of ultrahigh frequency bulk acoustic waves in silicon by 45° mirrors.”, *Ultrasonics*, 13 January 2011.
- [98] J. Carlier, “Développement technologique de composants microfluidiques intégrés à base de résine SU-8. Application à l’analyse de protéines par Spectrométrie de Masse.”, thèse de doctorat soutenu à l’Université des sciences et technologies de Lille, novembre 2004, p.68 à p.83.
- [99] D. Resnik, D. Vrtacnik, U. Aljancic, M. Mozek, S. Amon, “The role of triton surfactant in anisotropic etching of {1 1 0} reflective planes on (1 0 0) silicon.”, *J. Micromech. Microeng.* 15 (2005) 1174–1183.
- [100] C. Strandman, L. Rosengren, H.G.A. Elderstig, Y. Backlund, “Fabrication of 45° mirrors together with well-defined v-grooves using wet anisotropic etching of silicon.”, *J. Microelectromech. S4* (1995) 213–219.
- [101] <http://www.iemn.univ-lille1.fr/fr/les-moyens/centrale-de-technologie/ses-equipements/gravures/gravures-seches-plasmas/gravures-drie-rie.html>
- [102] J.A. Roden and S.D.Gedney, “Convolution PML (C-PML): An efficient FDTD implementation of the CFSPML for arbitrary media,” *Microwave Opt. Technol. Lett.* 27, pp. 334-339 (2000).
- [103] C. Rome, “Une méthode de raccordement de maillages non-conformes pour la résolution des équations de Navier-Stokes.”, thèse de doctorat soutenu à l’Université de Bordeaux 1, juin 2006, p.07 à p.11.
- [104] J. Ostwald, W. Pazold, O. Weis, “High-resolution Brillouin spectroscopy of water.”, *Applied physics a material science and processing.* Vol 13, n°4. pp. 351-356, 1977
- [105] L. Hall, “The origin of us absorption in water.”, *Phys. Rev.* Vol 73, n°7, pp. 775-781, 1948.
- [106] J.M.M Pinkerton, “The absorption of ultrasonic waves in liquids and its relation to molecular constitution.”, *proc. Phy.Soc.* Vol b.20, pp. 129-141, 1949.
- [107] E. Becache, “Méthodes variationnelles, Domaines fictifs et conditions aux limites artificielles pour des problèmes hyperboliques linéaires. Applications aux ondes dans les solides.”, habilitation à diriger des recherches, mars 2004, p.3 à p.6. Université paris Dauphine.
- [108] B. Engquist and A. Majda, “Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves.”, *Math. Comp.*, 31 (1977), pp. 629–651.
- [109] J.P. Berenger, “A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves.”, *J. Comput. Phys.* 114, pp. 195-200 (1994).

- [110] S.D Gedney, "Perfectly matched layer absorbing boundary conditions in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method.", edited by A. Taflove and S.C. Hagness (Artech House, Norwood, (2005), Chap. 7, pp. 273-328.
- [111] S.D. Gedney, "An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices.", IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 44, pp. 1630-1639 (1996).
- [112] T. Xiao and Q.H. Liu, "Three-Dimensional unstructured-grid Discontinuous Galerkin method for Maxwell's equation with well-posed perfectly matched layer.", Microwave & Opt. Technol. Lett. 46(5), pp. 459-463 (2005).
- [113] Q.H. Liu and J. Tao, "The perfectly matched layer for acoustic waves in absorptive media.", J. Acoust. Soc. Am. 102(4), pp. 2072-2082 (1997).
- [114] X.J. Yuan, D. Borup, J.W. Wiskin, M. Berggren, R. Eidens and S.A. Johnson, "Formulation and Validation of Bergenger's PML Absorbing Boundary for the FDTD Simulation of Acoustic Scattering.", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. 44(4), pp. 816-822 (1997).
- [115] W.C. Chew and Q.H. Liu, "Perfectly matched layers for elastodynamics: a new absorbing boundary condition.", J. Comput. Acoust. 4, pp. 341-359 (1996).
- [116] F.D. Hasting, J.B. Schneider, and S.L. Broschat, "Application of the perfectly matched layer (PML) absorbing boundary condition to elastic wave propagation.", J. Acoust. Soc. Am. 100(5), pp. 3061-3069 (1996).
- [117] F. Collino and C. Tsogka, "Application of the Perfectly Matched Absorbing Layer Model to the Linear Elastodynamic Problem in Anisotropic Heterogeneous Media", Geophysics 66(1), pp. 294-307 (2001).
- [118] O. Bou Matar, V. Preobrazhensky, and P. Pernod, "Two-dimensional axisymmetric numerical simulation of supercritical phase conjugation of ultrasound in active solid media.", J. Acoust. Soc. Am. 118(5), pp.2880-2890 (2005).
- [119] F.H. Drossaert and A. Giannopoulos, "Complex frequency shifted convolution PML for FDTD modelling of elastic waves.", Wave motion, 44(7-8), pp. 593-604 (2007).
- [120] F.H. Drossaert and A. Giannopoulos, "A nonsplit complex frequency-shifted PML based on recursive integration for FDTD modeling of elastic waves.", Geophysics 72(2), T9-T17 (2007).
- [121] D. Komatitsch and R. Martin, "An unsplit convolutional Perfectly Matched Layer improved at grazing incidence for the seismic wave equation.", Geophysics 72(5), SM155-SM167 (2007).
- [122] W.C. Chew, J.M. Jin, and E. Michelssen, "Complex coordinate system as a generalized absorbing boundary condition.", Microwave Opt. Technol. Lett. 15, pp. 363-369 (1997).
- [123] M. Kuzuoglu and R. Mittra, "Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anisotropic absorbers.", IEEE Microwave Guided Wave Lett. 6, pp. 447-449 (1996).
- [124] S.D Gedney, "Perfectly matched layer absorbing boundary conditions in Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method.", edited by A. Taflove and S.C. Hagness (Artech House, Norwood, (2005), Chap. 7, pp. 273-328.

- [125] S. Wang, J. Carlier, P. Campistron, W. Xu, D.C. Debavelaere, B. Nongaillard, A. NDieguene, "A 45° silicon mirror for acoustic propagation parallel to the plane of the substrate.", in: Journals of Physics: Conferences Series, AFPAC-GDR, London, 18–21 January 2010, in press.
- [126] P. Campistron, "Contribution à la caractérisation ultrasonore des milieux hétérogènes: application aux biomatériaux de substitution osseuse.", thèse de doctorat soutenu à l'Université de Valenciennes et du Hainaut Cambrésis, décembre 2002, p.104 à p.110.
- [127] A. Ndieguene, P. Campistron, J. Carlier, S. Wang, D.C. Debavelaere, B. Nongaillard, "SU-8 photoresist and SU-8 based nanocomposites for broadband acoustical matching at 1 GHz.", J. Phys. 2009.
- [128] S. Wang, P. Campistron, J. Carlier, D. C. -Debavelaere, B. Nongaillard, A. NDieguene, G. Nassar, C. Soyer and X. Zhao, "SU-8-based nanocomposites for acoustical matching layer.", IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 56, pp.1483-1489, 2009.
- [129] Yole Développement, 2009.
- [130] C. Segueineau, "Caractérisation micromécanique de matériaux en couche mince destinés aux micro- et nano-technologies.", thèse de doctorat soutenu à l'université de Grenoble1, INPG, septembre 2009, p.8 à p.12.
- [131] K. Sato et al., "Characterization of orientation-dependent etching properties of single-crystal silicon: effects of KOH concentration.", Sensors and Actuators A 64, pp.87-93, 1998.
- [132] http://www.wikelectro.com/depot_chimique_en_phase_vapeur.php.
- [133] J. Carlier et al., "Integrated microfluidics based on multi-layered SU-8 for mass spectrometry analysis.", J. Micromech. Microeng. 14, 4 (2004) 619-624

RESUME

Contribution au développement de microcomposants pour la caractérisation ultrasonore en canal microfluidique sur silicium : modélisation de la propagation

Les recherches menées pour le développement des microsystèmes ont permis d'améliorer considérablement la miniaturisation de certaines fonctions. Ces travaux, très multidisciplinaires, ont conduit à de nombreuses applications dans les domaines des télécommunications, de la chimie et de la biologie.

Dans ce contexte, notre travail a consisté à concevoir et à étudier des microsystèmes acoustiques ayant pour objectif de caractériser les propriétés élastiques d'éléments biologiques circulant dans un canal microfluidique. Nos choix se sont portés vers l'utilisation d'un substrat de silicium permettant d'envisager une intégration hétérogène grâce aux microtechnologies. Afin d'obtenir une résolution de l'ordre du micromètre dans l'eau, la fréquence des ondes acoustiques de volumes se situe autour du GHz.

Compte tenu des pertes de propagation importantes dans ce domaine de fréquence, une part importante du travail a consisté à modéliser la propagation en transmission au travers d'un microsystème original. Différentes briques technologiques, réalisables grâce aux microtechnologies, ont été modélisées par éléments finis.

La modélisation a permis d'optimiser la géométrie d'un microsystème comprenant un canal microfluidique et permettant la caractérisation en transmission.

Mots-clefs: Microsystèmes, Ultrasons, Miroirs acoustiques, Eléments finis, nanocomposites, BIOMEMS, Biologie.

ABSTRACT

Development of microcomponents for ultrasonic characterization in silicon based microchannel : propagation modeling

The research activities for the development of microsystems enabled the downsizing of many functions. These multidisciplinary works concerns many applications in the fields of telecommunications, chemistry, and biology.

In that context, our work concerned the conception and analyses of acoustical microsystems dedicated to the characterization of the elastic properties of biological samples in a microfluidic channel. We have chosen the use of silicon substrate compatible with heterogeneous integration thanks to microtechnologies. To get a resolution at the scale of the micrometer in water, the frequency of the bulk acoustic waves was chosen around 1 GHz.

As the propagation losses are important in that frequency range, a large part of this work was the modeling of the propagation in transmission through the original microsystem developed. Different technological parts that can be fabricated thanks to microtechnologies have been modeled thanks to Finite Element Methods.

Modeling made it possible to optimize the geometry of the microsystem including a microfluidic channel for transmission through characterization.

Key-words: Microsystems, Ultrasounds, Acoustic mirrors, Finite Element Methods, nanocomposites, Bio MEMS, Biology.

Bibliothèque Universitaire de Valenciennes



00900841