



HAL
open science

Simulation de l'interaction thermo-acousto-fluidique en puits : application à la stimulation cellulaire

Doll-Spencerh Bidouba-Sanvany

► **To cite this version:**

Doll-Spencerh Bidouba-Sanvany. Simulation de l'interaction thermo-acousto-fluidique en puits : application à la stimulation cellulaire. Physique [physics]. Université de Lorraine, 2023. Français. NNT : 2023LORR0279 . tel-04539344

HAL Id: tel-04539344

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-04539344>

Submitted on 9 Apr 2024

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.



**UNIVERSITÉ
DE LORRAINE**

**BIBLIOTHÈQUES
UNIVERSITAIRES**

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact bibliothèque : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr
(Cette adresse ne permet pas de contacter les auteurs)

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



UNIVERSITÉ
DE LORRAINE

C2MP



THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université de Lorraine En physique - Nanosciences

École doctorale Chimie – Mécanique – Matériaux - Physique
Spécialité : Physique - Nanosciences

Par

Doll-Spencerh BIDOUBA-SANVANY

Simulation de l'interaction thermo-acousto-fluidique en puits : application à la stimulation cellulaire

Thèse soutenue publiquement le 22 décembre 2023 devant le jury composé de :

Rapporteurs :

Mme Thérèse LEBLOIS
M. Marc DUQUENNOY

Professeure, Université de Bourgogne Franche-Comté
Professeur, Université Polytechnique Hauts-de-France

Examinatrice et présidente du jury :

Mme Virginie HOEL

Professeure, Université de Lille

Directeurs de thèse :

M. Frédéric SARRY
M. Denis BEYSSEN

Professeur, Université de Lorraine
Maître de Conférences, Université de Lorraine

Co-encadrant :

M. Francis KOSIOR

Ingénieur de Recherche, Université de Lorraine

Institut Jean Lamour, UMR 7198, Département N2EV

Campus Artem 2 allée André Guinier-54000 Nancy

Université de Lorraine, Pôle M4 (Matière, Matériaux, Métallurgie, Mécanique)

Remerciements

Les travaux reportés dans ce manuscrit ont été effectués au sein de l'Institut Jean Lamour (IJL), un laboratoire du CNRS et de l'Université de Lorraine, sous la direction de Messieurs Frédéric Sarry, Denis Beyssen et Francis Kosior.

Je tiens avant tout à remercier La direction du laboratoire et de l'école doctorale pour l'accueil chaleureux.

je tiens à exprimer ma gratitude envers mes directeurs de thèse Frédéric Sarry, Denis Beyssen et Francis Kosior. Votre expertise, vos conseils et votre encadrement tout au long de ce parcours ont été d'une valeur inestimable. Votre perspicacité et votre engagement à m'aider à développer mes compétences de recherche ont été essentiels pour atteindre mes objectifs académiques. Je vous suis reconnaissant de m'avoir poussé à repousser mes limites intellectuelles et à approfondir ma compréhension du sujet.

Mes remerciements s'adressent également à tous les membres de mon jury de thèse, Mme Thérèse Leblois, Mme Virgine Hoel et M. Marc Duquennoy. Vos commentaires, vos suggestions et vos critiques constructives ont grandement enrichi mon travail.

Je tiens également à remercier tous mes collègues de l'équipe 405 qui m'ont apporté leur aide et leur soutien sous différentes formes durant cette thèse : Sami Hage-Ali, Didier Rouxel, Omar Elmazria.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance envers les doctorants de l'équipe 405 que j'ai pu côtoyer. En particulier, Youbi, Jeltiri et Baptiste. Sans oublier les docteurs avec qui j'ai beaucoup échangé, Prince, Jordan, Dany et Krupali. Vos discussions stimulantes, vos idées novatrices et votre soutien mutuel ont créé un environnement académique dynamique et inspirant.

Je remercie les membres du centre de nanofabrication MINALOR, en particulier Laurent Badie, Gwladys Lengaigne, Demba Ba et Carlos Rojas Sanchez pour leur soutien indéfectible durant les heures que j'ai passées en salle blanche. Leurs conseils et leur soutien dans ma formation avec les différents équipements ainsi que l'aide ultérieure chaque fois que j'en ai fait la demande m'ont beaucoup apporté.

Je remercie Aude Gigodot et Elisabeth Gaudion pour les expériences de pseudo-PIV qui ont contribué à valider mon modèle de simulation.

En outre, je tiens à remercier ma famille et mes amis pour leur soutien indéfectible tout au long de cette aventure académique. Votre amour, vos encouragements et votre compréhension face aux sacrifices nécessaires pour mener à bien ce projet sont inestimables. Je suis profondément reconnaissant de vous avoir à mes côtés.

Enfin, je voudrais exprimer ma gratitude envers toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à ma thèse. Vos contributions, qu'elles soient matérielles, intellectuelles ou émotionnelles, ont toutes joué un rôle important dans la réalisation de ce travail de recherche.

*« La vie n'est pas d'attendre que les orages passent, c'est
d'apprendre comment danser sous la pluie. »*

Sénèque

À mes parents

À mes amis

Sommaire

Remerciements	i
Sommaire	iv
Introduction générale.....	1
Chapitre I. Etat de l'art de la manipulation des cellules dans les laboratoires sur puce.....	7
Introduction	7
I.1 Microfluidique.....	7
I.2 Acoustofluidique	10
I.3 Acoustophorèse	11
I.3.1 Force primaire	13
I.3.2 Force secondaire.....	14
I.4 L'« acoustic streaming »	15
I.4.1 « Streaming de Rayleigh »	17
I.4.2 « Streaming d'Eckart ».....	18
I.5 Utilisation des ondes acoustiques en manipulation cellulaire	19
I.5.1 Actionnement par ondes acoustiques de volume (BAW)	20
I.6 Actionnement par onde acoustique de surface	23
I.6.1 Les ondes acoustiques de surface progressives TSAW (Transverse Surface Acoustic Waves)	24
I.6.2 Les ondes acoustiques de surface stationnaires SSAW (Standing Surface Acoustic Waves).....	28
I.7 Contraintes de cisaillement en microfluidique.....	31
I.8 Simulation en manipulation acoustique	37
I.9 Objectifs de la thèse	40
Conclusion.....	42
Chapitre II. Théorie de l'interaction thermo-acousto-fluidique	43

Introduction	43
II.1 La piézoélectricité	44
II.1.1 Principe.....	44
II.1.2 Matériaux piézoélectriques.....	45
II.2 Ondes élastiques et transducteurs.....	49
II.2.1 Les ondes élastiques	49
II.2.2 Les transducteurs interdigités.....	52
II.2.3 Réponse fréquentielle d'un transducteur interdigité	53
II.2.4 Type de transducteurs piézoélectriques.....	54
II.3 Déformations et contraintes	57
II.3.1 Déformations	57
II.3.2 Contraintes	59
II.4 Equations fondamentales de la dynamique	59
II.5 Induction électrique.....	60
II.6 Solide piézoélectrique	61
II.7 Interaction acousto-fluidique.....	64
II.7.1 Les coefficients d'atténuation	65
II.8 Génération de l'« acoustic streaming »	69
II.8.1 Définition de la particule fluide.....	69
II.8.2 Conservation de la masse	70
II.8.3 Conservation de la quantité de mouvement	70
II.8.4 Elaboration des équations de l'« acoustic streaming ».....	71
II.9 Interaction thermo-acoustofluidique	75
II.9.1 Équations de base	76
Conclusion.....	81
Chapitre III. Fabrication des sondes piézoélectriques et expériences thermo-acoustiques ..	83
III.1 Etapes de microfabrication.....	84

III.1.1	La salle blanche	84
III.1.2	Dépôt par pulvérisation cathodique.....	85
III.1.3	L'énrésinement.....	87
III.1.4	L'insolation et le développement	88
III.1.5	Gravure.....	89
III.1.6	Retrait de résine.....	89
III.2	Découpe.....	90
III.3	Caractérisations électriques du dispositif SAW	92
III.4	Technique PIV.....	95
III.4.1	Historique	96
III.4.2	Ensemencement.....	97
III.4.3	Création de plan lumineux	97
III.4.4	Acquisition d'images et traitement des données	98
III.4.5	Technique de Pseudo-PIV	99
III.5	Échauffement du liquide en puits, stimulé par onde de Rayleigh	105
	Conclusion.....	110
Chapitre IV.	Simulations de l'interaction thermo-acoustique.....	113
	Introduction	113
IV.1	Outils numériques	113
IV.1.1	Méthode par éléments finis	113
IV.1.2	Présentation de COMSOL Multiphysics®.....	115
IV.2	Simulation bidimensionnelle de l'interaction thermo-acousto-fluidique.....	116
IV.2.1	Méthodes de résolution numérique	116
IV.2.2	Résultats et discussions	125
IV.3	Echauffement	138
IV.4	Modélisation tridimensionnelle.....	142
	Conclusion.....	146

Conclusion générale	147
Annexes	151
A.1 Loi d'interface solide-liquide	151
A.2 Résultats de simulations sur la goutte	158

Introduction générale

La microfluidique est à la fois une science, celle de l'étude du comportement des fluides dans des microcanaux de taille micrométrique (de l'ordre du millième de millimètre) et une technologie, qui permet la fabrication de dispositifs manipulant de très petites quantités de liquide dans des microvolumes.

Lorsque les dimensions deviennent extrêmement petites, au niveau submillimétrique, les liquides se comportent de manière totalement différente, ouvrant ainsi la voie à de nombreuses applications. Alors que, pour un objet de taille macroscopique, le volume est plus important que la surface, dans le cas des objets très petits tels que les capillaires, c'est l'inverse qui se produit : les effets de surface deviennent prédominants. Lorsque le liquide circule à travers ces petits espaces, il interagit principalement avec les parois. Par conséquent, les propriétés physiques des écoulements liquides sont considérablement modifiées dans ce contexte. Comme les effets de surface sont prépondérants, c'est l'adhérence du liquide aux surfaces des microcanaux qui l'emporte. Ceci permet par exemple, la montée naturelle des liquides, malgré la force de gravité, dans des capillaires verticaux.

Lorsque la vitesse d'écoulement est faible, ce qui est le cas dans des microcanaux, la viscosité des fluides devient un facteur prépondérant par rapport à leur vitesse. L'écoulement devient laminaire, c'est-à-dire que le fluide se déplace de manière rectiligne, sans tourbillon.

Cependant, il n'est pas si aisé de définir la microfluidique, la définition donnée initialement, qui ne la définissait qu'à travers l'utilisation de microcanaux, est devenue incomplète. En effet, la microfluidique discrète, permettant de manipuler des gouttes de volumes allant du microlitre au picolitre sur des surfaces ouvertes, a émergé à la fin des années 90.

L'essor de la microfluidique a permis l'avènement des laboratoires sur puce (LOC-Lab On a Chip) dans les années 80. Elle s'est avérée le candidat idéal dans le domaine de la chimie, la biologie et la médecine par rapport aux techniques de laboratoires traditionnelles utilisées en chimie et en biomédecine grâce à un ensemble de caractéristiques clés comme la miniaturisation du système, le faible coût, la réduction de la consommation de réactifs, l'automatisation, le contrôle précis du microenvironnement et la rapidité [1].

La microfluidique est associée à plusieurs techniques, parmi lesquelles nous pouvons citer l'électromouillage qui a permis une manipulation efficace des gouttes de petites tailles sur puce [2], [3], la combinaison avec l'électromagnétisme qui a permis une manipulation efficace des cellules [1] et l'incorporation de l'optique à travers l'utilisation des lasers, des lentilles et des modulateurs connue sous le nom d'optofluidique [4], [5].

Les différentes techniques microfluidiques ont une action limitée du fait qu'elles ne peuvent pas générer un déplacement rapide des particules de fluide ou de grandes forces sur les particules, ce qui limite leur application dans le domaine des diagnostics médicaux et des études biochimiques [1], [6].

Pour pallier cette limitation, de nombreuses études se sont orientées vers les ondes élastiques de surface souvent appelées abusivement ondes acoustiques de surface de surface (SAW-Surface Acoustic Wave) que ce soit pour l'actionnement ou la détection [7]. Ce sont les ondes élastiques de volume (BAW-Bulk Acoustic Wave) qui ont longtemps été utilisées. Les SAW présentent néanmoins de nombreux avantages par rapport aux BAW comme l'utilisation de fréquences plus élevées, la concentration de la quasi-totalité de l'énergie en surface, la facilité d'incorporation avec d'autres technologies sur une même puce, la polyvalence des SAW en tant que détecteur biologique/chimique et actionneur sur des fluides et des particules [1].

Les SAW présentent entre autres une biocompatibilité avec les cellules pour certaines puissances acoustiques (non néfastes pour les cellules) qui limitent l'échauffement des cellules, des molécules et autres composés biologiques. L'exploitation des ondes acoustiques, à des fréquences de l'ordre du MHz, a permis une manipulation rapide et efficace des fluides et des particules. Il a été montré que certains types de SAW, ondes de Rayleigh par exemple, permettaient d'actionner des liquides avec des vitesses de $1-10 \text{ cm.s}^{-1}$ et de manipuler des fluides à l'échelle millimétrique [8].

Au sein de l'équipe Micro et Nanosystèmes qui étudie les ondes élastiques de surface depuis près de 20 ans, trois thèses ont été ou sont consacrées à cette thématique de la microfluidique. La première [9] a consisté à mettre au point des biocapteurs à ondes acoustiques de surface, ondes de Love, et des métamatériaux, cristaux photoniques, qui sont utilisés sous forme de piliers pour détecter des espèces biologiques.

La deuxième thèse [10] utilise des ondes de surface de type Love et vise la mise au point d'un modèle permettant d'estimer les propriétés mécaniques (la viscoélasticité par exemple) d'un liquide en partant de l'atténuation de l'onde au sein de celui-ci. Ma thèse s'intéresse à l'influence des ondes (onde de Rayleigh) sur le comportement des cellules, globules blancs et cellules osseuses. Elle est issue de la collaboration qui existe depuis plus de 5 ans avec l'équipe Nanomatériaux et Santé de l'IJL qui vise à étudier les effets des contraintes mécaniques sur les cellules lorsqu'elles sont activées ou stimulées par des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh. Pour soutenir ces travaux, l'approche expérimentale avec les cellules a été réalisée en collaboration avec deux stagiaires ingénieures de l'UTC (Université de Technologie de Compiègne). L'une a travaillé avec des cellules circulantes (monocytes THP-1) et l'autre s'est intéressée aux cellules adhérentes (ostéoblastes SaOs-2). La détermination des contraintes de cisaillement et de la pression de radiation acoustique qui s'exerce sur les cellules sont des données importantes et sont difficiles à obtenir expérimentalement d'où la nécessité de mettre au point un modèle de simulation de l'interaction onde de Rayleigh /liquide biologique.

Mon travail de thèse concerne donc l'étude de l'interaction des ondes acoustiques de surface de type Rayleigh et du liquide, à partir d'une approche théorique et expérimentale. La génération d'ondes acoustiques de surface est possible en structurant des électrodes métalliques interdigitées (IDTs) sur un substrat piézoélectrique, matériau capable de se déformer lorsqu'une tension électrique est appliquée et inversement se polariser électriquement lorsqu'une contrainte mécanique est appliquée. Pour nos applications, les principaux matériaux piézoélectriques sont : le quartz, la langasite (LGS) et le niobate de lithium (LiNbO_3). Pour cette thèse, nous avons travaillé avec le niobate de lithium dont le choix est justifié au chapitre II.

Les ondes générées à la surface de l'élément piézoélectrique se propagent presque sans perte à l'interface piézoélectrique/air. Cependant, s'il y a un liquide sur leur trajectoire, elles s'atténuent au contact de celui-ci, se transforment en une onde de Rayleigh évanescence (Leaky SAW) qui génèrent des ondes de compression au sein du liquide à la même fréquence que l'onde SAW et avec un angle donné θ_R (*Figure 1*).

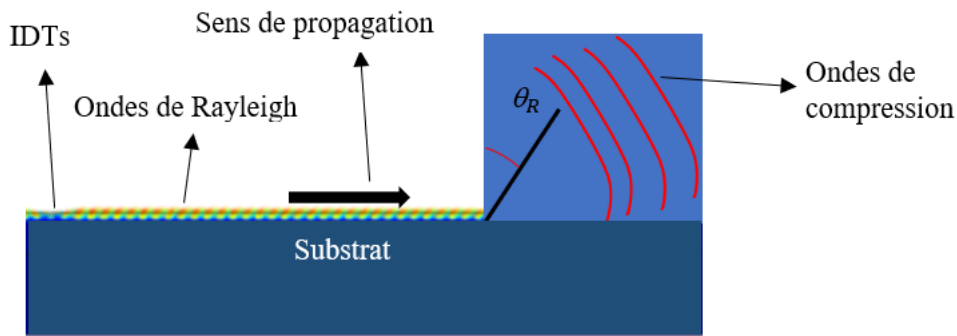


Figure 1 : Principe d'interaction onde de Rayleigh/liquide

L'amortissement des ondes de compression dans le liquide conduit alors à un transfert d'énergie, qui induit l'écoulement (sous l'effet d'un gradient de pression acoustique) et le chauffage du liquide (échauffement par frottement visqueux). L'écoulement résultant du gradient de pression dans le liquide est communément appelé « acoustic streaming » [11]. Nyborg [12] décrit « l'acoustic streaming » comme un phénomène non linéaire indépendant du temps qui agit comme une légère perturbation du champ sonore. On distingue notamment deux types « d'acoustic streaming » en fonction de la taille caractéristique (l) du système étudié par rapport à la longueur d'onde (λ) de l'onde sonore. Pour $l \gg \lambda$ on parle de « streaming d'Eckart » [13]. Celui-ci résulte du transfert d'énergie de l'onde sonore vers le fluide par dissipation de l'onde sonore au sein du fluide. Pour $\delta \ll l \ll \lambda$ on parle de « streaming de Rayleigh » [11], où

$\delta = \sqrt{\frac{\mu}{\pi \rho f}}$ est la profondeur de pénétration visqueuse, μ est la viscosité dynamique en Pa.s, ρ

est la masse volumique en kg.m^{-3} et f est la fréquence de résonance de l'onde en Hz. Plusieurs études numériques ont été réalisées pour prédire le phénomène « d'acoustic streaming ».

Numériquement ou analytiquement, la résolution du problème nécessite une décomposition des équations étudiées en équations du premier ordre pour le champ sonore et en équations du second ordre pour « l'acoustic streaming » en raison de la non-linéarité du phénomène [12], [14].

La méthode utilisée pour réaliser cette approche est l'approximation dite successive, qui consiste à exprimer chaque grandeur physique telle que la pression, la vitesse, la masse volumique ou la température sous une composante représentant le champ sonore et une autre représentant le « streaming », en tenant compte du fait que la vitesse des particules du fluide évolue lentement par rapport à la vitesse de l'onde sonore dans le fluide.

D'un point de vue numérique, la plupart des études se concentrent sur l'impact des ondes acoustiques de volume (BAW) sur des canaux de hauteur inférieure au millimètre. Ces études examinent directement la dynamique des fluides à travers le « streaming de Rayleigh » et utilisent la vitesse de l'onde comme condition aux limites pour le canal [14]–[17].

Ce choix simplifie le problème et réduit le temps de calcul, mais nécessite de connaître la vitesse de l'onde ainsi que son amplitude (déterminée expérimentalement par la méthode Doppler). Nous proposons ici une simulation complète en 2D, depuis la génération des ondes de Rayleigh jusqu'à l'interaction avec le fluide pour des longueurs d'onde inférieures à la dimension caractéristique du fluide (streaming d'Eckart). Nous réalisons cette étude en considérant un substrat de LiNbO_3 128 Y-X placé verticalement et immergé dans un petit récipient cylindrique en plexiglas d'environ 10 mm de diamètre. Le milieu biologique est assimilé à de l'eau dont la viscosité est très proche de celle du mélange formé de tampon phosphate salin (PBS-Phosphate Buffered Saline) et de milieu de culture cellulaire utilisé pour les expériences biologiques (RPMI pour les monocytes THP-1 et McCoy pour les ostéoblastes SaOs-2).

Mon travail se décompose en quatre chapitres. Le premier chapitre présente l'état de l'art de la manipulation acoustique et met en évidence l'importance des contraintes en acoustofluidique. Les équations utiles à la compréhension du modèle de simulation sont développées dans le second chapitre. Dans le troisième chapitre, nous détaillons les expériences qui ont été utilisées pour ce travail et enfin dans le dernier chapitre, nous présentons les méthodes de simulation et la comparaison des résultats simulation/expérience qui ont permis de valider le modèle.

Chapitre I. Etat de l'art de la manipulation des cellules dans les laboratoires sur puce

Introduction

Avec l'avènement des laboratoires sur puce associés à la microfluidique, les domaines de la médecine, de la biologie et bien d'autres ont connu une évolution radicale. Dans ce chapitre, nous allons présenter la microfluidique en énumérant ses avantages et inconvénients et comment lorsqu'elle est associée aux ondes acoustiques de surface, elle permet la manipulation des liquides et des cellules. La communauté scientifique a dénommé cette approche par le terme acoustofluidique. Une étude détaillée de la manipulation acoustique sera présentée tout en explicitant les forces qui interviennent lors de l'interaction onde/liquide. Nous allons par la suite nous intéresser aux différents types d'écoulements générés. Nous présenterons ensuite les applications en fonction du type d'onde générée afin de comparer l'efficacité sur la stimulation cellulaire. Afin de clarifier notre sujet, nous aborderons l'importance des contraintes en stimulation cellulaire et nous conclurons par l'objectif de la thèse.

I.1 Microfluidique

Les laboratoires sur puce (LOC) sont un des aboutissements des systèmes microfluidiques. Ils nécessitent l'utilisation de technologies de manipulation de fluides à l'échelle microscopique pour effectuer des fonctions de laboratoire sur une petite puce ou plate-forme, associée à des méthodes d'analyses.

Les dispositifs LOC présentent de nombreux avantages par rapport aux méthodes de laboratoires traditionnelles, notamment des temps d'analyse plus rapides, des volumes d'échantillons réduits et des coûts réduits. Ces dispositifs peuvent également offrir une exactitude et une précision supérieures par rapport aux méthodes classiques, en raison de leur capacité à gérer de petits volumes de liquide et à effectuer plusieurs analyses simultanément [18].

Le concept de LOC existe depuis les années 1970, mais ce n'est que dans les années 1990 que les premiers dispositifs ont été réalisés grâce aux avancées technologiques dans le domaine des micro et nanotechnologies. Depuis lors, la technologie a progressé rapidement et de nouvelles applications ont régulièrement été développées [18], [19].

Nous pouvons notamment citer, le diagnostic « point of care », la mise au point de nouveaux médicaments, le diagnostic du cancer et la surveillance environnementale. Voici quelques détails supplémentaires sur ces applications :

- Le diagnostic au plus près du patient (« point of care ») permet un diagnostic rapide et sur place de maladies telles que le VIH, le paludisme et le cancer, réduisant ainsi le temps nécessaire au diagnostic et au traitement, et ne nécessitant pas, le plus souvent, de personnel spécialisé [20], [21];

- La mise au point de nouveaux médicaments, pour laquelle le LOC peut être utilisée pour cribler un grand nombre de candidats-médicaments potentiels en une fraction du temps requis par les méthodes traditionnelles, permet un développement de médicaments plus rapides [22], [23] ;

- le diagnostic du cancer, pour lequel cette technologie peut être utilisée pour détecter des biomarqueurs du cancer dans de petits échantillons biologiques, permet une détection plus précoce [24], [25] ;

- La surveillance environnementale, dont le laboratoire sur puce peut être utilisé pour la surveillance en temps réel des contaminants, permet une réponse rapide aux risques [26], [27] ;

Les applications citées nécessitent de pouvoir manipuler des objets de type cellules, bactéries, virus et la microfluidique a permis le développement de nombreuses technologies permettant de répondre à ce besoin.

La manipulation de particules en microfluidique consiste à contrôler le mouvement et la position de petites particules (généralement de l'ordre du micromètre) dans des canaux ou des chambres fluidiques à l'aide de champs externes tels que des forces électriques, magnétiques, acoustiques ou optiques.

Il existe plusieurs méthodes de manipulation de particules en microfluidique.

- La diélectrophorèse (DEP) utilise des champs électriques non uniformes pour exercer des forces sur les particules, ce qui entraîne leur mouvement vers des régions d'intensité de champ électrique élevée ou faible selon la différence de permittivité entre celle de la particule et du milieu considéré ;
- La manipulation magnétique : les champs magnétiques peuvent être utilisés pour manipuler des particules magnétiques, qui sont généralement recouvertes d'anticorps ou d'autres biomolécules pour capturer sélectivement des analytes cibles ;
- La manipulation acoustique : les champs acoustiques peuvent être utilisés pour créer des ondes stationnaires ou des tourbillons qui peuvent piéger et manipuler les particules ;
- La manipulation optique : les forces optiques, telles que la pression de rayonnement ou les forces de gradient, peuvent être utilisées pour manipuler les particules en fonction de leurs propriétés optiques, telles que l'indice de réfraction ou la fluorescence ;
- La manipulation du flux microfluidique : en contrôlant le flux de fluide à travers les canaux microfluidiques, les particules peuvent être séparées ou concentrées en fonction de leur taille, de leur densité ou d'autres propriétés physiques ;

Toutes ces méthodes présentent des avantages et des inconvénients et le choix d'une technique dépend des applications visées. Nous n'allons pas toutes les traiter dans cette thèse. En utilisant l'exemple de la manipulation du flux microfluidique via des pompes mécaniques externes qui est l'une des premières méthodes à être utilisée, nous pouvons citer les inconvénients suivants [19], [28], [29] :

- Un colmatage des canaux : les canaux microfluidiques sont susceptibles de se boucher en raison de la présence de particules ou d'agrégats dans l'échantillon, ce qui peut provoquer des blocages et réduire à néant les performances de l'appareil ;
- Une manipulation limitée des particules : les dispositifs microfluidiques ont des capacités limitées pour manipuler les particules en fonction de leurs propriétés physiques, telles que la taille, la densité et la compressibilité. Cela peut limiter leur capacité à isoler des particules spécifiques ou à effectuer des manipulations complexes de particules ;
- Une compatibilité limitée avec certains échantillons : les dispositifs microfluidiques peuvent ne pas être compatibles avec certains types d'échantillons, tels que ceux à haute viscosité ou à haute teneur en particules ;

Au vu des inconvénients de la microfluidique à manipulation de flux, la communauté scientifique s'est tournée vers d'autres méthodes de manipulation de fluide, et parmi ces méthodes, l'acoustofluidique qui consiste à exploiter des ondes acoustiques trouve un intérêt particulier [18], [1], [8], [30]. Nous allons nous intéresser particulièrement à cette approche avec des ondes sonores.

I.2 Acoustofluidique

L'acoustofluidique est un domaine qui consiste à manipuler et à contrôler des fluides et des particules à l'aide d'ondes acoustiques [28], [31], [32]. Les ondes acoustiques sont générées grâce à des transducteurs piézoélectriques et peuvent être utilisées pour créer des forces qui déplacent ou manipulent des particules ou des fluides. Les forces peuvent provenir de plusieurs mécanismes, tels que la pression de radiation acoustique et « l'acoustic streaming ».

Les dispositifs acoustofluidiques peuvent manipuler efficacement des échantillons à fortes concentrations de particules, car les ondes sonores peuvent agiter et séparer efficacement les particules, réduisant ainsi le risque de colmatage. Ils peuvent également séparer sélectivement les particules en fonction de leurs propriétés physiques, ce qui en fait une technique plus efficace pour la séparation et l'isolement des particules.

Cependant, l'acoustofluidique présente également certaines limites. Par exemple, l'énergie acoustique requise pour manipuler des fluides peut parfois endommager des échantillons biologiques délicats.

La manipulation des cellules humaines étant au cœur de notre travail, nous adopterons l'acoustofluidique comme méthode de manipulation mais il faudra bien veiller à maîtriser la puissance et l'énergie acoustique pour ne pas endommager les échantillons biologiques.

I.3 Acoustophorèse

Suite à l'interaction de l'onde avec le liquide, ce dernier est mis en mouvement grâce à des forces qui apparaissent au sein du liquide et qui agissent sur les particules plongées en son sein. L'étude de ces forces dans le but de manipuler et séparer des particules en suspension dans un liquide est appelée acoustophorèse [14], [33], [34]. L'acoustophorèse est donc l'ensemble des forces d'origine acoustique qui agissent sur les particules et constitue le socle de la manipulation acoustique. A chaque fois que l'on parle de manipulation acoustique, implicitement il est fait référence à l'acoustophorèse.

L'un des principaux avantages de l'acoustophorèse est qu'elle peut être utilisée pour manipuler des particules en fonction de leurs propriétés physiques, telles que la taille, la densité et la compressibilité [35]. Cela permet une manipulation et une séparation sélectives des particules, ce qui est utile dans une gamme d'applications telles que le tri cellulaire, la filtration des particules et la découverte de médicaments.

La manipulation acoustique peut être réalisée à l'aide d'une large gamme de dispositifs, comprenant les dispositifs à ondes stationnaires et à ondes progressives.

Cette technique est apparue dans la littérature scientifique vers 1987 bien que l'idée de manipuler des particules à l'aide d'ondes sonores remonte beaucoup plus loin. L'une des premières expériences connues a été réalisée en 1787 par Ernst Chladni [36] dans son étude historique des figures de poussière sur des plaques vibrantes (*Figure 2*). Il prit un disque de cuivre saupoudré de sable et en frotta le bord avec un archet. Il a alors observé des motifs distincts qui dépendaient des formes modales excitées. Les plus gros grains de sable se sont rassemblés dans les nœuds de vibration, tandis que des particules plus petites telles que des filaments de son archet de violon se sont rassemblées dans les ventres. Des expériences similaires ont été réalisées en 1831 par Faraday [37].



Figure 2 : Figures de Chladni [38]

Plus tard, Lord Rayleigh a étudié théoriquement le célèbre tube de Kundt [39] (*Figure 3*) et en a déduit que le flux d'air circulaire, aujourd'hui connu sous le nom de flux acoustique, est la principale force motrice du mouvement des particules.



Figure 3 : Tube de Kundt [40]

Il a représenté le flux dit de Rayleigh, qui décrit la quantité de mouvement acoustique transférée entre deux milieux en interaction à travers leur interface, en appliquant des approximations successives aux équations de Navier – Stokes.

En partant des mesures d'intensité sonore de Boyle et al. en 1930 [41], King [42] a exprimé la première expression analytique de la pression de radiation acoustique, c'est-à-dire la force de radiation acoustique, en 1934.

Le modèle présenté par King est assez rudimentaire car il suppose le fluide non visqueux et la présence d'une seule particule sphérique rigide. Il a cependant ouvert la voie à de nouveaux modèles plus complets qui incluent, par exemple, la force de radiation acoustique secondaire c'est-à-dire celle due à la force d'interaction entre les paires particule - particule ou particule - paroi. Dans les paragraphes suivants, nous présentons un aperçu historique des modèles, analytiques et théoriques, qui ont été établis depuis l'œuvre de King [42]. Le domaine de l'acoustophorèse a connu une croissance rapide au cours des dernières décennies et continue d'être un domaine actif de recherche et de développement [33], [34], [43].

L'acoustophorèse met en œuvre des forces qui s'exercent au sein du liquide. Il existe notamment deux forces dites primaire et secondaire.

I.3.1 Force primaire

La force de radiation acoustique, appelée également force primaire a d'abord été étudiée par King, pour des particules dont il néglige la compressibilité et un fluide non visqueux.

Un peu plus tard, en 1955, Yosioka et Hasegawa [44] ont ajusté la théorie de King afin de prendre en compte la compressibilité de la particule. Ils ont introduit la notion de facteur de contraste acoustique qui permet de prédire les positions stables des particules dans les ondes stationnaires unidimensionnelles.

En 1962, Gorkov [45] présente ses travaux sur les champs tridimensionnels. Ses travaux ont permis entre autres de mieux comprendre la manière dont les ondes acoustiques se propagent dans les solides cristallins, ainsi que les effets de la structure cristalline sur leur propagation.

Danilov [46], [47], en 1969, a été le premier à inclure l'effet du « microstreaming » acoustique dans ses calculs de la force de radiation acoustique agissant sur les petites particules sphériques. Le « microstreaming » acoustique est causé par les ondes acoustiques à des fréquences de l'ordre du kHz, longueurs d'onde beaucoup plus petites que la taille des particules à manipuler dans le fluide. Lorsque ces ondes se propagent à travers le fluide, elles créent des variations de pression qui génèrent des courants microscopiques dans le fluide. Ces courants peuvent être extrêmement puissants et peuvent entraîner des mouvements à grande vitesse de particules et de cellules dans le fluide.

Deux modèles également intéressants portant sur l'étude de la force de radiation acoustique agissant sur des petites particules (de l'ordre du μm) ont été développés par Settnes et al.[35] en 2012, pour des liquides visqueux et par Karlsen et al. [48] en 2015, pour des liquides thermovisqueux (échauffement des liquides visqueux).

I.3.2 Force secondaire

Lorsque deux particules se trouvent dans le même champ acoustique, elles sont soumises non seulement aux ondes incidentes mais également aux ondes diffractées par l'autre particule. Cela peut donner lieu à une interaction entre les particules, connue sous le nom de force acoustique secondaire. La force acoustique secondaire est due aux différences de phase et d'amplitude des ondes réfléchies et diffractées par les deux particules. En fonction de la position relative des particules, ces ondes peuvent s'additionner ou se soustraire, créant une force entre les deux particules.

En 1975, Crum [40] a proposé une étude intéressante sur les interactions acoustiques entre des corps pulsants immergés dans des fluides visqueux, en se basant sur les travaux théoriques de Carl Anton Bjerknes et de son fils Vilhelm Bjerknes [49].

Il a nommé la force de rayonnement acoustique agissant sur un corps pulsant isolé, la force de Bjerknes primaire. En revanche, la force due à l'interaction acoustique a été baptisée la force de Bjerknes secondaire.

Doinikov en 2001 [50] présente un modèle théorique qui intègre à la fois un fluide compressible et des particules compressibles. Ce modèle peut s'appliquer à toutes les distances de séparation et inclut de multiples événements de rediffusion.

De manière générale, la force secondaire est plus petite que la force primaire. La force de Bjerknes primaire est environ deux fois plus grande que la force de Bjerknes secondaire. C'est donc la force de radiation acoustique qui est responsable du mouvement de tourbillon au sein du fluide plus connu sous le nom d'« acoustic streaming ».

I.4 L'« acoustic streaming »

L'« acoustic streaming », également connue sous le nom de rayonnement acoustique ou d'effet de Rayleigh, est un phénomène qui se produit lorsque des ondes sonores produites par une source sonore (un substrat piézoélectrique dans notre cas), se propagent à travers un fluide. Lorsque ces ondes sonores atteignent le liquide, elles génèrent des fluctuations de pression qui se traduisent par des tourbillons stables indépendamment du temps au sein du fluide irradié [51].

Ce phénomène a été observé pour la première fois en 1831, pendant une étude sur la vibration des surfaces élastiques. Faraday a observé que des courants d'air se formaient dans l'air adjacent à une surface vibrante et que ces courants semblaient être liés aux vibrations de la surface [37], [52].

Un peu plus tard, en 1859, un physicien français du nom de Savart [52] a également observé un phénomène similaire lors de ses recherches sur les vibrations des cordes. Il a remarqué que des tourbillons se formaient dans l'air au-dessus des cordes vibrantes et que ces tourbillons semblaient être associés aux vibrations de la corde.

Il avait remarqué également que le courant d'air se déplaçait de la ligne nodale de déplacement sur la plaque vers la ligne d'amplitude maximale et qu'ensuite il se déplaçait vers l'extérieur du ventre de déplacement et revenait vers la ligne nodale (*Figure 4.a*).

Les tentatives de Faraday à expliquer ces phénomènes étaient basées sur des observations et des intuitions, plutôt que sur une compréhension solide des principes physiques en jeu [52].

En 1866, le physicien autrichien Kundt [39] a utilisé un tube rempli de poudre fine pour visualiser les nœuds et les ventres des ondes stationnaires produites à une fréquence de résonance donnée (*Figure 3*).

Ensuite, le physicien tchèque Václav Dvorak a observé que ces ondes stationnaires pouvaient également générer un mouvement moyenné du gaz à l'intérieur de ce tube [51], [52]. Ce mouvement moyenné se déplace du ventre de vitesse vers le nœud de vitesse près de la paroi du tube. Ce phénomène est appelé effet Dvorak et il est dû au fait que la pression acoustique est plus élevée au nœud de vitesse, ce qui crée un gradient de pression qui entraîne le mouvement moyen du gaz. À l'intérieur, il y a un flux de retour dans la direction opposée du

nœud de vitesse au ventre de vitesse (*Figure 4.b*). Il est intéressant de noter que le sens de circulation des flux moyennés dans le tube de Kundt et sur la plaque vibrante sont opposés.

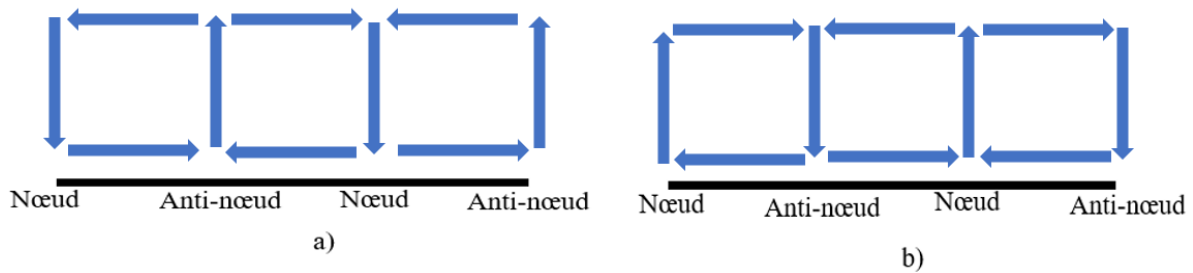


Figure 4 : Sens de circulation du flux moyen a) sur une plaque vibrante, b) dans le tube de Kundt

Les études théoriques sur le phénomène d'« acoustic streaming » ont été menées pour la première fois par Rayleigh en 1884 [52]. Il a utilisé plusieurs approximations successives du fait de la non-linéarité des équations de base. Il exploite la solution du problème linéaire comme forçage pour les équations gouvernantes du second ordre, le premier ordre étant une représentation du champ sonore. Cette approche est longtemps restée l'outil analytique de base pour l'étude du flux acoustique : Rayleigh a traité le mouvement de l'air sur la plaque comme un flux incompressible tandis qu'il a tenu compte de la compressibilité pour l'étude du flux dans le tube de Kundt. Cependant, comme l'a noté Westervelt [52], l'analyse de Rayleigh suppose implicitement que le mouvement de premier ordre (le champ sonore) soit presque solénoïdal c'est-à-dire caractérisé par une *divergence* nulle (le flux sortant en un point donné est équilibré par rapport au flux entrant). Le mouvement solénoïdal est caractérisé par des lignes de flux ou des trajectoires qui s'enroulent autour d'un axe central. Ces trajectoires peuvent être régulières et symétriques, formant une structure enroulée, ou elles peuvent être plus complexes et irrégulières. Rayleigh a également considéré les ondes stationnaires entre deux plaques parallèles dont la distance est le double de la hauteur [51]. Il a limité son étude à un cas dans lequel la profondeur de pénétration visqueuse δ était petite par rapport à la largeur du canal, et la largeur du canal quant à elle était petite par rapport à la longueur d'onde acoustique.

Au niveau du nœud, les vitesses sont nulles alors que les valeurs maximales se trouvent au niveau des ventres. La résolution analytique de ce phénomène demande une décomposition des grandeurs physiques en appliquant des approximations successives qui permettent de séparer l'effet du champ sonore et du « streaming ».

Il ressort également que le « streaming » dépend de divers facteurs, tels que l'intensité et la fréquence de l'onde acoustique, les propriétés du fluide et la géométrie du dispositif. Ainsi en fonction du cas de figure, nous parlerons du « streaming de Rayleigh » ou du « streaming d'Eckart ». Nous allons expliciter ces 2 notions ci-dessous.

I.4.1 « Streaming de Rayleigh »

Le streaming de Rayleigh porte sur l'étude de plaques parallèles dont la profondeur de pénétration visqueuse δ est inférieure à la longueur caractéristique l , qui elle-même est inférieure à la longueur d'onde λ ($\delta \ll l \ll \lambda$), [11], [52], [53]. Le « streaming de Rayleigh » apparaît au cœur du liquide. Vu les dimensions du canal, un autre phénomène appelé « streaming de Schlichting » apparaît également dans l'épaisseur de la couche limite (profondeur de pénétration visqueuse) [53].

La dénomination « streaming de Rayleigh-Schlichting » est souvent utilisée car il est difficile de dissocier ces deux phénomènes. La *Figure 5* en est une illustration 2D d'une vue de face. Nous pouvons voir sur cette dernière que le liquide en bleu clair, qui représente une grande partie de la surface de liquide occupée sur cette coupe, est soumis à une onde de pression sinusoïdale horizontale (ligne magenta) de longueur d'onde λ dans la direction horizontale parallèle aux parois. Dans les couches limites visqueuses en bleu foncé d'épaisseur sub-micrométrique, des contraintes de cisaillement importantes apparaissent, qui génèrent des « streaming » de couche limite (dit de Schlichting). Ceux-ci entraînent ensuite des « streaming » plus importants hors des couches limites (streaming de Rayleigh). On peut alors observer que le « streaming de Rayleigh » se manifeste par la création de quatre vortex ainsi que de la création de nœuds et de ventres à l'intérieur du liquide.

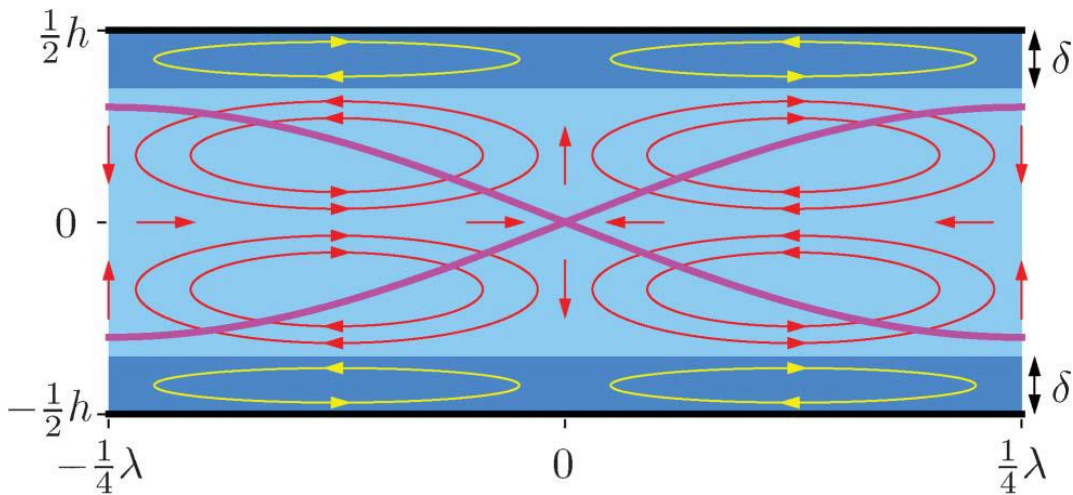


Figure 5 : Modèle classique du « streaming de Rayleigh-Schlichting » pour un canal micrométrique de hauteur h et de longueur égale à la moitié de la longueur d'onde [53]

I.4.2 « Streaming d'Eckart »

Le « streaming d'Eckart » jadis appelé « vent de quartz », est le « streaming » formé par la dissipation de l'énergie acoustique au sein d'un fluide [11], [52]. Lorsque l'onde sonore traverse le fluide, une partie de son énergie est absorbée et convertie en énergie cinétique. Cela se traduit par une mise en mouvement des particules de fluide et une atténuation de l'amplitude de l'onde acoustique, provoquant alors une diminution de l'amplitude de la pression acoustique proportionnelle à la distance de la source acoustique. Lorsqu'un jet de fluide est formé au sein d'un fluide, il peut former un vortex entraînant une circulation de fluide.

Il est alors important de bien comprendre ces phénomènes de vorticité car une circulation de fluide maîtrisée peut permettre un mélange efficace des échantillons et des réactifs, ou encore un transport efficace de particules ou de cellules à travers la chambre microfluidique.

Matsuda et al. [54] ont utilisé la vélocimétrie Doppler (principe de mesure de la vitesse d'un écoulement avec un laser) pour mesurer la vitesse d'un jet d'écoulement d'Eckart dans l'eau généré par un transducteur ultrasonore focalisé fonctionnant à une amplitude de pression de 40 kPa et à une fréquence de 3,45 MHz. Le jet de fluide mesurait environ 1 cm de diamètre et avait une vitesse maximale supérieure à 6 cm/s.

Le « streaming d'Eckart » a été le premier à être utilisé pour les systèmes SAWs à ondes évanescentes. De très nombreuses publications ont étudié le « streaming d'Eckart » pour des cas où la largeur du canal est plus grande devant la longueur d'onde. De leur côté, Kolesnik et al. [55] ont orienté leur étude sur des cas où les dimensions d'un canal en PDMS sont petites et pour des cas où la largeur du transducteur est du même ordre de grandeur que la longueur du canal.

La longueur du canal est prise pour leur étude égale à $25\lambda_{\text{saw}}$. Ils utilisent des grandeurs caractéristiques fonction de la longueur d'onde du liquide. Ils ont observé augmentation de la vitesse du « streaming » en fonction de la hauteur du fluide, représentant le transfert d'une grande partie de l'énergie acoustique au fluide à travers les contraintes de Reynolds (forces responsables de l'écoulement circulaire).

Ils ont ainsi pu montrer que la transition entre le « streaming de Rayleigh » et celui d'Eckart se fait pour une hauteur de $15\lambda_{\text{liquide}}$. Un autre fait important mentionné est que le « streaming de Rayleigh » se produit pour des petites hauteurs, et les deux « streaming » se produisent en même temps pour une hauteur considérable.

Ainsi, le « streaming d'Eckart » n'a lieu dans les dispositifs microfluidiques que lorsque les ultrasons à hautes fréquences se propagent dans un liquide dont la dimension est de l'ordre du millimètre ou plus. Le flux d'Eckart peut être généré à la fois avec les ondes stationnaires et progressives, bien qu'il ne se produise qu'à des vitesses beaucoup plus faibles dans le premier cas car les forces responsables du « streaming » sont générées dans des directions opposées et s'annulent.

I.5 Utilisation des ondes acoustiques en manipulation cellulaire

La communauté scientifique s'intéresse de plus en plus aux ondes acoustiques dans les laboratoires sur puce pour leur capacité à manipuler à la fois des fluides et des particules de tailles très variées dans ces fluides.

Cette manipulation est mécanique et non destructrice pour les particules ou les cellules (pour un échauffement limité à 1°C) [56] et ne nécessite pas de marquage préalable. L'un des avantages de la manipulation par voie acoustique est qu'elle peut se faire dans des milieux spécifiques, comme par exemple le milieu de culture qui permet la croissance des cellules. Plusieurs applications ont été récemment développées, prenant en compte la séparation des lipides du sang [57], la manipulation de cellules uniques ou encore d'organismes entiers, aussi bien que celle de bactéries [58], [59].

Il a été mentionné que l'« acoustic streaming » résultait d'un transfert d'énergie au liquide qui permet de générer la force nécessaire au mouvement du fluide. Pour y arriver soit le substrat en contact avec le liquide est entièrement mis en vibration, dans ce cas nous parlerons d'actionnement par onde de volume BAW (Bulk Acoustic Wave), soit c'est uniquement la surface du substrat qui est mise en vibration, c'est l'actionnement par SAW.

I.5.1 Actionnement par ondes acoustiques de volume (BAW)

I.5.1.1 Principe de fonctionnement

Les premiers dispositifs à ondes acoustiques pour manipuler des particules datent des années 1990 [31], [60]. Peu de temps après, des dispositifs en microcanaux similaires ont été élaborés [61]. Ils sont basés sur les ondes acoustiques de volume et utilisent la force acoustique pour créer le champ de pression stationnaire à l'intérieur d'un canal microfluidique. Ces dispositifs sont généralement construits comme une cavité résonante, gravée dans un matériau rigide comme le silicium. Celle-ci est excitée à l'aide d'un transducteur piézoélectrique collé à la puce (voir Figure 6). Elle rentre en résonance quand la fréquence f d'excitation est telle que :

$$f_r = \frac{M c_L}{2L_{canal}}$$

avec c_L la vitesse du son dans le liquide, L_{canal} la largeur du canal et M un nombre entier (si $M > 1$, on a des harmoniques).

Après création du champ acoustique stationnaire au sein du liquide, les particules, en suspension dans le fluide remplissant le canal, sont soumises à la force de radiation acoustique et vont être poussées vers les nœuds ou les ventres de pression de ce champ, selon leurs densités et leurs compressibilités ainsi que celles de leur milieu environnant (*Figure 7*). Généralement, les particules rigides et la plupart des objets biologiques comme les cellules ont un facteur de contraste (facteur dépendant des différences de densité et de compressibilité entre la particule et son milieu environnant dont le signe impacte le sens de la force de radiation acoustique) positif et vont migrer vers les nœuds alors que les bulles d'air et les lipides vont migrer vers les ventres [62]. Ainsi un facteur de contraste positif permet d'avoir une force de radiation acoustique négative et inversement.

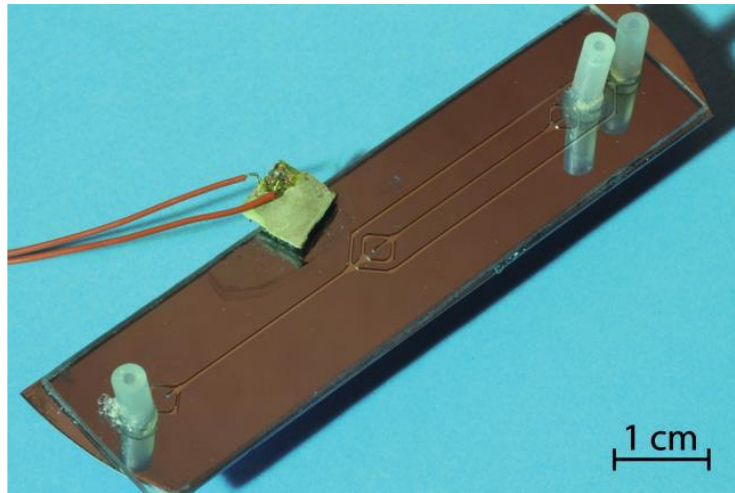


Figure 6: Exemple de dispositif microfluidique à onde de volume (BAW) [43]

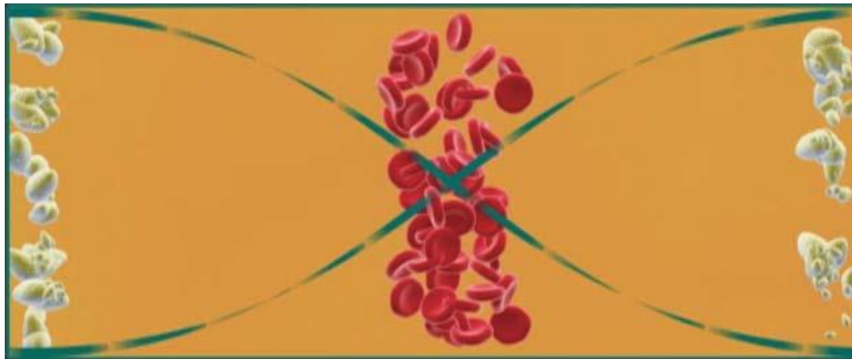


Figure 7: Principe de migration des cellules après apparition du champ acoustique dans un dispositif BAW [63]

I.5.1.2 Exemple d'applications

La majorité des applications développées avec les BAW concernent le tri de particules et reposent sur un même principe. Le canal microfluidique comporte au moins deux entrées et deux sorties : l'une des entrées sert alors à injecter un mélange de particules (ex : 2 populations) dans leur milieu de suspension, l'autre un milieu propre est destiné à recevoir une des deux populations ou encore la manipulation des microparticules (i.e., < 500 nm). Nous pouvons en guise d'illustration citer Filip Petersson [57] qui nous présente une méthode d'acoustophorèse à flux libre capable de séparer en continu des suspensions de particules mixtes en plusieurs fractions de sortie. Les forces acoustiques sont utilisées pour séparer les particules en fonction de leur taille et de leur densité. La méthode s'avère idéale pour les particules en suspension, biologiques et non biologiques. La séparation des particules a été réalisée en combinant le flux laminaire avec la force de rayonnement acoustique primaire axiale dans un champ d'ondes stationnaires ultrasonores (Figure 8).

Des particules en suspension dissemblables circulant à travers le canal de 350 μm de large ont ainsi été transférées latéralement vers différentes régions du profil d'écoulement laminaire, qui a été divisé en plusieurs sorties pour la collecte continue des fractions. À l'aide de quatre sorties, un mélange de particules de polystyrène de 2, 5, 8 et 10 μm a été séparé entre 62 % et 94 % de chaque taille de particule se retrouvant dans des fractions séparées. En utilisant trois sorties et trois tailles de particules (3, 7 et 10 μm), l'efficacité du tri varie de 76 % à 96 % selon les tailles de particules. La manipulation du milieu, en combinaison avec l'acoustophorèse à flux libre, a ensuite été utilisée pour permettre le fractionnement des globules rouges, des plaquettes et des leucocytes. Les résultats montrent que l'acoustophorèse à flux libre peut être utilisée pour effectuer des tâches de séparation complexes.

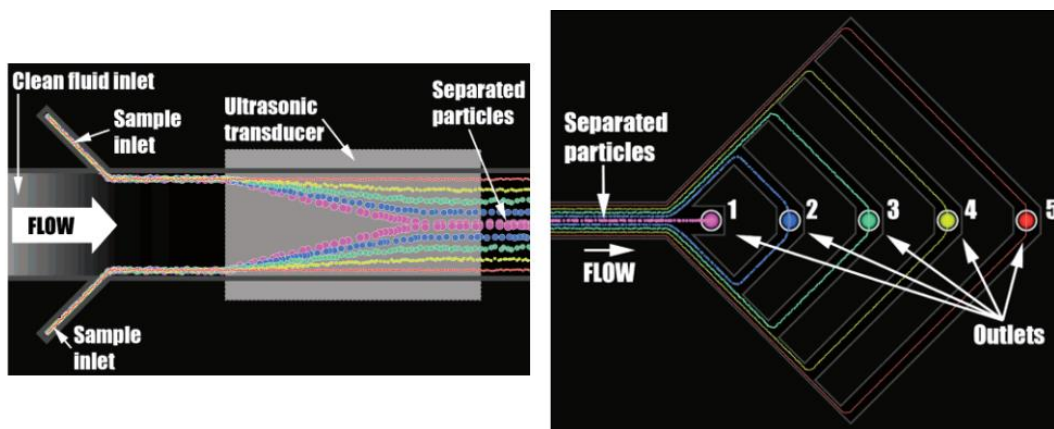


Figure 8 : Principe de séparation en fonction de la taille des particules. Les particules arrivent à l'entrée et sont soumises à un champ acoustique stationnaire puis sont collectées dans différentes sorties [57].

Parlons maintenant des travaux de Wu et al [64], qui ont développé un dispositif à onde de volume pour le traitement des microparticules avec des pinces à flux acoustique. Les résonateurs à ondes acoustiques de volume (BAW) à couche mince fonctionnant à des fréquences du gigahertz (GHz) génèrent des microvortex localisés à grande vitesse grâce à des effets de flux acoustique (Figure 9). Bénéficiant des fortes forces de traînée des tourbillons à grande vitesse, les pinces à flux acoustique GHz (AST-Acoustic Streaming Tweezers) compatibles BAW ont été appliquées au piégeage et à l'enrichissement de particules dont la taille varie de quelques micromètres à moins de 100 nm.

Cependant, le comportement des particules dans de tels systèmes de microvortex 3D a été, jusqu'à présent, peu étudié. Dans son travail, le comportement des particules (piégeage, enrichissement et séparation) via des pinces à flux acoustique GHz est étudié par des analyses théoriques, des simulations 3D et des expériences de suivi de microparticules. Il constate que le mouvement des particules dans les tourbillons est déterminé principalement par l'équilibre entre la force de traînée acoustique du flux et la force de rayonnement acoustique. Son travail peut fournir des principes de conception de base pour les laboratoires sur puce intégrant des pinces acoustiques.

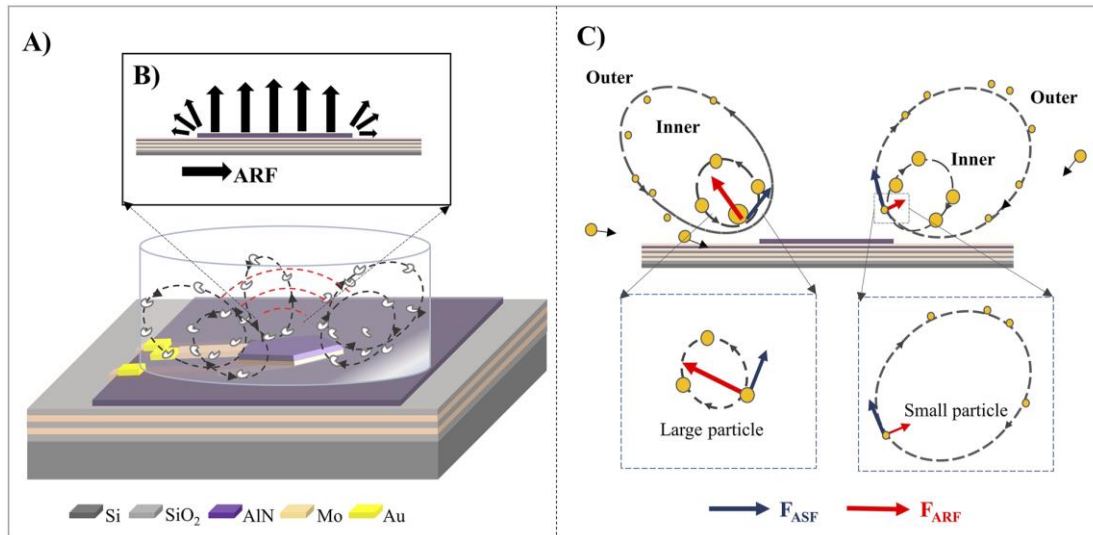


Figure 9: Schéma de pince à flux acoustique induite par TBAW. (a) Vue 3D des particules piégées. (b) Distribution de la force de radiation acoustique de l'onde acoustique dans le liquide. (c) Mouvement des particules plus grosses le long de la partie interne du flux et des particules plus petites le long de la partie externe du flux [64].

I.6 Actionnement par onde acoustique de surface

L'actionnement avec des BAW nécessitant la vibration complète du substrat, il est donc important que le matériau du canal soit rigide pour dissiper le moins d'énergie possible. Dans la plupart des cas c'est le silicium qui est utilisé [63].

D'autres dispositifs exploitant des ondes acoustiques de surface (SAW) existent.

Nous pouvons citer les travaux de Shi en 2008 [65]–[69], dans lesquels, le canal microfluidique est moulé en PDMS (polydiméthylsiloxane), un polymère biocompatible qui a pris une place majeure dans les laboratoires sur puce.

Ce dernier est collé sur un substrat piézoélectrique, souvent du niobate de lithium (LiNbO_3) choisi pour son fort coefficient de couplage électromécanique K^2 . Une onde acoustique est créée à la surface du substrat piézoélectrique et se transmet au fluide à l'intérieur du canal. La seule énergie dépensée est celle nécessaire à la mise en mouvement de la surface du matériau piézoélectrique, alors que pour les dispositifs BAW, toute la puce vibre.

Les dispositifs SAW permettent donc d'avoir un gain d'énergie comparé aux dispositifs BAW. Ceci est intéressant quand des applications portables, dans lesquelles l'énergie disponible provenant de batteries ou de piles, sont visées. La fabrication de ce type de puce acoustofluidique est relativement simple puisqu'elle repose sur des techniques de photolithographie. Elle peut donc être plus facilement intégrée dans des laboratoires sur puces comparativement aux dispositifs BAW. Un dernier avantage, qui est également très intéressant, est que les positions des nœuds et des ventres n'étant pas fixées par une cavité résonante comme dans le cas des BAW, celles-ci peuvent être modifiées en temps réel, rendant possible de nombreuses applications. A la vue de ces avantages, les dispositifs SAW ont suscité un intérêt croissant chez les scientifiques [1], [70].

I.6.1 Les ondes acoustiques de surface progressives TSAW (Transverse Surface Acoustic Waves)

Les ondes élastiques de surface sont générées par des électrodes interdigitées métalliques (IDT – Inter Digital Transducer), déposées sur un substrat piézoélectrique : la configuration de ces électrodes sera présentée au chapitre II. Elles se propagent à la surface du matériau. En plaçant une seule paire d'électrodes sur le substrat, une onde de surface acoustique progressive est générée. Comme illustré sur la *Figure 10*, une onde acoustique progressive (TSAW) est émise de chaque côté des IDTs.

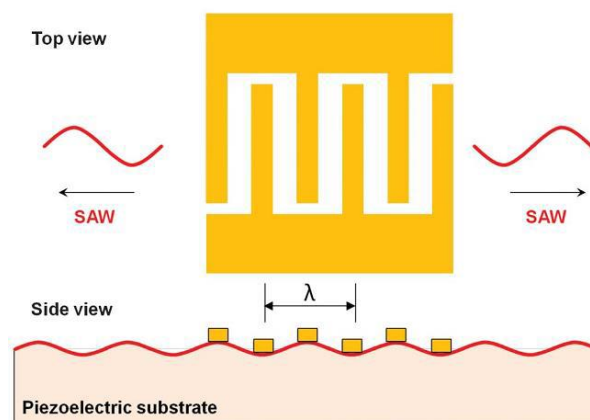


Figure 10: Propagation d'un TSAW généré par un peigne interdigité déposé sur un substrat piézoélectrique [1]

Une fois en contact avec le liquide, l'onde progressive (Rayleigh SAW) initialement générée devient une onde de Rayleigh évanesccente à l'interface solide-liquide. Une onde de compression est alors émise dans le liquide suivant un angle de réfraction appelé angle de Snell-Descartes acoustique (Figure 11) donné par :

$$\theta_R = \arcsin \frac{c_L}{c_S}$$

avec c_L , la vitesse du son dans le liquide et c_S , la vitesse du son dans le substrat.

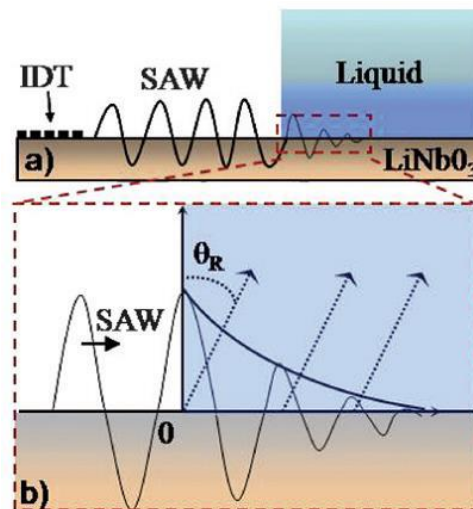


Figure 11 : Propagation d'une onde SAW de type Rayleigh, atténuation à l'interface piézoélectrique/liquide et génération de l'onde de compression dans le liquide suivant l'angle de Snell-Descartes acoustique [71]

Trung-Dung et al [72] se penchent sur l'amélioration du mélange basé sur la diffusion moléculaire dans les dispositifs microfluidiques dont les écoulements sont naturellement laminaires en raison des petites dimensions des canaux. Pour cela, il a étudié le mélange pour différentes configurations d'électrodes.

Dans son dispositif, il cherche à mélanger efficacement de l'eau et une solution de colorant fluorescent, qui se rejoignent dans un canal unique entraînés par une pompe à seringue. Une onde de surface d'une fréquence de 13 MHz est générée perpendiculairement au flux.

L'onde a été générée par deux types d'électrodes interdigitées sur un substrat de LiNbO_3 : des électrodes parallèles (a) et des électrodes à focalisation (b) comme nous pouvons le voir sur la *Figure 12*. Il a observé que l'efficacité du mélange était proportionnelle au carré de la tension appliquée. Pour une même tension appliquée, le dispositif à électrodes à focalisation offre une meilleure efficacité de mélange (*Figure 12.b*)

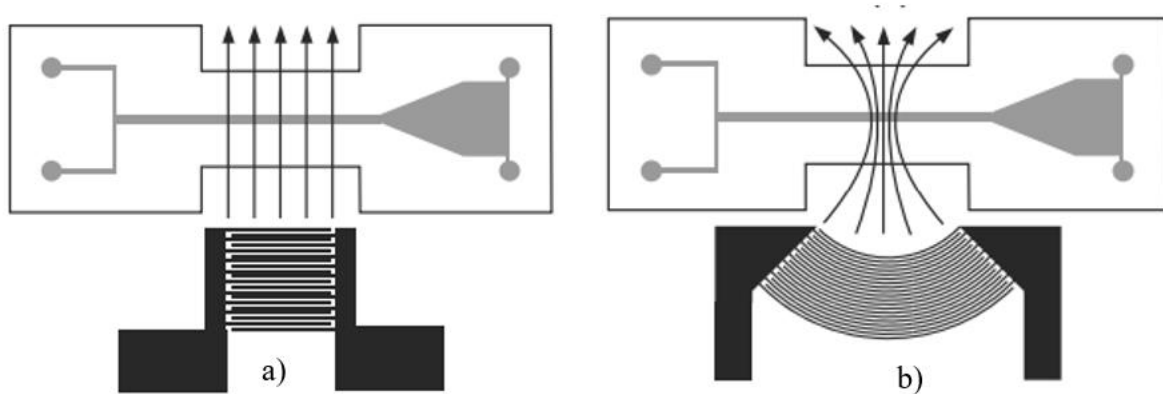


Figure 12 : Différentes configuration d'électrodes pour l'étude de l'amélioration du mélange en acoustofluidique, a) électrodes « classiques » parallèles , b) électrodes focalisées [72]

Achim Wixforth en 2004 [73] présente un dispositif pour lequel les ondes acoustiques de surface sont utilisées pour actionner de faibles quantités de fluides, sous forme de goutte de 100 nl, sur la surface plane d'une puce piézoélectrique (*Figure 13*). La modification chimique (zones hydrophobes et hydrophiles) de la surface de la puce est utilisée pour créer des puits et des tubes virtuels pour confiner les liquides. La pression de radiation acoustique exercée par l'onde de surface conduit à la création d'un écoulement interne au liquide et éventuellement, lorsque la puissance est suffisante, un actionnement de gouttelettes le long de trajectoires prédéterminées.

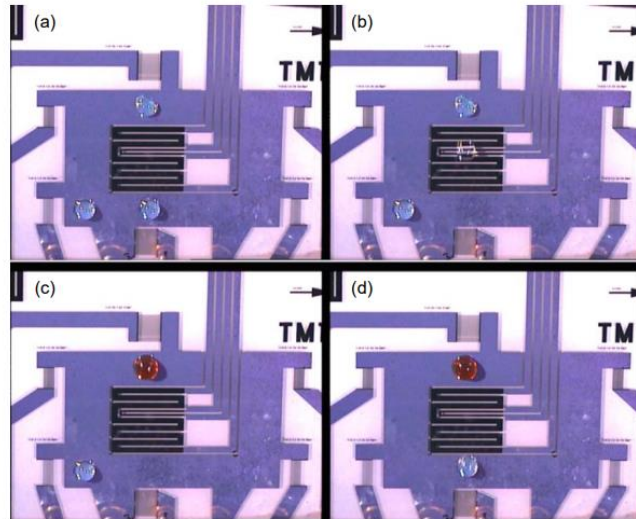


Figure 13: Dispositif microfluidique piloté par Rayleigh-SAW (TSAW). Trois gouttelettes d'environ 100 nl chacune sont déplacées de manière « télécommandée » et indépendante. (a) à (d) on visualise le mouvement et les "réactions chimiques" se produisant lorsque les gouttelettes sont fusionnées et mélangées par l'action de l'onde de surface [73].

En restant sur le principe de l'activation des gouttelettes Thomas Franke [74], en 2009, présente un dispositif microfluidique qui permet de diriger le mouvement des gouttelettes dans les canaux à l'aide d'un dispositif à ondes acoustiques de surface. Il s'agit d'un écoulement diphasique, dans lequel les gouttes d'eau sont générées et stabilisées puis transportées par de l'huile. Cette méthode permet un tri de gouttes à des débits élevés (Figure 14).

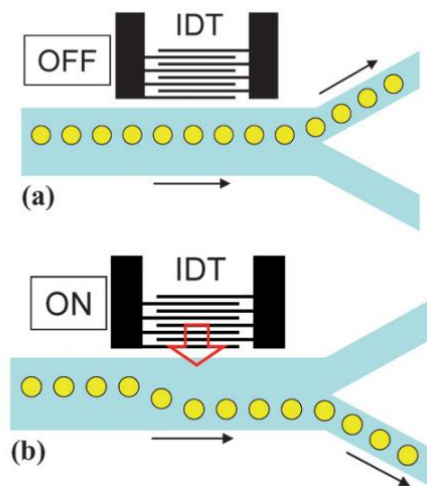


Figure 14: Dispositif microfluidique pour trier des gouttelettes [74]

I.6.2 Les ondes acoustiques de surface stationnaires SSAW (Standing Surface Acoustic Waves)

Pour créer une onde acoustique de surface stationnaire, il faut placer deux peignes interdigités de même fréquence sur les deux extrémités d'un substrat à une distance d (gap) l'un de l'autre. Une onde progressive est alors générée dans les deux sens. La superposition de ces deux ondes progressives donne naissance à une onde stationnaire entre les deux IDT (*Figure 15*). De la même manière que pour les TSAW, cette onde est transmise à un fluide et un champ stationnaire de pression (SSAW) se forme à l'intérieur de celui-ci.

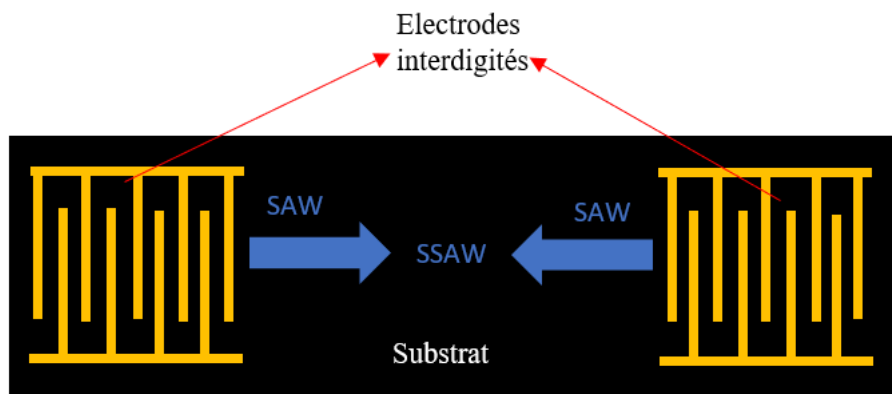


Figure 15: Dispositif de génération d'ondes stationnaires

En exploitant les ondes acoustiques de surface stationnaires (SSAW), Shi et al [75] présentent une méthode de séparation continue des particules par acoustophorèse. Ils montrent que les particules dans un flux laminaire continu peuvent être séparées en fonction de leur volume, de leur densité et de leur compressibilité.

Pour la mise en œuvre de leur expérience, un mélange de particules de densité égale mais de volumes différents a été injecté dans un microcanal par deux entrées latérales, prenant en sandwich un flux de gaine d'eau désionisée injectée par une entrée centrale.

Un SSAW unidimensionnel généré par deux transducteurs interdigités parallèles a été établi à travers le canal, celui-ci couvrant un seul nœud de pression SSAW situé en son centre. Comme nous pouvons l'observer sur la *Figure 16.a*) les particules se déplacent de la paroi latérale vers le centre du canal en raison des forces acoustiques axiales appliquées aux particules lorsqu'elles pénètrent dans la région de travail du SSAW (site 1) de la *Figure 16.a*).

Les forces acoustiques différentes provoquent des déplacements différents, repositionnant les particules plus grosses plus près du centre du canal et les particules plus petites plus loin du centre (site 2). Sur la *Figure 16 .b)* il est présenté une comparaison des forces (normalement dans la gamme pN) agissant sur les particules au site 1 et au site 2, respectivement.

L'utilisation des SSAW induit des forces acoustiques axiales plus importantes sur les particules de plus grand volume, les repositionnant plus près du nœud de pression d'onde au centre du canal. Ce processus permet le déplacement latéral des particules vers différentes régions de la section transversale du canal en fonction du volume des particules.

La méthode de séparation des particules, présentée par les auteurs, est simple et polyvalente. Elle permet de séparer pratiquement tous les types de particules (indépendamment de la charge/polarisation ou des propriétés optiques) avec une efficacité de séparation élevée et une faible consommation d'énergie. Ils ont montré que la puissance utile pour séparer 13000 particules en 1 minute est de 30 mW alors que dans les mêmes conditions avec des ondes de volumes la puissance serait comprise entre 300 mW et 2000 mW.

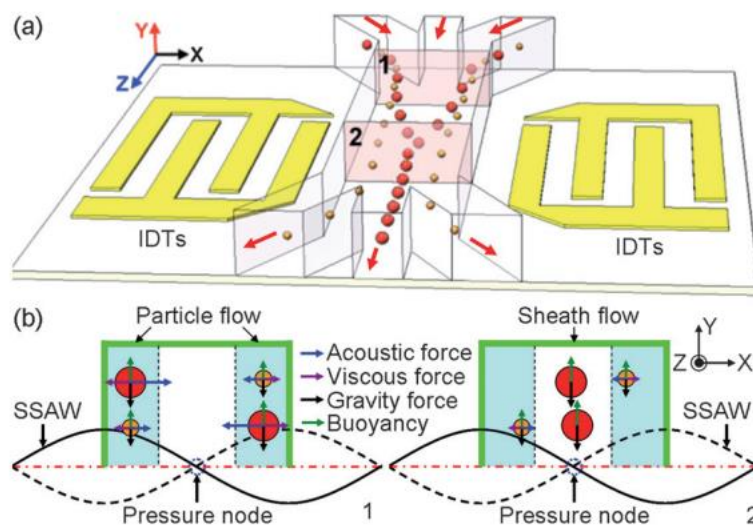


Figure 16: Schéma du mécanisme de séparation des particules [75].

Les méthodes basées sur l'acoustique sont connues pour préserver l'intégrité, la fonctionnalité et la viabilité des cellules biologiques en utilisant un tri sans marquage et sans contact.

Peng Li et al. en 2015 [76] utilisent des ondes acoustiques de surface afin d'isoler les cellules tumorales circulantes (CTC) présentes dans le sang. Les cellules tumorales circulantes (CTC) sont des cibles majeures pour diagnostiquer le cancer et leur extraction du sang peut permettre de réduire drastiquement la formation de métastases et ainsi de prolonger le pronostic vital du patient.

Dans leur travail, ils présentent le développement d'un dispositif microfluidique basé sur l'acoustique qui est capable de séparer à haut débit les CTC des échantillons de sang périphérique obtenus à partir de patients atteints de cancer. Ils utilisent plus spécifiquement des ondes acoustiques de surface stationnaires à angle incliné (*Figure 17*).

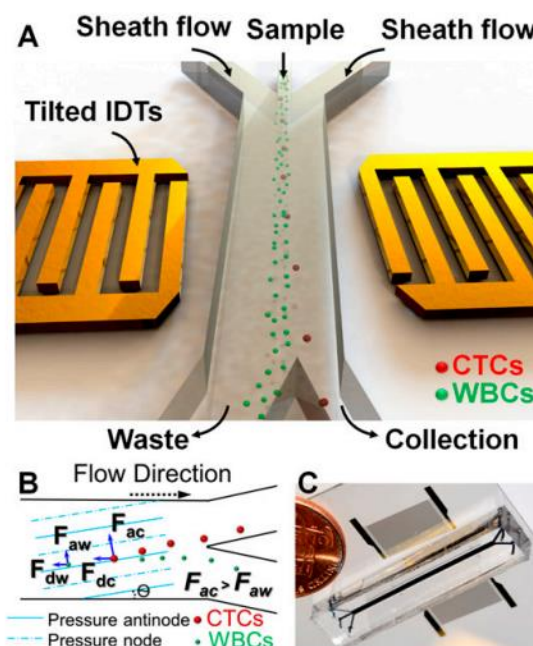


Figure 17 : Illustration schématique et image du dispositif SSAW à angle incliné à haut débit pour la séparation des cellules cancéreuses. (A) Illustration de la séparation cellulaire. (B) Schéma du mécanisme de travail derrière la séparation cellulaire. (C) Image réelle du dispositif de séparation cellulaire SSAW à angle incliné. L'encre bleue a été utilisée pour aider à visualiser le canal microfluidique [76].

Sur la *Figure 17*, la direction des nœuds de pression et des ventres de pression a été établie à un angle d'inclinaison (θ) par rapport à la direction d'écoulement du fluide à l'intérieur d'un canal microfluidique. Les CTC, plus grandes, subissent une plus grande force de rayonnement acoustique que les globules blancs (WBC - White Blood Cell). En conséquence, les CTC ont un déplacement vertical plus important (normal à la direction d'écoulement) que les WBC. F_{dc} et F_{aw} sont la force de traînée subie par les CTC et les WBC, respectivement.

Ils ont montré dans un premier temps la capacité de leur dispositif à séparer avec succès de faibles concentrations (~ 100 cellules/ml) de cellules cancéreuses avec un taux de récupération supérieur à 83 %. Par la suite, ils ont démontré l'isolement des CTC dans des échantillons de sang prélevés sur des patientes atteintes d'un cancer du sein. Ils présentent ainsi une méthode de séparation basée sur l'acoustique biocompatible et simple à concevoir pouvant servir dans la recherche sur le cancer, la mise en place de diagnostic et l'évaluation de l'efficacité des médicaments et la thérapeutique.

En conclusion, la littérature nous montre que les ondes élastiques de surface permettent de mélanger des liquides, de déplacer les particules de manière efficace. Notre étude se fera donc avec des ondes progressives transverses, autrement appelé ondes SAW de type Rayleigh. Par la suite nous allons mettre en évidence l'importance des contraintes de cisaillement sur les cellules. En expliquant et en mettant en avant ces aspects, nous serons en mesure de démontrer l'intérêt et l'originalité de notre travail de thèse.

I.7 Contraintes de cisaillement en microfluidique

Gina Greco en 2018 [77] a montré que les dispositifs SAW peuvent être utilisés pour l'activation de la culture cellulaire et répondent aux critères de meilleur suivi des cellules, de compatibilité biologique et de reproductibilité, ce qui est très important. Elle a pu observer que la cinétique de prolifération des monocytes augmente de $36 \pm 12\%$ et que, dans le même temps le mécanisme de mort cellulaire n'était pas activé. Les SAW n'affectent pas la morphologie dans son étude de cas où elle limite la puissance d'étude à 20 dBm sur un disque de Pétri en PDMS.

En 2016, Stamp et al. [78] ont concentré leurs études sur les processus d'adhésion cellulaire (*Figure 18*), processus qui sont cruciaux pour les applications biomédicales telles que l'optimisation des matériaux des implants. Les conditions physiologiques telles que la température ou le pH, mais aussi les structures topographiques jouent un rôle important, car les réactions inflammatoires après une intervention chirurgicale peuvent nuire à l'ostéointégration (connexion directe entre l'os vivant et la surface de l'implant).

Leur étude porte sur l'adhésion des cellules dans des conditions statiques, dynamiques et physiologiques pertinentes à l'aide d'un système fluïdique. Ils étudient l'adhésion de la lignée cellulaire d'ostéosarcome osseux SaOs-2 à un matériau d'implant en titane pour des valeurs de pH et de température dans la gamme physiologique et au-delà, afin d'explorer les limites de l'adhésion cellulaire pour des conditions fiévreuses et acides, par exemple. Une étude détaillée des différentes rugosités de surface R_q donne un aperçu de la corrélation entre la capacité des cellules à adhérer et à résister au flux de cisaillement et la topographie des substrats, avec un optimum local trouvé à $R_q = 22 \text{ nm}$.

Ils utilisent une contrainte de cisaillement induite par des forces acoustiques pour quantifier la capacité d'adhésion des cellules sous une force externe pour diverses conditions. Un optimum d'adhésion cellulaire est trouvé à $T = 37 \text{ °C}$ et $\text{pH} = 7,4$ et une diminution de l'adhésion cellulaire apparaît en dehors de la gamme physiologique, en particulier, à température élevée (au-delà de 38 °C) et à faible pH. Les taux de détachement sont constants dans la gamme physiologique, mais ce comportement tend à diverger au-delà de 41 °C et un $\text{pH} = 4$. Dans cette étude, la stimulation pour des puissances appliquées entre 25 et 27 dBm aux cellules osseuses adhérentes SaOs-2 (ostéoblastes) à 37 °C n'a aucun impact sur leur l'adhésion.

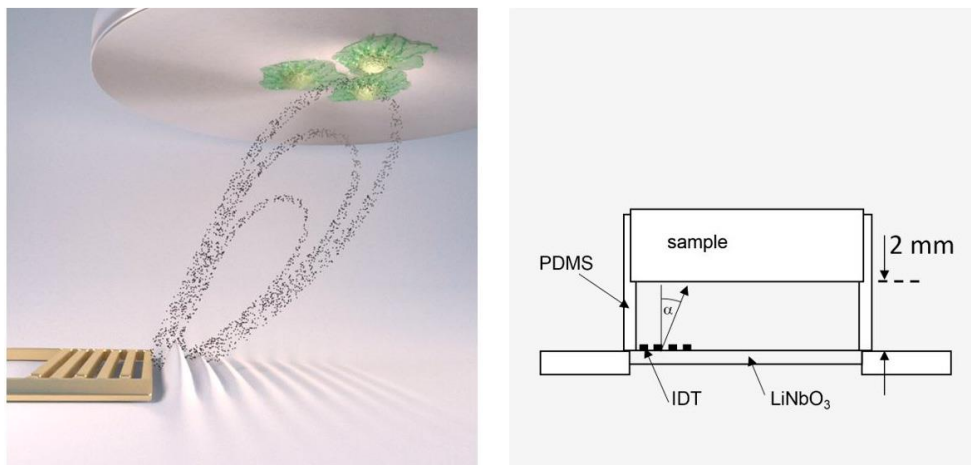


Figure 18 : Dispositif de tests de l'adhésion cellulaire constitué d'un actionneur à onde de surface SAW et d'une chambre en PDMS. Le flux de fluide est dirigé vers les cellules osseuses sous un angle de 22° [78].

Dans un autre article datant toujours de 2016 [79], Stamp et al. présentent une approche par ultrasons de la stimulation dynamique et de la cicatrisation des tissus dans les cellules SaOs-2 de type ostéoblastique en utilisant des ondes acoustiques de surface (SAW) sur une puce (*Figure 19*). Ces études sont réalisées sans effet secondaire parasite tel que l'augmentation de la température du substrat, par exemple. Dans ces recherches, les cellules sont directement irradiées par des ondes acoustiques de surface sur un substrat piézoélectrique de niobate de lithium recouvert de silicium. Les cellules, irradiées par SAW, présentent une migration significativement accrue par rapport aux échantillons de contrôle. Ces résultats montrent que les stimulations, mécanique et électrique, déclenchées durant 72 h par les ondes de surface pour une fréquence de 159 MHz et des puissances allant de 3 à 6 dBm, favorisent la croissance cellulaire et donc la régénération rapide des tissus.

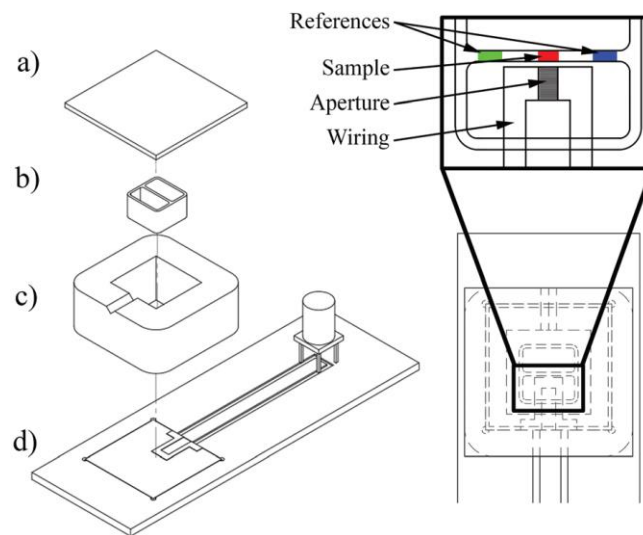


Figure 19: Dessin technique du montage expérimental. A gauche : vue éclatée de tous les principaux constituants avec (a) une lamelle, (b) un insert de culture, (c) une chambre PDMS et (d) un porte-échantillon avec puce SAW. A droite : vue de dessus affichant le positionnement de l'insert de culture par rapport à l'IDT. La figure agrandie décrit la zone traitée dans le trajet sonore « ouverture » (rouge) et les repères internes (vert et bleu) [79].

En 2020, Brugger et al. [80] présentent des études sur la cicatrisation in vitro et la croissance cellulaire sous l'influence de stimuli. Ces stimuli sont générés soit par des ondes acoustiques de surface (SAW), soit par des champs électriques générés par des microélectrodes, tous deux à des fréquences d'environ 100 MHz.

En utilisant l'imagerie cellulaire en direct, il a étudié la cicatrisation de plaies artificielles sur une puce piézoélectrique en fonction du temps et de la puissance pour différentes lignées cellulaires. Lorsque la stimulation cellulaire est faite par des ondes de surface, il a été observé une augmentation significative du taux de croissance cellulaire pour une amplitude d'onde de surface donnée, ce qui se traduit par une augmentation du taux de cicatrisation de la plaie allant jusqu'à 135 ± 85 % par rapport à une référence interne. En revanche, la croissance des cellules stimulées uniquement par des champs électriques de même amplitude que celles exposées aux SAWs n'a pas été activée.

Dans cette étude, il est également examiné l'effet de différentes longueurs d'onde, de la modulation d'amplitude du signal électrique RF appliqué et de différents types d'ondes de surfaces (onde de Rayleigh et onde Shear Horizontal). En outre, pour mieux comprendre la réponse biologique au stimulus, le taux de prolifération cellulaire et le niveau de stress des cellules ont été déterminés.

Alors que le taux de prolifération a augmenté de manière significative sur une large gamme de niveaux de puissance (de 1 à 128 mW), le stress cellulaire est resté faible. Ces résultats indiquent que la stimulation vibratoire des cellules basée sur les ondes acoustiques de surface peut être une alternative au traitement conventionnel par ultrasons.

Tu et al. en 2021 [81] identifient un mécanisme moléculaire modulée (dupliquée) par la contrainte de cisaillement responsable de l'inflammation systématique chez les enfants ayant subi un pontage cardio-pulmonaire (CPB). En appliquant des contraintes élevées, il a été remarqué qu'une sous population de THP-1 mourrait sous l'effet du facteur de nécrose tumorale (TNF alpha - Tumor Necrose Factor), qui est une molécule naturellement présente dans l'organisme. Leur système est constitué d'une pompe à rouleaux en PVC dans lequel circule de l'eau qui génère une contrainte de cisaillement moyenne estimée à 2,1 Pa (21 dynes/cm²) (*Figure 20*). Ceci est une valeur conforme à la valeur des contraintes de cisaillement dans l'aorte (1-22 dynes/cm²) [82].

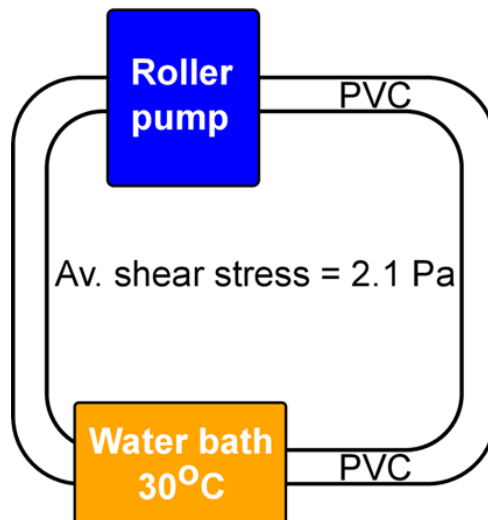


Figure 20 : Dispositif expérimental avec des cellules THP-1 (2 millions de cellules/ml) mises en mouvement par une pompe à rouleaux à travers des tubes en PVC avec une contrainte de cisaillement moyenne de 2,1 Pa (21 dynes/cm²). La majorité du tube a été conservée dans un bain-marie qui maintenait la température à 30°C. Les cellules ont été réchauffées à 37°C pour récupération [81].

J. Ross et al. en 2021 [83] ont étudié le tubule proximal du rein, site majeur de réabsorption d'une grande partie d'eau et des substances filtrées afin que l'urine reste iso-osmotique au plasma (même nombre de molécules dissoutes dans les deux liquides).

Le tubule proximal est à l'origine des maladies rénales. Les effets de l'exposition à la contrainte de cisaillement des fluides (FSS-Fluid Shear Stress) sur l'expression des gènes et les effets de différents FSS ont été examinés en mesurant les changements subis par l'acide ribonucléique (ARN) après avoir traité des cellules dans un appareil à trois niveaux différents de contrainte de cisaillement du fluide. Le dispositif est présenté sur la *Figure 21*, il est assemblé sur une lame de verre de microscope avec du polydiméthylsiloxane (PDMS) créant trois canaux (rouge) indépendants pour les expériences cellulaires. Les dimensions des canaux de culture cellulaire sont de 500 μm \times 100 μm \times 1 cm (largeur \times hauteur \times longueur). Ils ont découvert que la FSS modifie l'expression de gènes associés aux maladies rénales dans les études d'association pangénomique (GWAS-Genome Wide Association Studies) qui est une analyse de nombreuses variations génétiques chez plusieurs individus.

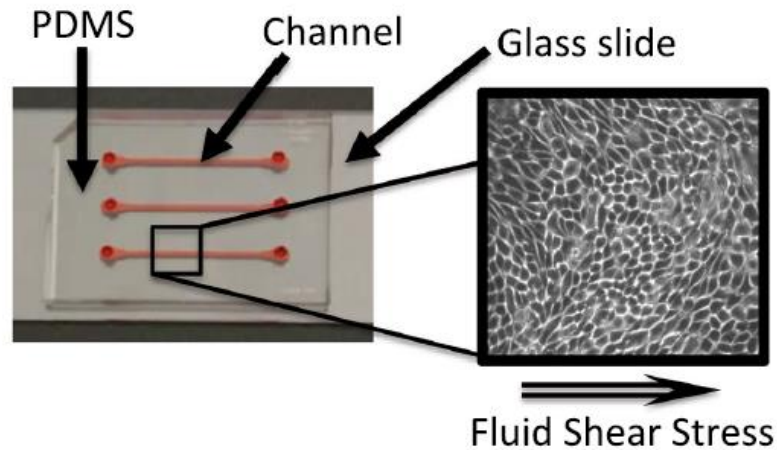


Figure 21: Dispositif expérimental du tubule proximal linéaire du rein.[83].

Nous pouvons également citer Borok et al. [84], qui en 2021, ont réalisé une simulation numérique en 3D d'un canal microfluidique composé de deux entrées convergentes formant une sortie unique. Dans le modèle de simulation, les contraintes sont mesurées sur la paroi du canal agissant sur le fluide pour différentes viscosités et différentes densités.

Les auteurs mentionnent que les contraintes de cisaillement jouent un rôle majeur dans l'activation du facteur de von Willebrand (VWF-Von Willebrand Factor), une glycoprotéine essentielle pendant "l'hémostase du sang", qui permet l'adhésion des plaquettes aux vaisseaux lésés et le transport du facteur anti-hémophilique A (protéine contenue dans le plasma à l'état de traces). Il est aussi mentionné que le changement de configuration du facteur VWF peut être activé lorsqu'une forte contrainte de cisaillement est appliquée. Les forces de cisaillement sont appliquées sur un modèle microfluidique qui vise à créer une artère humaine.

Tous les cas d'études cités précédemment montrent l'importance de la contrainte de cisaillement sur les cellules et les tissus. Cependant aucune étude expérimentale existante ne permet de quantifier ces dernières précisément. La quantification des contraintes de cisaillement constitue un levier majeur dans l'avancement de la mise au point des études biologiques et biomécaniques. La solution qui nous semble la plus pertinente est d'avoir recours à la simulation. Il s'avère donc important de comprendre la place de la simulation en manipulation acoustique.

I.8 Simulation en manipulation acoustique

Les dispositifs de manipulation acoustique prennent en compte plusieurs physiques. Nous pouvons noter entre autres, la mécanique des solides et l'électrostatique pour le comportement piézoélectrique du substrat, la mécanique des fluides pour l'écoulement du liquide et l'acoustique, ce qui rend impossible la résolution analytique. Il est alors nécessaire de mettre au point des simulations qui tiennent compte des couplages entre les différentes physiques mises en jeu.

En 2012, Muller et al. [53] présentent une étude numérique du mouvement acoustophorétique transitoire de microparticules en suspension dans un microcanal rempli de liquide (eau ou mélange eau-glycérol) et entraînées par les forces acoustiques résultant d'une onde ultrasonore stationnaire à une fréquence de 1,97 MHz.

La force de radiation acoustique est due à la diffusion des ondes sonores sur les particules et la force de traînée de Stokes (force responsable de la migration des particules) au gradient de vitesse entre la vitesse du fluide et celui de la particule.

Sa formule sera donnée au chapitre II. Les forces sont calculées numériquement en deux étapes. Une décomposition est d'abord faite, le champ acoustique étant un effet linéaire représenté par des équations du premier ordre et le « streaming » par des équations du second ordre.

Les équations thermo acoustiques sont alors résolues au premier ordre. Cela afin de déterminer le champ ultrasonore tout en tenant compte de la couche limite thermovisqueuse micrométrique, qui a un impact considérable au niveau des parois au vu des dimensions du canal. Ensuite, les résultats des champs de premier ordre sont utilisés comme termes sources dans les équations de second ordre moyennées dans le temps, à partir desquelles les forces acoustiques agissant sur les particules sont déterminées. Ils étudient la transition du mouvement des particules en fonction des forces appliquées, de la taille des particules et de la géométrie du canal (*Figure 22*).

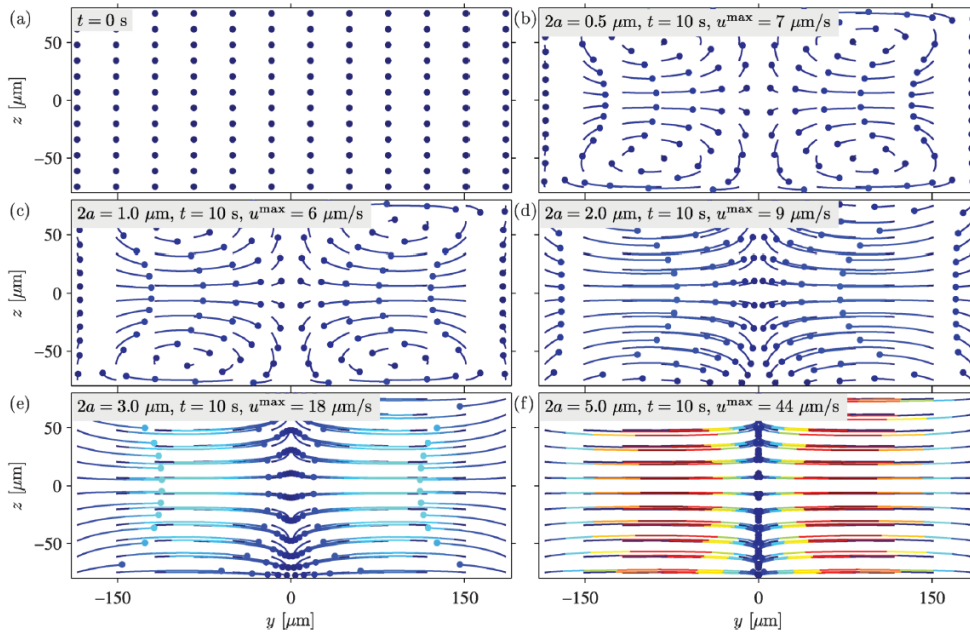


Figure 22 : Trajectoires de particules de tailles différentes dans un même canal. (a) Position initiale des 144 billes. Les 5 autres figures représentent les trajectoires au bout de 10 s dans un champ acoustique stationnaire de particules de diamètre allant de $0,5 \mu\text{m}$ à $5 \mu\text{m}$. La couleur représente la vitesse instantanée de chaque bille, allant de $0 \mu\text{m/s}$ en bleu foncé à $44 \mu\text{m/s}$ en rouge foncé [53].

En 2017, Kiebert et al. [17] présentent une première comparaison quantitative 3D entre des mesures expérimentales et des simulations numériques de l'écoulement de fluide induit par un flux acoustique à l'intérieur d'un microcanal suite à la génération d'une onde acoustique de surface.

Dans leur travail, ils ont tout d'abord effectué des mesures de vitesse entièrement tridimensionnelles à l'aide de la vélocimétrie de suivi des particules d'astigmatisme (ou Particle Tracking Velocimetry with Astigmatism, en anglais) qui est une technique de mesure de la vitesse des particules dans un fluide en utilisant l'astigmatisme optique.

Cette méthode est souvent utilisée en mécanique des fluides pour étudier les écoulements de fluides et caractériser les vitesses des particules en mouvement. Par la suite, ils ont proposé une nouvelle approche de force de flux résolvant l'équation d'onde amortie, qui permet des simulations 3D rapides et faciles de l'écoulement de fluide induit par le flux acoustique. La configuration du modèle 3D est représentée sur la Figure 23. Des mesures du profil d'amplitude SAW à l'intérieur du microcanal rempli de fluide ont été effectuées afin de les prendre en compte en simulation. Sur la base de ces résultats, ils ont obtenu un très bon accord entre les mesures de vitesse et les simulations de l'écoulement de fluide.

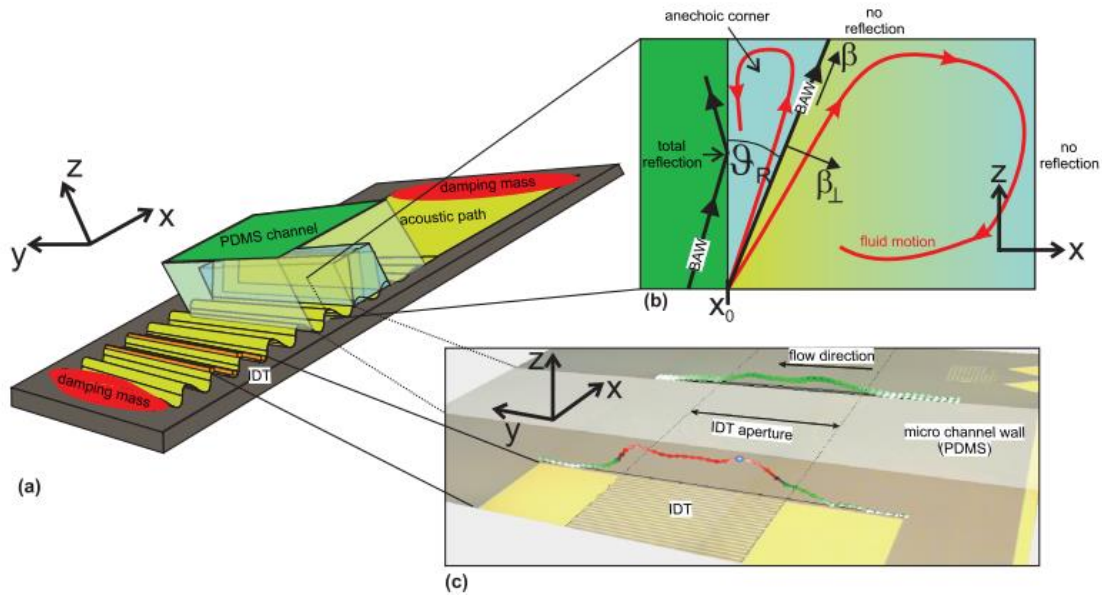


Figure 23: Configuration pour la mesure 3D et la simulation du mouvement de fluide entraîné par SAW. (a) Croquis du dispositif microfluidique. (b) Vue latérale sur le microcanal montrant les mécanismes principaux de la propagation des ondes acoustiques et du mouvement de fluide induit à l'intérieur de la paroi du canal et du canal. (c) Mesure du profil d'amplitude SAW au niveau de l'IDT et à côté de la paroi latérale interne du microcanal. [17]

Des études ont montré que le champ acoustique périodique moyenné temporellement peut être généré par des ondes acoustiques évanescentes dans des dispositifs microfluidiques. En 2021, Kirill et al. [55] mentionnent entre autres que cela est dû à des effets diffractifs se produisant sur des transducteurs limités spatialement. Ils ont montré à travers la simulation que les dimensions du canal déterminent le type de « streaming » généré.

Plusieurs autres simulations sont présentées dans la littérature. Nous pouvons trouver des simulations sur la trajectoire des particules [85], sur le calcul des forces acoustophorétiques [16], sur les modes de résonances [86], [87].

Tous les cas de simulations présentés possèdent un point commun : les auteurs prennent uniquement en compte le liquide dans les canaux en appliquant les vitesses de l'onde ou les amplitudes expérimentales comme conditions aux limites aux bords des parois. La prise en compte des valeurs expérimentales nécessite donc des études au préalable, ce qui ne rend pas cette méthode accessible à tous, contrairement à la méthode directe qui représente toutes les étapes et permet d'avoir une compréhension globale du phénomène.

I.9 Objectifs de la thèse

Les études visant la quantification et la compréhension des effets de stimulation cellulaire sur la prolifération, la mort cellulaire, la croissance et la migration des cellules sont en plein essor [88]. La contrainte de cisaillement exercée sur les cellules joue un rôle majeur dans le déclenchement de la mécano-transduction, mécanisme pour lequel les cellules convertissent un stimulus mécanique en activité électrochimique, lui permettant de réagir, de s'adapter et même de modifier l'expression de ses gènes.

Si l'utilisation des SAW est un très bon moyen de stimuler les cellules ou le tissu cellulaire, il n'existe pas de technique expérimentale simple et non intrusive permettant de quantifier les contraintes de cisaillement exercées sur les cellules. La solution réside alors dans la simulation. Actuellement aucun modèle n'est présenté dans la littérature, bien que la détermination des contraintes de cisaillement, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, soit très importante.

Notre étude est basée sur un dispositif à ondes acoustiques de surface de type Rayleigh.

Nous proposons dans cette thèse une simulation complète, depuis la génération des ondes de Rayleigh jusqu'à l'interaction avec le liquide pour des longueurs d'onde inférieures à la dimension caractéristique du fluide (streaming d'Eckart).

Nous réalisons cette étude en considérant un substrat de LiNbO_3 128 Y-X placé verticalement et immergé dans un petit récipient cylindrique en plexiglas d'environ 10 mm de diamètre.

Le milieu biologique est assimilé à de l'eau dont la viscosité est très proche de celle du PBS (Phosphate-Buffered Saline soit tampon phosphate salin en français) et du milieu de culture cellulaire utilisé pour les expériences biologiques (RPMI pour les monocytes THP-1 et McCoy pour les ostéoblastes SaOs-2). Le PBS permet de maintenir l'équilibre osmotique entre le milieu biologique et les cellules. Le milieu de culture contient tous les nutriments dont les cellules ont besoin pour croître, tels que les acides aminés, des minéraux, des vitamines et du glucose.

Ce modèle permettra l'extraction numérique des contraintes de cisaillement sur des cellules circulantes et adhérentes à des fréquences de résonance de 20 et 40 MHz respectivement. Nous avons choisi ces fréquences classiques afin d'assurer une efficacité en acoustofluidique avec la taille de systèmes millimétriques que nous avons.

La détermination des contraintes de cisaillement exercées sur les cellules dans notre géométrie est primordiale du fait qu'elle permet de corréler la cause (la stimulation) et la conséquence (effet sur les mécanismes cellulaires, croissance, migration...). Nous étudierons également le cas des gouttes afin d'explorer différentes géométries (cf. A.2). Nous optimiserons ensuite le modèle afin de déterminer les hauteurs de liquide permettant d'avoir des meilleures contraintes pour l'étude en puits, donc une meilleure stimulation des cellules sous la contrainte d'un échauffement limité.

Nous avons choisi cette approche dite directe, longtemps mise de côté en raison du temps de calcul important qui permet d'avoir une caractérisation complète des phénomènes en jeu. Pour cela, nous avons utilisé la version 5.6 du logiciel COMSOL Multiphysics® [89]. Il sera également question de présenter des résultats obtenus sur l'échauffement du liquide dû aux frottements visqueux afin de le quantifier. Notre simulation sur l'échauffement servira de base dans des études où il sera désiré.

Le modèle de simulation ainsi construit sera comparé à des données expérimentales fiables. La construction du modèle se fera de manière progressive en validant chaque partie avec les données expérimentales, ce qui nous donnera une bonne certitude sur les résultats obtenus pour les contraintes de cisaillement.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps montré l'importance de l'acoustofluidique dans des études de stimulations cellulaires, en se basant sur une revue de littérature conséquente en termes d'applications. Par la suite nous avons traité des forces qui apparaissent lors de la stimulation par onde de surfaces. Nous avons, entre autres, décrit l'acoustophorèse comme étant l'étude de l'ensemble des forces qui agissent au sein du fluide lors de la stimulation par onde acoustique de surface.

Deux types d'ondes ont été identifiées pour la stimulation, à savoir les ondes acoustiques progressives transverses qui sont générées par une électrode déposée sur un substrat et les ondes de surfaces stationnaires pour lesquelles une autre électrode de même fréquence est posée de l'autre côté du substrat. Les ondes progressives générées en sens opposée se superposent et donnent naissance à une onde stationnaire.

Les ondes de surface permettent un transport efficace d'une grande quantité d'énergie dans un liquide, car dans ces dispositifs, l'énergie est principalement confinée à la surface. C'est la raison pour laquelle la communauté scientifique a choisi d'étudier l'utilisation de ces ondes pour la stimulation cellulaire, afin d'activer la migration et/ou la croissance des cellules, entre autres applications. Cette énergie va se propager dans le fluide sous forme d'onde de compression et sera responsable de la mise en mouvement du fluide à travers le phénomène d'« acoustic streaming » et de l'échauffement de ce dernier par frottement visqueux.

En conclusion, à travers une revue de la littérature, nous avons tenté de mettre en évidence l'importance des contraintes de cisaillement dans plusieurs études. Cette démarche vise à mieux souligner, nous l'espérons, l'intérêt et l'originalité de notre travail de thèse.

Chapitre II. Théorie de l'interaction thermo-acousto-fluidique

Introduction

Ce chapitre est consacré à la résolution des équations nécessaires à la compréhension de l'interaction thermo-acousto-fluidique ainsi que des phénomènes qui sont associées. Nous ne pouvons commencer l'élaboration de ces équations sans expliquer certaines notions importantes telles que la piézoélectricité et le principe de génération des ondes élastiques de surface.

Il est également important de faire un rappel sur les notions de déformation, de contrainte, d'électricité avant d'établir l'équation de propagation des ondes dans un solide piézoélectrique.

En prenant en considération la présence d'un liquide sur le trajet de l'onde, une interaction se produit entre l'onde et le liquide. Au sein du liquide, des mouvements tourbillonnaires acoustiques se forment et une élévation de température se produit. Par conséquent, il est également essentiel de poser les équations décrivant l'écoulement et l'échauffement du liquide, qui seront ensuite intégrées à notre modèle de simulation.

Ainsi, ce chapitre aura pour objectif de résoudre les équations permettant d'écrire ces phénomènes complexes d'interaction thermo-acousto-fluidique. En comprenant les principes de la piézoélectricité, de la génération des ondes élastiques de surface, ainsi que des équations d'écoulement et d'échauffement du liquide, nous serons alors en mesure de développer un modèle de simulation solide pour étudier ces interactions.

II.1 La piézoélectricité

II.1.1 Principe

La piézoélectricité a été découverte par Jacques et Pierre Curie en 1880 en observant que certains cristaux se polarisent électriquement sous l'effet d'une pression mécanique [90], [91]. Ce phénomène de couplage renvoie à l'interaction entre les propriétés électriques et mécaniques d'un matériau.

En d'autres termes, c'est la capacité d'un matériau à convertir une contrainte mécanique en potentiel électrique (effet piézoélectrique directe) [92], [93], et inversement (effet piézoélectrique inverse) [94], en réponse à un champ électrostatique. Cependant, cette propriété ne s'applique qu'aux matériaux dont les barycentres des charges positives et négatives peuvent être séparés sous l'effet d'une contrainte mécanique. Un exemple type est celui d'une maille hexagonale formée d'atomes de silicium, portant une charge électrique positive, et d'atomes d'oxygène portant une charge négative. Sans contrainte mécanique, les barycentres des charges positives et négatives sont confondus (Figure 24.a). Cependant, lorsque la même maille subit une contrainte mécanique un moment dipolaire apparaît dans le matériau (Figure 24.b).

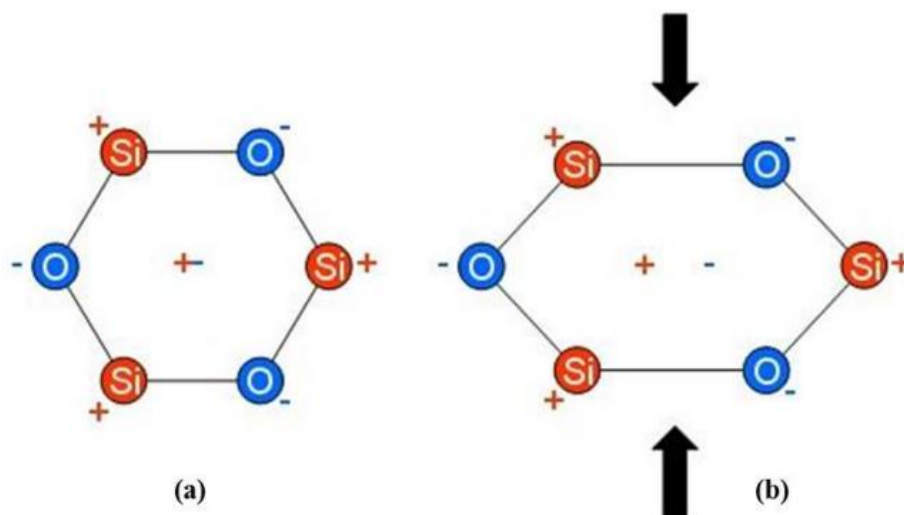


Figure 24 : Maille hexagonale composée d'atomes de silicium et d'atomes d'oxygène avant (a) et après (b) une contrainte mécanique

Depuis la première guerre mondiale avec l'invention du sonar par P. Langevin [95] qui est la première application de la piézoélectricité, de nombreuses applications pratiques ont été développées : l'allume-gaz communément appelé briquet, les capteurs de pression dans l'automobile ou dans l'aéronautique sont des exemples d'applications de notre quotidien de l'effet piézoélectrique direct. L'effet piézoélectrique inverse quant à lui est principalement utilisé pour la conception d'actionneurs : nous le retrouvons dans des systèmes de positionnement de précision tels que des imprimantes à jet d'encre ou des microscopes à force atomique (AFM -Atomic Force Microscope). Cet effet piézoélectrique inverse, est également utilisé dans l'acoustofluidique, branche de la science qui étudie l'interaction entre les ondes sonores et les fluides, pour déplacer des gouttes, élaborer des mélanges, trier et séparer les cellules, ou encore chauffer des liquides [52], [96].

Cependant, seuls quelques matériaux sont piézoélectriques. Dans le paragraphe suivant, nous allons passer en revue les différents matériaux les plus utilisés dotés de cette propriété et développer leurs avantages et inconvénients respectifs.

II.1.2 Matériaux piézoélectriques

Les matériaux piézoélectriques peuvent être regroupés en cinq grandes catégories : les cristaux, les céramiques, les couches minces à base d'AlN ou de ZnO, les polymères et les piézocomposites (*Tableau 1*).

Les matériaux piézoélectriques sont caractérisés par plusieurs paramètres tels que la vitesse de propagation, l'impédance acoustique, les coefficients de couplage électromécanique et de température.

La vitesse de propagation des ondes de surface v (m/s) est reliée à la fréquence de résonance f (Hz) par la relation :

$$v = f\lambda \quad (1)$$

Où λ (m) est la longueur d'onde du dispositif.

L'impédance acoustique Z ($\text{Kg.m}^2.\text{s}^{-1}$) représente la résistance du milieu au passage de l'onde, et est donnée par la formule :

$$Z = \rho c \quad (2)$$

ρ (kg/m³) est la masse volumique du substrat et c (m/s) est la vitesse de l'onde dans le milieu considéré.

Une autre grandeur importante est le coefficient de couplage électromécanique (K^2) qui caractérise l'efficacité de la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique et vice-versa. Son calcul s'exprime en pourcentage et il est obtenu par la formule suivante :

$$K^2 = 2 \frac{v_0 - v_m}{v_m} \quad (3)$$

v_0 (m/s) et v_m ($\frac{m}{s}$) sont respectivement les vitesses des ondes élastiques de surface en surface libre et métallisée : la surface de propagation des ondes, juste après les électrodes est métallisée (recouverte d'une couche métallique), ce qui demande une expérience de caractérisation de vitesse pour exploiter la relation (3). Une relation plus simple permet d'obtenir le coefficient de couplage électromécanique aussi bien en expérience après caractérisation ou en simulation. En traçant la courbe de l'admittance qui est donnée par :

$$K^2 = 2 \frac{f_r - f_a}{f_a} \quad (4)$$

où f_a (Hz) et f_r (Hz) les fréquences d'antirésonance et de résonance.

Le coefficient de température en fréquence (TCF : Temperature Coefficient of Frequency) est quant à lui une mesure du changement de fréquence d'un oscillateur à quartz en fonction de la température. Il traduit la dérive de la fréquence sous l'effet de la température. Il est donné par l'expression suivante [97] :

$$TCF = \frac{1}{f_0} \frac{\Delta f}{\Delta T} \quad (5)$$

TCF est exprimé en parties par million par degré Celsius (ppm/°C).

$$\Delta f = f_0 - f_1 \quad \text{et} \quad \Delta T = T_0 - T_1$$

f_0 est la fréquence fondamentale de l'onde élastique de l'oscillateur à une température de référence T_0 et f_1 la fréquence de l'oscillateur à une température différente T_1 .

Un oscillateur à quartz avec un TCF positif verra sa fréquence augmenter avec l'augmentation de la température, tandis qu'un oscillateur à quartz avec un TCF négatif verra sa fréquence diminuer avec l'augmentation de la température.

Le TCF est un paramètre important à considérer lors de la conception de dispositifs électroniques qui nécessitent une précision de synchronisation, tels que les horloges, les radios et les systèmes GPS. En sélectionnant un oscillateur à quartz avec un TCF correspondant à la plage de température de fonctionnement du dispositif, la stabilité de fréquence de l'oscillateur peut être optimisée.

Le *Tableau 1* représente différents matériaux piézoélectriques avec leurs avantages et leurs inconvénients [32], [98]–[106].

Tableau 1 : Propriétés des matériaux piézoélectriques les plus utilisés

Matériau	Vitesse (m/s)	K^2 (%)	TCF à 25°C (ppm/°C)	Avantages	Inconvénients
Quartz ST-X	3487	0.11	0	Peu coûteux	Faible valeur de couplage électromécanique
Y-Z LiNbO ₃ 128Y-X LiNbO ₃ 41Y-X LiNbO ₃	3487 3992 4792	4.8 5.6 17.2	94 75 50	-Fort couplage électromécanique -Faible niveau d'atténuation	-TCF élevée -Fragile
Y-Z LiTaO ₃ 36°Y-X LiTaO ₃	3230 4160	0.74 5	35 32	-Fort couplage électromécanique -Bon compromis TCF/ K^2	Fragile
(0, 138.5, 26.8) La ₃ Ga ₅ SiO ₁₄	2734	0.34	1	Possibilité d'utilisation à très haute température	Fortes pertes en propagation à haute température

Titano- Zirconate de Plomb : PZT	3900	20-35	-1	-Très fort coefficient de couplage - Forte constante piézoélectrique	- Gravure difficile - Nécessite une polarisation afin d'observer l'effet piézoélectrique
(0001) AlN	3900	0.30	19	-Isolant électrique. -Fonctionnement à haute fréquence et à température élevée. -Compatible avec la technologie CMOS - Peut être déposé sur des substrats non piézoélectriques	Faiblement piézoélectrique
ZnO	2645	1.8	15	Bon couplage électromécanique	Conducteur à haute température
Polyfluorure de vinylidène : PVDF	2600	15	-	Flexible	Forte atténuation des ondes

Pour les études réalisées durant cette thèse, nous avons pris comme substrat du Lithium de Niobate 128 Y-X. Ce choix est justifié au paragraphe suivant.

II.2 Ondes élastiques et transducteurs

II.2.1 Les ondes élastiques

Comme mentionné au chapitre I, nous nous intéressons à la stimulation des cellules par dispositifs SAW, ce qui nécessite la génération d'ondes acoustiques. Les ondes acoustiques sont des ondes mécaniques qui se propagent dans un milieu élastique, comme l'air, l'eau ou le sol. Elles se caractérisent par des variations de pression et de densité dans le milieu de propagation, qui se propagent sous forme de vibrations à travers les particules de ce milieu. La perturbation se fait de proche en proche uniquement par transport d'énergie et le milieu n'est donc pas modifié durablement.

On distingue deux classes principales d'ondes : les ondes de volume et les ondes de surface.

Les ondes de volume se propagent dans l'ensemble du milieu en engendrant des mouvements de va-et-vient dans toutes les directions. Elles sont caractérisées par un déplacement de l'onde au sein du matériau et peuvent être classées en deux types : les ondes primaires (P) et les ondes secondaires (S).

Les ondes de volumes primaires, également appelées ondes longitudinales ou ondes de compression, se propagent dans le matériau en générant des variations de pression longitudinales (*Figure 25.a*). Elles se distinguent par la génération de variations de densité et de pression dans la même direction que celle de leur propagation.

Les ondes de volumes secondaires, également appelées ondes transversales ou ondes de cisaillement, se propagent dans le matériau en générant des vibrations perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde (*Figure 25.b*). Elles se distinguent donc par des variations de densité et de pression dans des directions perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde. Leurs vitesses sont inférieures à celles des ondes primaires.

En résumé, les ondes de volume primaires et secondaires diffèrent par la direction de propagation des vibrations qu'elles engendrent. Les ondes primaires génèrent des vibrations dans la même direction que la propagation de l'onde, tandis que les ondes secondaires génèrent des vibrations perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde.

Les ondes de surface, quant à elles, sont confinées à la surface du milieu avec une légère profondeur de pénétration dans le matériau. Elles ont des amplitudes plus importantes que les ondes de volumes en raison de leur confinement à la surface du matériau, mais se propagent moins vite que ces dernières car elles subissent une interaction plus forte avec la surface du matériau.

Les ondes de surface les plus couramment étudiées sont les ondes de Rayleigh et les ondes de Love en raison de leur présence naturelle, de leur utilité pour comprendre la structure de la terre ainsi que leur application pratique dans divers domaines de la géophysique.

Les ondes de Rayleigh se propagent au voisinage de la surface de milieux homogènes et non homogènes. Elles résultent d'interférences entre les composantes verticales des ondes primaires et secondaires. Elles produisent alors des mouvements elliptiques localisés jusqu'à une profondeur de l'ordre de la longueur d'onde (*Figure 25.c*).

Lord Rayleigh, qui avait prouvé mathématiquement l'existence de ces ondes avant même qu'elles ne soient observées, leur a donné son nom en 1885 [107], [108].

Les ondes de Love, décrites mathématiquement en 1911 par A.E.H Love [109], [110] sont des ondes qui se propagent sans provoquer de mouvement vertical. Elles se propagent plus lentement que les ondes primaires ou secondaires. Elles ont une direction de polarisation horizontale et leur mouvement est perpendiculaire à la direction de propagation. (*Figure 25.d*).

En dehors de ces deux catégories d'ondes de surface, nous pouvons également citer les ondes de Sezawa et les ondes SH (Shear Horizontal) qui se produisent dans des matériaux massifs et multicouches. Les ondes de Lamb quant à elles se propagent dans un solide piézoélectrique limité par deux surfaces libre parallèles et sont en réalité des ondes de Rayleigh dans une membrane. On peut également citer les ondes de Bleustein-Gulyaev qui sont purement transversales et se propagent à la surface d'un solide piézoélectrique dont la profondeur de pénétration de l'onde est de l'ordre d'une dizaine de longueur d'onde.

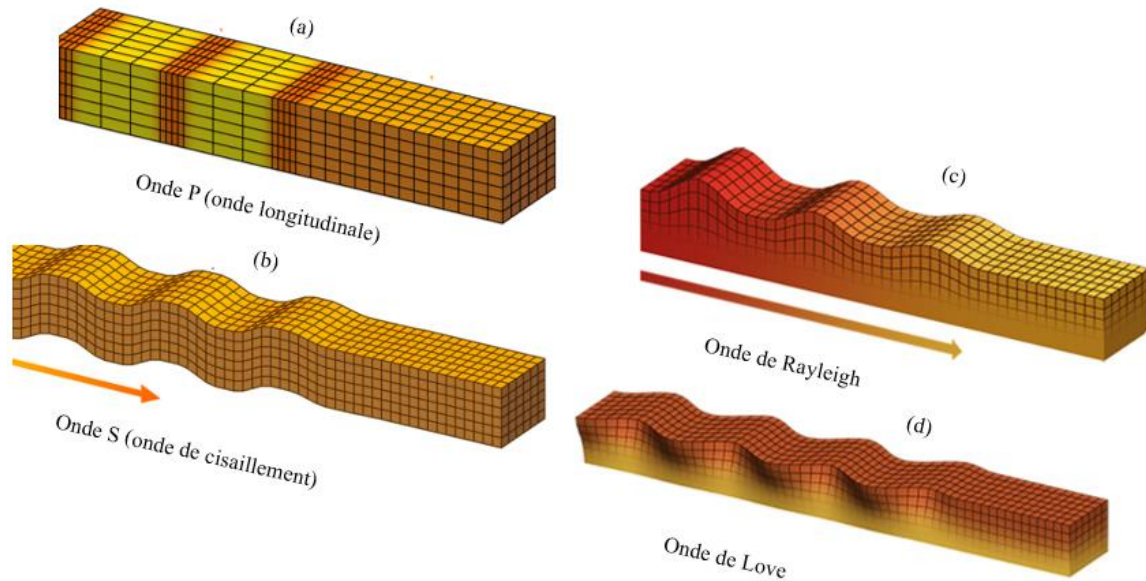


Figure 25 : Illustration du déplacement des particules d'onde : (a) et (b) ondes de volumes ; (c) et (d) ondes de surfaces [111]

Le choix du matériau piézoélectrique dépend de l'application visée.

Le quartz est souvent considéré comme un candidat idéal pour les applications nécessitant une stabilité de fréquence élevée et une large bande passante se situant dans l'intervalle de fréquence $B = \frac{2}{N}$ (avec N le nombre de paires de doigts) car il présente une faible sensibilité aux variations de température, ce qui se traduit par une excellente stabilité de fréquence sur une plage de température étendue.

Pour les hautes fréquences un coefficient de couplage élevé est recherché. C'est le cas du niobate de lithium, un candidat idéal en dépit de l'instabilité de sa fréquence de résonance sous l'effet de la température.

Pour des applications en acoustofluidique, il faut tenir compte :

- du coefficient du couplage qui représente le taux de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique et vice versa. Plus ce coefficient sera important, plus l'onde générée possèdera une énergie suffisante pour pouvoir interagir avec le milieu liquide.

- que l'onde doit être une onde de surface (afin qu'une grande partie de son énergie soit cédée au liquide) et se propager avec un minimum de perte.

Les substrats monocristallins sont de ce fait des candidats adéquats.

Au vu de son coefficient de couplage très élevé et conformément au *Tableau 1*, le niobate de lithium 41Y-X pourrait être le candidat idéal. Cependant les ondes générées par ce substrat sont des pseudos ondes de surface. Contrairement aux ondes de Rayleigh pures, l'énergie n'est pas uniquement confinée en surface. On observe également des ondes de volume responsables d'une atténuation rapide de l'onde. Ce substrat n'est donc pas très intéressant pour des applications en acoustofluidique.

En revanche, le lithium de niobate 128 Y-X est un bon candidat en raison de son bon coefficient de couplage et de sa capacité à générer des ondes de Rayleigh permettant un bon confinement de l'énergie en surface, favorisant ainsi une propagation optimale.

II.2.2 Les transducteurs interdigités

Les électrodes utilisées pour la génération des ondes acoustiques sont appelées transducteurs interdigités (IDT), et ont été inventées en 1965 par White et al [22]. Un transducteur est essentiellement constitué de deux électrodes métalliques sous forme de peigne qui se croisent, et sont déposées en une fine couche métallique d'environ quelques centaines de nanomètres d'épaisseur (*Figure 26.a*).

Lorsque des potentiels positifs et négatifs sont appliqués sur les IDT en utilisant un champ électrique alternatif (*Figure 26.b*), un effet piézoélectrique inverse se produit, générant ainsi une onde mécanique de déformation au sein du substrat. Ce champ électrique crée des zones de compression et de dilatation à la surface du matériau, ce qui entraîne des déplacements. Lorsque la tension appliquée aux IDT est sinusoïdale, des interférences constructives se produisent lorsque la période du signal est égale à la moitié de la longueur d'onde $\lambda/2$. Sous cette configuration, cela entraîne l'émission d'ondes acoustiques de surface de chaque côté du transducteur.

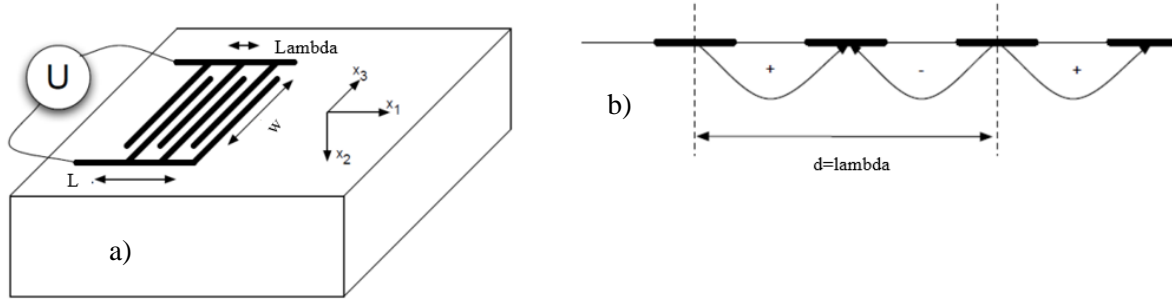


Figure 26 : (a) actionneur piézoélectrique, composé d'un transducteur et d'un substrat piézoélectrique ; (b) coupe transversale d'une partie de l'IDT [112]

II.2.3 Réponse fréquentielle d'un transducteur interdigité

Chaque paire de doigts dans un transducteur interdigité (IDT), peut être représentée par une source discrète capable de générer une onde acoustique de surface. En utilisant une fonction de transfert, il est possible de relier la tension U_0 appliquée entre les doigts au potentiel électrique associé aux ondes générées dans chaque direction en utilisant la relation :

$$\Phi^{\pm}(\omega) = \mu_s \cdot U_0 \quad (6)$$

ϕ_+ représente le potentiel associé à la propagation de l'onde acoustique de surface vers la droite, tandis que ϕ_- est le potentiel associé à l'onde se propageant vers la gauche.

μ_s est une constante dépendante du substrat [113] et ω la pulsation du signal. La réponse fréquentielle du transducteur est essentiellement due à des interférences entre les contributions de doigts.

Lorsqu'un réseau de doigts d'un IDT est excité par un champ électrique, le potentiel électrique Φ^+ évaluée à sa position z est alors la somme des contributions de chaque doigt :

$$\Phi^+(z, \omega) = \mu_s \cdot \sum_{n=0}^{N_f-1} U_n e^{jk(z-z_n)} \quad (7)$$

z_n est la position du nième doigt excité à la tension U_n , $k=2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde et N_f le nombre total de doigts.

L'équation (7) est semblable à une écriture de la transformée de Fourier discrète de tension U_n . Nous pouvons alors écrire la réponse fréquentielle du dispositif sous forme de transformée de Fourier de la contribution de chaque doigt du transducteur [114].

En considérant tous les doigts identiques et espacés périodiquement d'une période $d=\lambda$ sous l'effet des tensions alternatives $U_n = (-1)^n U_0$, l'équation précédente prise en $z = 0$ devient :

$$\Phi^+(0, \omega) = \mu_s U_0 \sum_{n=0}^{N_f-1} (-1)^n e^{-\frac{jnkd}{2}} \quad (8)$$

Cette expression est la somme d'une suite géométrique.

Les termes s'additionnent de manière constructive lorsque $\frac{kd}{2} = m\pi$, m étant un entier impair. Cette condition cohérente permet d'établir la relation suivante entre la longueur d'onde λ de l'onde acoustique de surface (SAW) et la période du transducteur d :

$$\frac{\pi d}{\lambda} = m\pi, m \text{ étant un entier impair}$$

L'IDT peut être excité à la fréquence de résonance ou aux multiples de la fréquence de synchronisme $f_m = m \cdot f_0$.

II.2.4 Type de transducteurs piézoélectriques

Un transducteur piézoélectrique comme nous l'avons mentionné convertit l'énergie électrique en énergie mécanique et vice versa, sous de l'effet piézoélectrique.

Les transducteurs piézoélectriques sont couramment utilisés dans un large éventail d'applications, notamment l'imagerie ultrasonore, la lévitation acoustique et la manipulation acoustique de particules et de cellules dans des dispositifs acoustofluidiques. Ils sont préférés dans les dispositifs acoustofluidiques en raison de leur grande efficacité dans la conversion de l'énergie électrique en énergie acoustique et de leur capacité à fonctionner à des fréquences élevées.

La conception et les performances des transducteurs piézoélectriques dépendent de divers facteurs, notamment du type de matériau piézoélectrique, la taille et la forme du transducteur, ainsi que la fréquence et l'intensité des ondes acoustiques. Le développement de nouveaux matériaux piézoélectriques et de conceptions de transducteurs avancés a conduit au développement de dispositifs acoustofluidiques plus efficaces et polyvalents pour diverses applications [115], [116].

Il existe deux types de transducteurs piézoélectriques, le transducteur bidirectionnel et le transducteur unidirectionnel.

II.2.4.A Les transducteurs bidirectionnels

Les transducteurs à ondes acoustiques de surface (SAW) sont les plus populaires pour la génération d'ondes acoustiques de surface. Ces dispositifs se composent d'une succession de doigts entrelacés espacés d'une distance correspondant à la moitié de la longueur d'onde ($\lambda/2$), et dont la largeur est généralement égale à la longueur d'onde divisée par 4 ($\lambda/4$).

Lorsque l'électrode est excitée, une onde est générée qui se décompose en deux composantes distinctes d'énergie égale : une onde se propage dans la direction principale de propagation, appelée onde directe ou onde transmise tandis que, simultanément, une autre moitié de l'énergie de l'onde est réfléchiée et se propage dans la direction opposée, formant ainsi l'onde réfléchiée.

L'onde directe suit le chemin prévu et transporte l'information souhaitée, tandis que l'onde réfléchiée représente une perturbation de l'onde originale qui se propage dans la direction opposée (*Figure 27*).

En conséquence, l'énergie mesurée dans la direction de propagation de l'onde est réduite de moitié, ce qui correspond à une perte de puissance de 3 dB du transducteur. Cette perte de puissance est également connue sous le nom de perte d'insertion et peut être compensée en amplifiant le signal électrique avant son application au transducteur.

Cette bidirectionnalité présente néanmoins un avantage pour certaines applications car le transducteur peut être utilisé à la fois comme détecteur et actionneur.

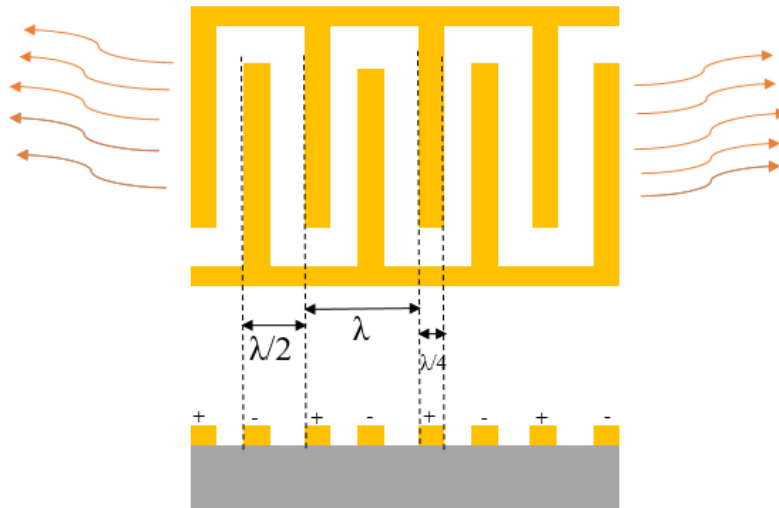


Figure 27 : Transducteur bidirectionnel

II.2.4.B Transducteur unidirectionnel

Afin de palier au problème des pertes occasionnées par la bidirectionnalité des électrodes, les transducteurs unidirectionnels (SPUDT : Single Phase Uni-Directional Transducer) ont été développés [117].

Le principe de base pour fabriquer un transducteur unidirectionnel consiste à ajouter des électrodes passives entre les doigts du transducteur ou à incorporer des dissymétries sous forme de réflecteurs internes. Cela permet alors de générer une onde dans une seule direction (Figure 28).

Dans ce cas le transducteur peut être utilisé soit comme capteur ou soit comme actionneur.

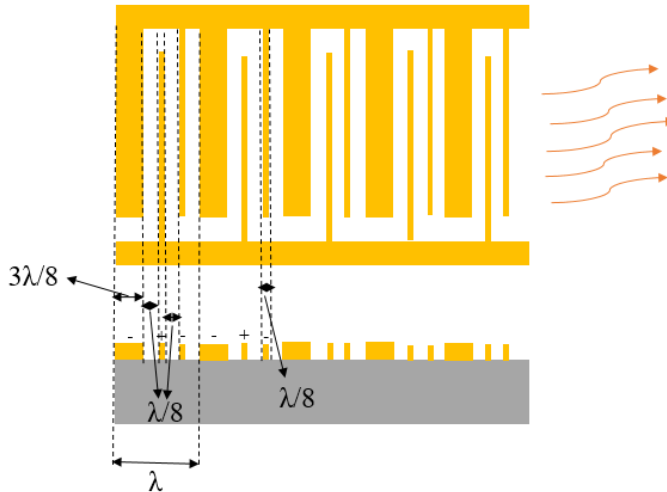


Figure 28 : Transducteur unidirectionnel

Dans cette première partie, notre attention s'est portée sur la compréhension du principe de piézoélectricité, en soulignant le choix justifié du matériau pour notre étude. Nous avons décrit la génération des ondes élastique via des transducteurs. Pour une raison de temps imparti, nous avons présentés nos résultats uniquement pour un transducteur bidirectionnel.

La suite de ce chapitre sera consacrée à l'élaboration des équations de notre modèle. Pour parvenir à cela, il est essentiel de rappeler quelques notions fondamentales. Commençons par les notions de déformations et contraintes.

II.3 Déformations et contraintes

II.3.1 Déformations

La déformation d'un matériau est le comportement de ce dernier lorsqu'il est soumis à des sollicitations mécaniques. Afin de comprendre la notion de déformation et la relation lie ses composantes, considérons sur la *Figure 29* un repère orthogonal (X_1, X_2, X_3) dans lequel nous repérons deux points d'un solide A et B, distant de \mathbf{dx} . Sous l'action de forces extérieures, A et B se déplacent respectivement en A' et B', distant de \mathbf{dx}' .

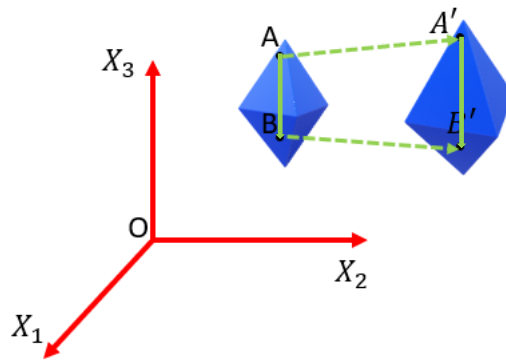


Figure 29 : déformation d'un solide

La variation $d\mathbf{x}'$ de l'élément $d\mathbf{x}$ peut s'écrire :

$$d\mathbf{x}' = d\mathbf{x} + d\mathbf{u}$$

ou encore

$$dx'_i = dx_i + du_i \quad (i=1..3)$$

$$(dx'_i)^2 = (dx_i)^2 + 2dx_i du_i + (du_i)^2$$

Qui peut également s'écrire sous la forme

$$(dx'_i)^2 - (dx_i)^2 = 2dx_i du_i + (du_i)^2$$

Les coordonnées de $d\mathbf{u}$ en notation d'Einstein sont :

$$du_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_j$$

Sous l'hypothèse des petites déformations, cas dans lequel nous sommes, $(du_i)^2 \ll 1$:

$$dx_i'^2 - dx_i^2 = 2 \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dx_i dx_j$$

L'indice i étant muet, nous pouvons réaliser une permutation des indices i et j et obtenir :

$$dx_i'^2 - dx_i^2 = \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) dx_i dx_j = 2S_{ij} dx_i dx_j$$

S_{ij} est le tenseur de déformation défini par [11], [118] :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (9)$$

II.3.2 Contraintes

Lorsqu'un solide est déformé, des tensions apparaissent en son sein et tendent à la ramener dans son état initial. Ces tensions représentent les forces de contact qu'exercent mutuellement les unes par rapport aux autres des particules situées à des côtés opposés de la surface et sont appelés contraintes.

Dans le cas d'un solide en élasticité linéaire, cas dans lequel nous sommes contraintes et déformations sont liées par une relation linéaire appelée loi de Hooke[8], [118] à travers la relation :

$$T_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad (10)$$

C_{ijkl} exprimé en Nm^{-2} sont les coefficients du tenseur de rigidité élastique qui est de rang 4, et qui est défini par 81 composantes.

Comme T_{ij} et S_{kl} sont symétriques, on a :

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} \quad (11)$$

Les 81 composantes indépendantes se réduisent alors à 36 composantes indépendantes.

De plus, en supposant que le tenseur des contraintes peut être dérivé d'une énergie potentielle, on montre que le tenseur des constantes élastiques est invariant par permutation des paires d'indices. Ce qui se traduit par :

$$C_{ijkl} = C_{klij} \quad (12)$$

Les équations (11) et (12) permettent de réduire le nombre maximum de coefficients indépendants à 21.

II.4 Equations fondamentales de la dynamique

On considère un élément d'un solide de volume V et de surface S . En appliquant la relation fondamentale de la dynamique qui stipule que la variation temporelle de la quantité de

mouvement de l'élément du solide est égale à la somme des forces qui s'exercent sur l'élément :

$$\frac{d^2}{dt^2} \iiint \rho_s u dV = \iiint \rho_s f dV + \iint T \cdot n dS$$

En appliquant le théorème de la divergence, les conditions d'équilibre dynamique peuvent être exprimées en fonction du tenseur des contraintes T_{ij} et du déplacement u_i du solide par [118], [119] :

$$\rho_s \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla T + f \quad (13)$$

ρ_s ($\frac{kg}{m^3}$) désigne la masse volumique du solide

f ($\frac{N}{m^3}$) désigne la force volumique exercée

II.5 Induction électrique

L'effet piézoélectrique est un phénomène qui exprime l'interaction entre l'électricité et la mécanique. En raison de la différence significative de vitesses de propagation entre les ondes acoustiques et les ondes électromagnétiques, les effets magnétiques peuvent être négligés. On peut résoudre le problème en considérant une approximation quasi-statique des équations électromagnétiques de Maxwell qui revient à un problème électrostatique.

L'induction électrique D_i , pour un solide homogène linéaire anisotrope [118], [119], est définie par :

$$D = \varepsilon E \quad (14)$$

ε (F/m) est le tenseur de permittivité électrique.

E , exprimé en $\frac{V}{m}$ est le champ électrique.

Ce champ dérive d'un potentiel V :

$$E = -\nabla V$$

L'induction électrique obéit à la loi de Poisson :

$$\nabla D = \rho_e \quad (15)$$

où $\rho_e \left(\frac{kg}{m^3}\right)$ est la densité de charges électriques libres par unité de volume qui est nul pour un matériau isolant.

II.6 Solide piézoélectrique

De par la définition de la piézoélectricité, un solide piézoélectrique a des caractéristiques électriques et mécaniques couplées. Dans ce paragraphe, nous allons établir les équations constitutives de la piézoélectricité.

Pour cela, nous allons partir l'énergie libre de Gibbs G qui est fonction uniquement de 3 grandeurs intensives [118] :

$$G(\Theta, E, T) = U - \sigma\Theta - E_k D_k - T_{ij} S_{ij} \quad (16)$$

Θ, σ désignent respectivement la température et l'entropie.

$U, T_{ij} S_{ij}, E_k D_k$ sont les énergies interne, mécanique et électrique du système.

$$dG(\Theta, E, T) = -\sigma d\Theta - D_k dE_k - S_{ij} dT_{ij}$$

Soit :

$$\sigma = -\left(\frac{\partial G}{\partial \Theta}\right)_{E,T} \quad (17)$$

$$D_k = -\left(\frac{\partial G}{\partial E_k}\right)_{\Theta,T} \quad (18)$$

$$S_{ij} = -\left(\frac{\partial G}{\partial T_{ij}}\right)_{\Theta,E} \quad (19)$$

Les constantes piézoélectriques isothermes exprimées en C/m^2 s'obtiennent à partir de la dérivée seconde de G :

$$e_{ijk} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial E_i \partial T_{jk}}\right)_{\Theta} \quad (20)$$

$$e_{ijk} = \left(\frac{\partial T_{jk}}{\partial E_i}\right)_{\Theta} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial S_{jk}}\right)_{\Theta} \text{ par application du théorème de Schwartz}$$

Les rigidités diélectriques isothermes à contrainte constante exprimées en F/m peuvent être définis par :

$$\varepsilon_{ij} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial E_j} \right)_{\Theta, T} \quad (21)$$

Les constantes d'élasticité isothermes à champ électrique constant quant à elles peuvent être définis par :

$$s_{ijkl} = \left(\frac{\partial S_{ij}}{\partial T_{kl}} \right)_{\Theta, E} \quad (22)$$

Ainsi, en condition isotherme, les différentielles totales du tenseur de déformation et du tenseur électrique s'écrivent :

$$\begin{cases} dD_i = \varepsilon_{ik} dE_k + e_{ijk} dT_{ij} \\ dS_{ij} = -e_{ijk} dE_k + c_{ijkl} dT_{ij} \end{cases} \quad (23)$$

La piézoélectricité linéaire suppose que les coefficients définis par (18),(20),(21),(22) sont constants d'où [1], [8] :

$$\begin{cases} D_i = \varepsilon_{ij} E_j + e_{ijk} S_{jk} \\ T_{ij} = -e_{ijk} E_k + c_{ijkl} S_{kl} \end{cases} \quad (24)$$

Ce système constitue une des formulations des équations constitutives de la piézoélectricité linéaire. Il est possible d'exprimer ce système de 3 autres façons [8] en choisissant une autre combinaison de variables indépendantes. Dans notre cas nous allons considérer cette configuration appelée Contrainte-charge afin d'avoir les mêmes notations que celles de Comsol Multiphysics ®.

En considérant la symétrie du tenseur déformation S_{α} , e_{ijk} devient également symétrique par rapport à ses indices j et k . Cette symétrie permet de réduire le nombre de constantes piézoélectriques nécessaires pour caractériser le matériau de 27 à 18.

La notation de Voigt permet de réécrire le tenseur des constantes piézoélectriques e_{ijk} sous la forme $e_{i\alpha}$ ($i = 1..3$; $\alpha = 1 \dots 6$) et de le définir par une matrice 3×6 .

On peut réécrire le système (29) sous la forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} D_i \\ T_\alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [\varepsilon_{ij}] & [e_{ijk}] \\ -[e_{ijk}] & [c_{ijkl}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_j \\ S_\beta \end{bmatrix} \quad (25)$$

$$[T] = \begin{bmatrix} T_1 = T_{11} \\ T_2 = T_{22} \\ T_3 = T_{33} \\ T_4 = T_{23} \\ T_5 = T_{13} \\ T_6 = T_{12} \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} S_1 = S_{11} \\ S_2 = S_{22} \\ S_3 = S_{33} \\ S_4 = 2S_{23} \\ S_5 = 2S_{13} \\ S_6 = 2S_{12} \end{bmatrix} \quad (26)$$

Notre substrat étant du niobate de lithium YX 128°, les constantes sont données par les matrices suivantes [119] :

$$[c] = \begin{bmatrix} 202.9 & 52.5 & 75.3 & -8.5 & 0 & 0 \\ 52.5 & 215.7 & 86.1 & -3.5 & 0 & 0 \\ 75.3 & 86.1 & 207.9 & -18.1 & 0 & 0 \\ -8.5 & -3.5 & -18.1 & 71.1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 74.3 & 9.4 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 9.4 & 60.5 \end{bmatrix} \times 10^9 [Pa] \quad (27)$$

$$[e] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1.4 & -4.3 \\ -2.1 & -2.0 & 3.0 & 2.0 & 0 & 0 \\ -1.4 & -0.8 & 3.5 & 0.9 & 0 & 0 \end{bmatrix} [c/m^2] \quad (28)$$

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} 46.6 & 0 & 0 \\ 0 & 38.1 & 7.0 \\ 0 & 7.0 & 34.6 \end{bmatrix} [F.m] \quad (29)$$

Les équations caractéristiques piézoélectriques (24), l'équation de la dynamique (13) et l'équation de Poisson ou électrostatique (15) constituent alors le système à résoudre afin d'étudier la propagation des ondes dans un matériau piézoélectrique linéaire.

Une fois l'onde générée par notre modèle, nous nous intéresserons à l'impact des ondes de Rayleigh sur le fluide.

II.7 Interaction acousto-fluidique

L'interaction acousto-fluidique implique l'utilisation d'ondes acoustiques pour créer des forces capables de manipuler des particules et des fluides. Lorsque les ondes sonores se propagent à travers un milieu fluide, elles créent des ondes de pression qui peuvent exercer des forces sur les objets à l'intérieur du fluide. Ces forces peuvent être utilisées pour manipuler des particules et des fluides de manière précise et contrôlée.

Les deux principaux types d'ondes acoustiques utilisées dans l'interaction acousto-fluidique sont les ondes stationnaires et les ondes progressives. Les ondes stationnaires sont créées lorsque deux ondes de même fréquence et amplitude se déplaçant dans des directions opposées interfèrent l'une avec l'autre. Cela crée des régions de haute et basse pression, appelées respectivement nœuds et ventres. Les nœuds et les ventres peuvent être utilisés pour piéger et manipuler des particules dans le milieu fluide.

Les ondes progressives, en revanche, sont créées lorsqu'une seule onde traverse le milieu fluide. Ces ondes peuvent être utilisées pour créer un écoulement de fluide ou pour manipuler des particules en exerçant des forces de rayonnement acoustique.

Les forces de rayonnement acoustique résultent de l'interaction entre l'onde acoustique et la particule et peuvent être utilisées pour manipuler les particules en fonction de leurs propriétés physiques.

En ce qui nous concerne, nous nous sommes intéressés à l'utilisation des ondes progressives.

On considèrera par la suite des ondes harmoniques de la forme :

$$u_i = U_l(x, y, z)e^{i(kx - \omega t)}; \quad \varphi = \phi(x, y, z)e^{i(kx - \omega t)} \quad v = \nabla\varphi \quad (30)$$

k est le nombre d'onde, ω la pulsation angulaire et $U_l (l = 1, 2, 3)$ l'amplitude de l'onde.

Lorsque l'onde de Rayleigh est générée à la surface du substrat piézoélectrique, elle se propage librement (*Figure 30*) avec une amplitude quasi-constante en contact avec l'air car l'onde acoustique n'est pas transmise dans l'air au vu de la grande différence des impédances acoustique des deux milieux ($444 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour l'eau ; $1,6 \cdot 10^7 \text{ Kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le niobate de lithium). Une fois en contact avec le liquide, l'onde transmet une partie de son énergie au liquide sous forme d'onde de compression, créant ainsi l'atténuation de l'onde de Rayleigh.

L'onde de Rayleigh en contact avec le liquide devient une onde de Rayleigh évanescente plus communément appelée Leaky Rayleigh Wave (LSAW) [120], [121].

L'onde de compression se propage dans le liquide sous un angle appelé angle de Rayleigh. Pour déterminer l'expression de cet angle, on exploite la loi de Snell-Descartes à l'interface substrat/liquide.

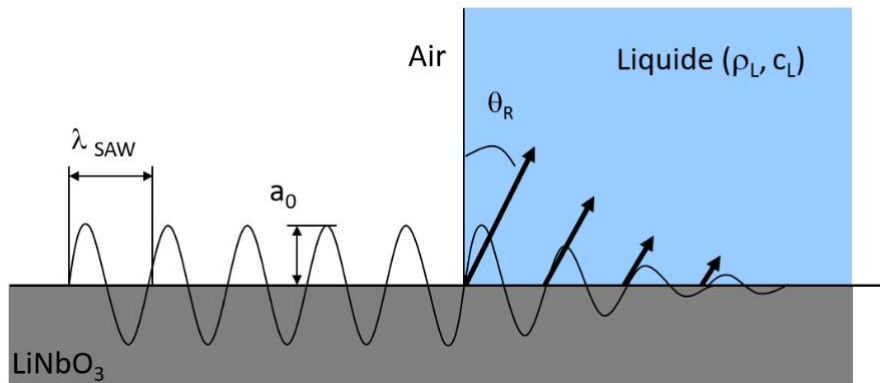


Figure 30 : schémas de l'interaction entre une onde de Rayleigh et un liquide

L'onde arrive sur le liquide en incidence rasante, la loi de Snell-Descartes acoustique [122], [123] permet d'exprimer l'angle comme suit :

$$\theta_R = \sin^{-1} \left(\frac{c_L}{c_s} \right) \quad (31)$$

c_L et c_s désignent respectivement les vitesses des ondes de Rayleigh dans le liquide et le solide. Pour le niobate de lithium 128 Y-X c_s est estimée à 4000 m/s alors que c_L pour l'eau est de 1500 m/s. La valeur théorique de l'angle de Rayleigh est donc de 22,02 °.

II.7.1 Les coefficients d'atténuation

Le coefficient d'atténuation est une mesure de la perte d'énergie acoustique lorsque les ondes sonores se propagent à travers un milieu. Dans les applications acoustofluidiques, le coefficient d'atténuation peut avoir un impact significatif sur l'efficacité de la manipulation acoustique.

Les coefficients d'atténuation peuvent être mesurés de différentes manières, selon le type d'onde et les propriétés du matériau ou du milieu. Par exemple, dans le contexte de l'acoustofluidique, les coefficients d'atténuation sont généralement mesurés à l'aide d'ondes ultrasonores, qui sont utilisées pour manipuler des particules et des fluides dans des canaux microfluidiques.

Les coefficients d'atténuation des ultrasons peuvent être mesurés à l'aide de techniques telles que l'écho impulsion, où une impulsion d'ultrason est envoyée à travers un matériau ou un support, et le temps nécessaire au retour de l'impulsion est mesuré. Le coefficient d'atténuation peut alors être calculé sur la base du changement d'amplitude et de phase de l'onde lorsqu'elle traverse le matériau ou le milieu.

Les coefficients d'atténuation peuvent également être calculés à l'aide de modèles basés sur les propriétés physiques du matériau ou du milieu, telles que sa densité, sa viscosité et sa compressibilité. Ces modèles peuvent être utilisés pour prédire l'atténuation des ondes acoustiques dans différents matériaux et dans différentes conditions.

En acoustofluidique, les coefficients d'atténuation sont importants car ils affectent la capacité des ondes acoustiques à manipuler les particules et les fluides. Par exemple, des coefficients d'atténuation élevés peuvent limiter l'efficacité de la manipulation acoustique, car ils peuvent provoquer l'absorption ou la diffusion d'ondes acoustiques par des particules dans le fluide. En outre, de faibles coefficients d'atténuation peuvent permettre une manipulation acoustique plus précise et plus efficace.

Nous présentons par la suite les calculs des coefficients d'atténuation lorsque l'onde entre en contact avec le liquide.

II.7.1.A Coefficient d'atténuation α_L

Lorsque l'onde de Rayleigh se propage dans le liquide par rayonnement, elle est fortement atténuée. Pour mettre en évidence ses coefficients d'atténuation, considérant un élément de volume de longueur dX , de largeur b et d'épaisseur la longueur d'onde λ du SAW traversé par une onde de surface d'amplitude u (Figure 31).

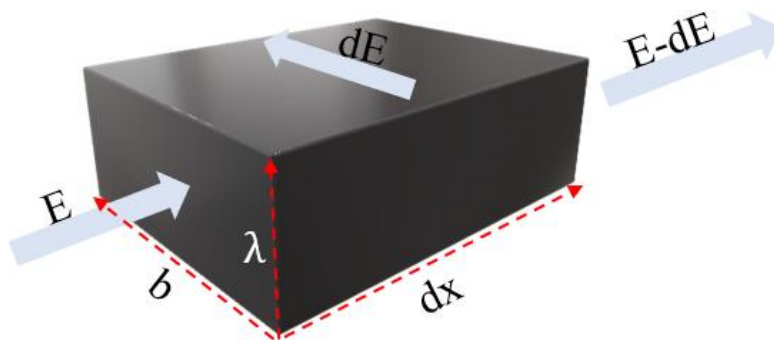


Figure 31 : Flux d'énergie appliqué à un élément de surface du liquide

Notons E (en W) la puissance véhiculée par l'onde de Rayleigh et dE la puissance transmise au liquide par compression (Figure 31). La surface impactée par la puissance véhiculée est λb . L'énergie est alors donnée par [19] :

$$E = I\lambda b \quad (32)$$

Dans cette relation λ est la longueur de l'onde de Rayleigh, et I l'intensité acoustique en W/m^2 :

$$I = \frac{1}{2} \frac{P_0^2}{c_s \rho_s} \quad (33)$$

Avec P_0 l'amplitude de la pression acoustique de l'onde incidente et ρ_s la masse volumique du substrat :

$$P_0 = 2\pi u \frac{\rho_s c_s^2}{\lambda} \quad (34)$$

En remplaçant les équations (33) et (34) dans (32) on obtient :

$$E = 2\pi^2 b \rho_s c_s^3 \frac{u^2}{\lambda} \quad (35)$$

En procédant de la même manière, on trouve l'expression de l'énergie dE rayonnée sur la surface ($b \cdot dx$) :

$$dE = 2\pi^2 (b \cdot dx) \rho_L c_L^3 \left(\frac{u}{\lambda}\right)^2 = 2\pi^2 (b \cdot dx) \rho_L c_L c_s^2 \left(\frac{u}{\lambda}\right)^2 \quad (36)$$

Le coefficient d'atténuation de l'onde décrit l'atténuation de la composante transverse de l'onde de Rayleigh. Il est défini comme étant le rapport entre la puissance par unité de longueur dans le liquide sous forme d'onde de compression longitudinale par la puissance de l'onde incidente. On a lors :

$$\alpha_L = \frac{dE}{E dx} = \frac{c_L \rho_L}{\lambda c_s \rho_s} \quad (37)$$

Où ρ_s et ρ_L sont les masses volumiques du solide et du liquide en $kg \cdot m^{-3}$. α_L est en m^{-1} . Par convention de manière analogique avec les circuits RC, α_L^{-1} est la longueur d'atténuation pour laquelle 63% de l'énergie de l'onde est transmise au liquide, 95% de l'énergie sera donc transmise après une longueur de $3\alpha_L^{-1}$ [122].

Théoriquement, la vitesse du son dans l'eau est de 1500 m/s, et la masse volumique de l'eau est de $1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, tandis que la vitesse de l'onde de Rayleigh est estimée à 3992 m/s et la masse volumique est de $4650 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

Pour une longueur d'onde de 100 μm on obtient un coefficient d'atténuation dans l'eau de 808 m^{-1} , soit 63% de l'énergie est atténuée après une distance de 1.2 mm, 95% de l'énergie sera donc transmise après une distance de 3.6 mm.

II.7.1.B Coefficient d'absorption α_T

Il décrit l'atténuation de la composante longitudinale de l'onde de Rayleigh à l'interface solide/liquide due aux frottements visqueux. Il s'exprime comme suit [122], [124] :

$$\alpha_T = \frac{\sqrt{\frac{\rho_L \mu \omega^3}{2}}}{4\pi^2 \rho_S c_S^2} \quad (38)$$

avec ω est la pulsation de l'onde de Rayleigh ($2\pi f$, f étant la fréquence) et μ est la viscosité dynamique du liquide en $\text{Pa} \cdot \text{s}$. ce coefficient s'exprime également en m^{-1} .

Pour une longueur d'onde de 100 μm , la fréquence théorique correspondante est de 40 MHz. Sachant que la viscosité de l'eau est de 0.89 mPa.s, on trouve un coefficient d'absorption $\alpha_T = 0.38 \text{ m}^{-1}$ autrement dit 63% de l'énergie est atténuée après une distance de 2.63 m. Au vu des dimensions de notre étude qui sont de l'ordre du mm, l'atténuation due à la viscosité est négligeable.

II.7.1.C Coefficient d'atténuation α_c des ondes de compression

Ce coefficient décrit l'atténuation de l'onde de compression responsable de l'acoustique streaming au sein du liquide. Il est la résultante des dissipations dues à la viscosité et aux pertes de chaleur et s'exprime comme suit :

$$\alpha_c = \frac{\omega^2}{2\rho_L c_L^3} \cdot \left(\frac{4}{3}\mu + \mu' + \frac{k}{C_p} (\gamma_a - 1) \right) \quad (39)$$

où k est la conductivité thermique ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$), C_p est la capacité calorifique à pression constante ($J \cdot K$), γ_a est le ratio $\frac{C_p}{C_v}$, C_v est la capacité calorifique à volume constant ($J \cdot K$), μ' est la viscosité volumique ($P \cdot a \cdot s$). Ici, $(\gamma_a - 1)$ est très proche de 0 (car le liquide est incompressible). Le rapport k/C_p est également très faible. Nous négligerons la partie liée à la conduction thermique. L'équation devient ainsi :

$$\alpha_c = \frac{\omega^2}{2\rho_L c_L^3} \cdot \left(\frac{4}{3}\mu + \mu' \right) \quad (40)$$

Pour une fréquence de 40 MHz, le calcul théorique nous donne donc $\alpha_c = 34.4 m^{-1}$, on a donc une atténuation de 63% de l'onde de compression après un parcours de 2.9 cm. L'onde de compression sera donc réfléchiée au contact de la paroi.

II.8 Génération de l'« acoustic streaming »

II.8.1 Définition de la particule fluide

L'écoulement que nous allons étudier est constitué de gaz (air) et de liquide (eau). Pour ces deux états thermodynamiques, la matière est constituée dans la majorité des cas de molécules identiques, pour lesquelles il faudra prendre en compte les liaisons intermoléculaires. La particularité de ces deux états est que le milieu matériel peut se déformer de façon importante sans perte de cohésion, il s'écoule en tendant à occuper le maximum de place. Ainsi, nous ne ferons pas de distinction particulière entre un liquide et un gaz, et opterons pour la définition plus générale du fluide qui est un corps simple composé de molécules de liquide ou de gaz. Pour étudier l'écoulement d'un fluide, il se pose un problème d'échelle d'observation. En effet, à l'échelle microscopique, celle de l'atome, les fortes fluctuations des propriétés physiques d'un fluide d'un point à l'autre de l'espace sont à considérer. Il en est de même pour les vitesses des molécules. En prenant en compte une échelle supérieure, une approche macroscopique nous permet de considérer des volumes locaux d'étude contenant un très grand nombre de molécules. Les mouvements individuels des molécules sont de ce fait ignorés pour s'intéresser par contre au mouvement d'ensemble.

La particule fluide se définit alors comme un élément de fluide dont le volume est suffisamment grand pour contenir un très grand nombre de molécules, et suffisamment petit devant les dimensions caractéristiques de l'écoulement. Lorsque le modèle de particule fluide est applicable, il est possible de décrire le fluide comme un milieu continu. On considère que

la matière est continûment répartie, ce qui permet de définir une valeur locale pour les fonctions de l'écoulement. Cette considération sera valable dans toutes les études.

II.8.2 Conservation de la masse

Nous utiliserons la description eulérienne pour décrire le mouvement du fluide. Le champ de vitesses est décrit en donnant à tout instant t le vecteur vitesse v en tout point M . Si cette fonction vectorielle ne dépend pas du temps, il s'agit d'un écoulement stationnaire. Considérons à un instant t un élément de fluide quelconque, de volume V et de surface S , contenant un ensemble fini de particules fluides, fixe par rapport au système de coordonnées utilisé. En l'absence de réaction chimique, la variation par unité de temps de sa masse totale est opposée au flux sortant par la surface S :

$$\frac{d}{dt} \iiint \rho dV = - \iint \rho v \cdot n dS$$

Avec n le vecteur normal unitaire à la surface S et orienté vers l'extérieur. L'application du théorème de la divergence sur le membre de droite nous donne :

$$\iiint \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) \right) dV = 0$$

Le volume V étant quelconque et le milieu continu, nous obtenons l'équation locale de la conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \quad (41)$$

II.8.3 Conservation de la quantité de mouvement

On considère toujours un élément de fluide de volume V et de surface S . En appliquant la relation fondamentale de la dynamique qui stipule que la variation temporelle de la quantité de mouvement de l'élément de fluide est égale à la somme des forces qui s'exercent sur l'élément :

$$\frac{d}{dt} \iiint \rho_L v dV = \iiint \rho_L f dV + \iint \sigma \cdot n dS$$

Le tenseur de contrainte $\sigma = \tau - p\mathbf{I}$, p est la pression du liquide en Pa, f est l'ensemble des forces volumiques extérieures et τ est donné par [11], [12] :

$$\tau = \mu[\nabla\mathbf{v} + (\nabla\mathbf{v})^T] + \left(\mu_b - \frac{2}{3}\mu \right) (\nabla \cdot \mathbf{v})\mathbf{I} \quad (42)$$

En utilisant la définition de la dérivée particulière :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v$$

En appliquant le théorème de la divergence et en considérant le milieu continu on obtient l'équation locale de la conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho_L \left(\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v \right) = \nabla \cdot \sigma + f \quad (43)$$

II.8.4 Elaboration des équations de l'« acoustic streaming »

L'onde de compression dépend essentiellement du temps. Nyborg [12] a montré qu'il y a également lors du déplacement du fluide la présence d'un motif de tourbillon stable qui est indépendant du temps et résulte de la vibration du substrat en contact avec le liquide. Ce phénomène était d'abord connu sous le nom de vent de quartz. Aujourd'hui il est appelé « acoustic streaming ».

Les études théoriques sur le phénomène de l'acoustique streaming ont été menées pour la première fois par Rayleigh (1884, 1945). Il utilise des approximations successives du fait de la non-linéarité des équations de base [8], [12], [96], [125].

L'approche de Rayleigh a eu au fil des années plusieurs reprises en fonction du cadre de validité de l'approximation. Nyborg exploite notamment cette méthode d'approximations successives en considérant un petit élément de fluide pour lequel la vitesse de ces particules évolue lentement par rapport à la vitesse de l'onde sonore dans le liquide. Les équations de base sont l'équation de conservation de la masse, l'équation de conservation de la quantité de mouvement plus connue sous l'équation de Navier-Stokes [8], [51], [126]. On ajoute également l'équation thermodynamique reliant les fluctuations de pressions aux fluctuations de densités :

$$\frac{\partial \rho_L}{\partial t} + (\nabla \cdot \rho_L \mathbf{v}) = 0 \quad (44)$$

$$\rho_L \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (v \cdot \nabla)\mathbf{v} \right] = -\nabla p + \left[\mu_B + \frac{4\mu}{3} \right] \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) - \mu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (45)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \mathbf{A} \frac{(\rho_L - \rho_0)}{\rho_0} + \frac{\mathbf{B}}{2} \left(\frac{\rho_L - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 + \dots \quad (46)$$

Dans ces équations v ($m \cdot s^{-1}$) est la vitesse des particules de fluide, p (Pa) la pression du fluide, μ (Pa.s) la viscosité dynamique du fluide et μ_B la viscosité volumique du fluide. Les coefficients A et B sont donnés par :

$$\mathbf{A} = \rho_0 \left(\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \rho} \right)_{s, \rho_0} ; \mathbf{B} = \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial^2 \rho} \right)_{s, \rho_0} \quad (47)$$

La méthode d'approximation utilisée par Nyborg consiste à exprimer l'excès de pression, la densité en excès et la vitesse sous une décomposition de deux termes ; un terme de premier ordre et un terme de second ordre. Le terme de premier ordre caractérise la propagation du champ sonore tandis que le terme de second ordre représente l'acoustique streaming.

$$\mathbf{p} - \mathbf{p}_0 = \varepsilon \mathbf{p}_1 + \varepsilon^2 \mathbf{p}_2 + \dots \quad (48)$$

$$\rho_L - \rho_0 = \varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots$$

$$\mathbf{v} - \mathbf{v}_0 = \varepsilon \mathbf{v}_1 + \varepsilon^2 \mathbf{v}_2 + \dots$$

Avec $\varepsilon = \frac{v}{c_L}$ ($\ll 1$) le nombre de Mach qui représente le rapport entre la vitesse du fluide et celle de l'onde de compression dans le fluide. Les termes d'indice '0' représentent les valeurs initiales des composantes, les indices '1' l'approximation du premier ordre et les indices '2' l'approximation du second ordre.

La valeur initiale de la vitesse des particules étant nulle les équations au premier ordre et au second ordre sont données respectivement par :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (49)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 + \left[\mu_B + \frac{4\mu}{3} \right] \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) - \mu \nabla^2 \mathbf{v}_1$$

$$\mathbf{p}_1 = c_L^2 \rho_1$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \rho_0(\nabla \cdot \mathbf{v}_2) + \nabla \cdot (\rho_1 \mathbf{v}_1) = \mathbf{0} \quad (50)$$

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} + \rho_0(\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 \\ = -\nabla p_2 + \left[\mu_B + \frac{4\mu}{3} \right] \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}_2) - \mu \nabla^2 \mathbf{v}_2 \\ p_2 = \frac{c_L^2}{\rho_0} \left[\rho_0 \rho_2 + \frac{B}{2A} \rho_1^2 \right] \end{aligned}$$

A et B sont les coefficients exprimés à l'équation (47).

L'ordre 2 tient compte du couplage avec l'ordre 1. Sachant que l'ordre 2 se caractérise par des grandeurs indépendantes du temps [11], [12], [70], les dérivées temporelles des termes d'ordre 2 sont nulles. Pour avoir les équations régissant l'ordre 2 indépendamment du temps, on utilise la valeur moyenne temporelle sur une période d'oscillation. Ce qui nous donne :

$$\rho_0 \nabla \cdot \langle \mathbf{v}_2 \rangle + \nabla \cdot \langle \rho_1 \mathbf{v}_1 \rangle = \mathbf{0} \quad (51)$$

$$\langle \rho_1 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} \rangle + \rho_0 \langle (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{v}_1 \rangle = -\langle \nabla p_2 \rangle + \left[\mu_B + \frac{4\mu}{3} \right] \langle \nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}_2) \rangle - \langle \mu \nabla^2 \mathbf{v}_2 \rangle$$

$$\langle p_2 \rangle = \frac{c_L^2}{\rho_0} \left[\rho_0 \langle \rho_2 \rangle + \frac{B}{2A} \langle \rho_1^2 \rangle \right]$$

$\langle f \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T f dt$ la valeur moyenne temporelle de la fonction f sur une période d'oscillation.

Une fois l'écoulement établi, il sera question de suivre la migration des particules dans le fluide au cours du temps et estimer leurs vitesses sur la base du principe fondamental de la dynamique à travers l'équation (52).

L'effet de l'onde sonore est pris en compte par la force de rayonnement acoustique de l'équation (53) [50], [69], [96], tandis que l'effet de l'écoulement se manifeste par la force de traînée mentionnée à l'équation (58) [50], [69], [96].

Ainsi, la force de radiation acoustique est considérée par le couplage avec le premier ordre (le champ sonore), tandis que la force de traînée considère le couplage avec le second ordre (écoulement). Nous avons considéré des particules de rayon 5 μm distribuées de manière homogène dans le fluide, en négligeant l'interaction particule-particule [1], [14].

$$\frac{4\pi a^3 \rho_p}{3} \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \mathbf{F}_{\text{rad}} + \mathbf{F}_{\text{drag}} \quad (52)$$

$$\mathbf{F}_{\text{rad}} = -\pi a^3 \left[\frac{2k_0}{3} \text{Re}[\mathbf{f}_1^* \mathbf{p}_1^* \nabla \mathbf{p}_1] - \rho_0 \text{Re}[\mathbf{f}_2^* \mathbf{v}_1^* \nabla \mathbf{v}_1] \right] \quad (53)$$

avec $k_0 = \frac{1}{\rho_0 c_0^2}$ le coefficient de compressibilité du fluide, et les facteurs f_1 et f_2 sont donnée

par :

$$f_1 = 1 - \frac{k_p}{k_0} \quad (54)$$

$$f_2 = \frac{2(1-\gamma)(\rho_p - \rho_0)}{2\rho_p + \rho_0(1-3\gamma)} \quad (55)$$

ou :

$$\gamma = -\frac{3}{2} [1 + i(1 + \tilde{\delta}_v)] \times \tilde{\delta}_v \quad (56)$$

$$\tilde{\delta}_v = \frac{\sqrt{2\mu}}{a\sqrt{\omega\rho_0}} \quad (57)$$

k_p est le coefficient de compressibilité de la particule, ρ_p est la masse volumique de la particule et a le rayon de la particule.

La force de traînée est donnée par :

$$\mathbf{F}_{\text{drag}} = 6\pi\mu a (\langle \mathbf{v}_2 \rangle - \mathbf{v}_p) \quad (58)$$

La force de traînée est proportionnelle à la différence entre la vitesse de streaming \mathbf{v}_2 dans le fluide et la vitesse des particules \mathbf{v}_p à travers le terme $(\langle \mathbf{v}_2 \rangle - \mathbf{v}_p)$.

II.9 Interaction thermo-acoustofluidique

En plus de l'écoulement acoustique, de la chaleur est également générée dans le fluide en raison de la dissipation de l'énergie acoustique.

Récemment, il y a eu des avancées significatives dans la compréhension théorique de la force de rayonnement acoustique et de son impact sur le modèle d'écoulement avec mouvement des particules [14], [69], [127]. Par contre, le chauffage par ondes acoustiques reste à ce jour moins bien compris. La complexité de la modélisation théorique de l'écoulement acoustique et du chauffage associé provient de plusieurs facteurs, notamment des non-linéarités des équations qui les régissent et des phénomènes qui se produisent à différentes échelles de temps [128].

Plusieurs études expérimentales ont été rapportées récemment sur le chauffage microfluidique piloté par SAW pour illustrer comment il peut améliorer les performances des dispositifs de laboratoire sur puce. Kondoh et al.[129] a signalé pour la première fois les effets du chauffage d'un liquide par SAW. Plus tard, dans une série d'études, la compréhension a été étendue pour conclure que le chauffage est causé par la dissipation de l'énergie acoustique dans le fluide et est fortement influencé par la puissance SAW et la viscosité du liquide. Beyssen et al.[130] a montré l'effet de la viscosité du liquide sur la génération de chaleur en utilisant un mélange eau-glycérine. Kulkarni et al.[131] a démontré que les ondes de surface sont une source d'énergie pour plusieurs classes de réactions chimiques mécaniquement distinctes, se produisant à l'échelle microscopique.

Ha et al.[132] a étudié le chauffage rapide de la spectrométrie de masse à désorption de particules de polydiméthylsiloxane (PDMS) grâce aux ondes de surface et a signalé la conversion d'énergie la plus élevée à une fréquence de fonctionnement d'environ 30 MHz. Cependant, la plupart de ces études ne montrent pas clairement si l'échauffement est causé par le phénomène d'effet Joule dans les transducteurs interdigités (IDT) générant l'onde ou s'il est dû à la dissipation de l'énergie de l'onde.

Shilton et al.[133] a étudié le chauffage acoustique dans un système microfluidique où les autres mécanismes de chauffage, tels que ceux des transducteurs interdigités (IDTs) et les mécanismes piézoélectriques sont isolés pour démontrer que le chauffage est causé exclusivement par la dissipation de l'énergie acoustique dans le fluide.

Il est important de préciser qu'il existe très peu d'études théoriques sur l'acoustique thermovisqueuse.

La plupart de ces études se concentrent sur les effets thermiques dans la modification du flux acoustique pour les dispositifs à ondes acoustiques de volume (BAW) à des fréquences beaucoup plus basses que le régime de fonctionnement habituel, aucune d'entre elles ne traite de manière significative du chauffage acoustique. Muller et Bruus [134] ont signalé une augmentation de température négligeable (maximum de 0,17 mK) pour un système BAW de longueur d'onde 760 μm .

La première simulation de l'interaction thermo-acoustofluidique pour une onde stationnaire est présentée par Pradikta et al [128] en 2019 dans laquelle les vitesses de l'onde sont directement appliquées au fluide comme conditions initiales.

Nous visons ici à présenter le premier modèle de simulation de l'interaction acoustofluidique pour une onde SAW évanescence (TSAW) et avec la méthode directe (en prenant en compte la génération de l'onde).

II.9.1 Équations de base

Les équations qui régissent la thermo-acoustique sont l'équation de continuité, l'équation de Navier-Stokes données respectivement aux équations (44) et (45) et l'équation d'énergie à travers la relation [128], [134]–[136] :

$$\frac{\partial(\rho_L \mathbf{E} + \mathbf{0.5} \rho_L \mathbf{v}^2)}{\partial t} = \nabla \cdot [\mathbf{v} \boldsymbol{\tau} - \mathbf{p} \mathbf{v} + \mathbf{k} \nabla \mathbf{T} - \rho_L (\mathbf{E} + \mathbf{0.5} \mathbf{v}^2) \mathbf{v}] \quad (59)$$

E est l'énergie du système.

Toutes les grandeurs physiques seront définies sous la forme d'une composante représentant le premier ordre et une autre le second ordre en utilisant la théorie de décomposition de Nyborg, définie au paragraphe précédent.

Dans ce nouveau modèle, la viscosité dynamique μ , la viscosité volumique μ_b et la conductivité thermique varient maintenant en fonction de la température et de la densité.

On peut écrire :

$$\mu(T, \rho) = \mu_0 + \varepsilon \mu_1 + \varepsilon^2 \mu_2 + \dots \quad (60)$$

La dépendance de la viscosité en fonction de la masse volumique et de la température peut être exprimée en fonction de la série de Taylor [128], [134] :

$$\mu(T, \rho) = \mu(T_0 + \varepsilon T_1 + \varepsilon^2 T_2 + \dots, \rho_0 + \varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots)$$

$$\begin{aligned}
&= \mu(T_0, \rho_0) + \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{T=T_0} (\varepsilon T_1 + \varepsilon^2 T_2 + \dots) + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho}\right)_{\rho=\rho_0} (\varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots) \\
&\quad + 0.5 \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T^2}\right)_{T=T_0} (\varepsilon T_1 + \varepsilon^2 T_2 + \dots)^2 + 0.5 \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial \rho^2}\right)_{\rho=\rho_0} (\varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots)^2 \\
&\quad + \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T \partial \rho}\right)_{T=T_0, \mu=\mu_0} (\varepsilon T_1 + \varepsilon^2 T_2 + \dots)(\varepsilon \rho_1 + \varepsilon^2 \rho_2 + \dots)
\end{aligned}$$

Par analogie avec (60), on obtient :

$$\mu_1 = \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{T=T_0} T_1 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho}\right)_{\rho=\rho_0} \rho_1 \quad (61)$$

$$\begin{aligned}
\mu_2 &= \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{T=T_0} T_2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho}\right)_{\rho=\rho_0} \rho_2 + 0.5 \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T^2}\right)_{T=T_0} T_1^2 \quad (62) \\
&\quad + 0.5 \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial \rho^2}\right)_{\rho=\rho_0} \rho_1^2 + \left(\frac{\partial^2 \mu}{\partial T \partial \rho}\right)_{T=T_0, \mu=\mu_0} T_1 \rho_1
\end{aligned}$$

Pour la viscosité volumique il n'y a aucune dépendance connue avec la densité [128], [134].

On considère uniquement une dépendance en température :

$$\mu_b(T) = \mu_{b0} + \varepsilon \mu_{b1} + \varepsilon^2 \mu_{b2} + \dots \quad (63)$$

En procédant de la même manière qu'avec la viscosité volumique, on a :

$$\begin{aligned}
\mu_{b1} &= \left(\frac{\partial \mu_b}{\partial T}\right)_{T=T_0} T_1 \\
\mu_{b2} &= \left(\frac{\partial \mu_b}{\partial T}\right)_{T=T_0} T_2 + 0.5 \left(\frac{\partial^2 \mu_b}{\partial T^2}\right)_{T=T_0} T_1^2
\end{aligned}$$

En exploitant la théorie de Nyborg dans les équations (44),(45),(59) et en concevant uniquement les termes d'indice 1 on obtient les équations du premier ordre :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot (\mathbf{v}_1) = \mathbf{0} \quad (64)$$

$$\frac{\rho_0 \partial (\mathbf{v}_1)}{\partial t} = \nabla (\boldsymbol{\tau}_1 - \mathbf{p}_1 \mathbf{I}) \quad (65)$$

$$\frac{\rho_0 \partial(\mathbf{E}_1)}{\partial t} + \mathbf{E}_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \nabla(-\mathbf{p}_0 \mathbf{v}_1 + \mathbf{k}_0 \nabla T_1 - \mathbf{E}_0 \rho_0 \mathbf{v}_1) \quad (66)$$

Avec $\boldsymbol{\tau}_1 = \mu_0[\nabla \mathbf{v}_1 + (\nabla \mathbf{v}_1)^T] + \left(\mu_{b0} - \frac{2}{3}\mu_0\right)(\nabla \cdot \mathbf{v}_1)\mathbf{I}$

En exploitant les relations thermodynamiques, la densité d'un fluide compressible est dépendante de la pression et de la température. On a alors :

$$\rho = \rho(p, T) \rightarrow d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p dT$$

Sachant que le coefficient de compressibilité isentropique et le coefficient d'expansion thermique sont donnés par :

$$k_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_T \text{ et } \alpha_p = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p$$

On a à l'ordre 1 :

$$d\rho_1 = \rho_0(k_{T0} dp_1 - \alpha_{p0} dT_1) \quad (67)$$

En exploitant la relation (64) dans (67) on a :

$$\alpha_{p0} \frac{\partial T_1}{\partial t} - k_{T0} \frac{\partial p_1}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{v}_1 \quad (68)$$

De la relation (64) on a :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\rho_0 \nabla \cdot (\mathbf{v}_1) \quad (69)$$

En injectant cette expression dans (66), on obtient :

$$\frac{\rho_0 \partial(\mathbf{E}_1)}{\partial t} = \nabla(-\mathbf{p}_0 \mathbf{v}_1 + \mathbf{k}_0 \nabla T_1)$$

D'après la première loi de la thermodynamique [53], [128], [134] $dE = T ds - p dV$ et sachant que $T ds = c_p dT - \alpha_p T / \rho dp$ on obtient :

$$\rho_0 c_{p0} \frac{\partial T_1}{\partial t} - \alpha_{p0} T_0 \frac{\partial p_1}{\partial t} = k_0 \nabla^2 T_1$$

Les équations de la thermo-acoustique peuvent alors s'écrire au premier ordre comme suit :

$$\alpha_{p0} \frac{\partial T_1}{\partial t} - k_{T0} \frac{\partial p_1}{\partial t} = \nabla \cdot \mathbf{v}_1 \quad (70)$$

$$\frac{\rho_0 \partial(\mathbf{v}_1)}{\partial t} = \nabla(\boldsymbol{\sigma}_1 - p_1 \mathbf{I}) \quad (71)$$

$$\rho_0 c_{p0} \frac{\partial T_1}{\partial t} - \alpha_{p0} T_0 \frac{\partial p_1}{\partial t} = k_0 \nabla^2 T_1 \quad (72)$$

En considérant uniquement les termes d'ordre 2 on a :

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v}_2 + \nabla \cdot (\rho_1 \mathbf{v}_1) = \mathbf{0} \quad (73)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 \mathbf{v}_1)}{\partial t} = \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 - p_2 \mathbf{I} - \rho_0 \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1) \quad (74)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho_0 \mathbf{E}_2 + \rho_1 \mathbf{E}_1 + \rho_2 \mathbf{E}_0 + 0.5 \rho_0 \mathbf{v}_1^2)}{\partial t} \\ & = \nabla(\mathbf{v}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 - p_1 \mathbf{v}_1 - p_0 \mathbf{v}_2 + k_0 \nabla T_2 + k_1 \nabla T_1 \\ & \quad - \rho_0 \mathbf{E}_0 \mathbf{v}_2 - \rho_0 \mathbf{E}_1 \mathbf{v}_1 - \rho_1 \mathbf{E}_0 \mathbf{v}_1) \end{aligned} \quad (75)$$

En remplaçant (73) dans (75) et en passant à la valeur moyenne on a :

$$\nabla(\langle \mathbf{v}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 - p_1 \mathbf{v}_1 - p_0 \mathbf{v}_2 + k_0 \nabla T_2 + k_1 \nabla T_1 - \rho_0 \mathbf{E}_1 \mathbf{v}_1 \rangle) = \mathbf{0}$$

Du premier principe de la thermodynamique on obtient $E = T_0 s + \left(p_0 / \rho_0^2 \right) \rho$

Ce qui conduit à :

$$\nabla \left[\langle \mathbf{v}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 \rangle - \langle p_1 \mathbf{v}_1 \rangle - \langle p_0 \mathbf{v}_2 \rangle + \langle k_1 \nabla T_1 \rangle + \langle k_0 \nabla T_2 \rangle - \rho_0 T_0 \langle s_1 \mathbf{v}_1 \rangle - \frac{p_0}{\rho_0} \langle \rho_1 \mathbf{v}_1 \rangle \right] = \mathbf{0}$$

En exploitant la relation (56) on a :

$$\nabla[\langle \mathbf{v}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 \rangle - \langle p_1 \mathbf{v}_1 \rangle + \langle k_1 \nabla T_1 \rangle + \langle k_0 \nabla T_2 \rangle - \rho_0 T_0 \langle s_1 \mathbf{v}_1 \rangle] = \mathbf{0}$$

D'après les relations thermodynamiques on a $T_0 s_1 = c_{p0} T_1 - \frac{\alpha_{p0}}{\rho_0} T_0 p_1$, d'où :

$$\nabla[\langle \mathbf{v}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 \rangle - (1 - \alpha_{p0} T_0) \langle p_1 \mathbf{v}_1 \rangle + \langle k_1 \nabla T_1 \rangle + \langle k_0 \nabla T_2 \rangle - \rho_0 c_{p0} \langle T_1 \mathbf{v}_1 \rangle] = \mathbf{0}$$

Les équations du second ordre sont donc représentés par le système suivant :

$$\rho_0 \langle \nabla \cdot \mathbf{v}_2 \rangle + \langle \nabla \cdot (\rho_1 \mathbf{v}_1) \rangle = \mathbf{0} \quad (76)$$

$$\nabla[\langle \boldsymbol{\sigma}_2 \rangle - \langle \mathbf{p}_2 \mathbf{I} \rangle - \langle \rho_0 \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_1 \rangle] = \mathbf{0} \quad (77)$$

$$\begin{aligned} \nabla[\langle \mathbf{v}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 \rangle - (\mathbf{1} - \alpha_{p0} \mathbf{T}_0) \langle \mathbf{p}_1 \mathbf{v}_1 \rangle + \langle \mathbf{k}_1 \nabla \mathbf{T}_1 \rangle + \langle \mathbf{k}_0 \nabla \mathbf{T}_2 \rangle \\ - \rho_0 c_{p0} \langle \mathbf{T}_1 \mathbf{v}_1 \rangle] = \mathbf{0} \end{aligned} \quad (78)$$

Avec :

$$\mathbf{k}_1 = \left(\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial \mathbf{T}} \right)_{\mathbf{T}=\mathbf{T}_0} \mathbf{T}_1 + \left(\frac{\partial \mathbf{k}}{\partial \rho} \right)_{\rho=\rho_0} \rho_1 \quad (79)$$

La source de chaleur peut s'écrire comme suit [128], [134] :

$$\begin{aligned} -\mathbf{q} = \nabla[\langle \mathbf{v}_1 \boldsymbol{\sigma}_1 \rangle - (\mathbf{1} - \alpha_{p0} \mathbf{T}_0) \langle \mathbf{p}_1 \mathbf{v}_1 \rangle + \langle \mathbf{k}_1 \nabla \mathbf{T}_1 \rangle \\ - \rho_0 c_{p0} \langle \mathbf{T}_1 \mathbf{v}_1 \rangle] \end{aligned} \quad (80)$$

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit le principe de piézoélectricité. Nous avons ensuite justifié le choix de notre matériau en fonction des paramètres tels que la vitesse, le coefficient de couplage et la nature de l'onde générée. Par la suite les équations de la piézoélectricité ont été démontrées.

Les coefficients d'atténuations rendent compte de l'interaction onde liquide, et sont donc à prendre en compte dans nos études car c'est l'énergie cédée au liquide par l'onde de Rayleigh qui permettra le déplacement des particules fluide qui finiront après la présence du gradient de pression par générer un écoulement circulaire au sein du fluide.

Nous avons mis en place les équations du mouvement des particules en exprimant tout d'abord les équations du champ sonore (équation du premier ordre) et ensuite les équations qui prennent en compte l'écoulement circulaire (équation du second ordre) tout en négligeant la température. La température a été prisent en compte en ajoutant à l'équation de la conservation de l'énergie aux équations de conservation de la masse et celles de continuité. L'échauffement du liquide étant grandement occasionnée par les ondes de surfaces, nous avons déduit l'expression de la source de chaleur.

Ces équations seront implémentées dans notre modèle de simulation.

Le chapitre suivant est axé sur la fabrication des sondes et les expériences qui ont permis la validation des simulations du streaming mais également de l'échauffement.

Chapitre III. Fabrication des sondes piézoélectriques et expériences thermo-acoustiques

La réalisation des dispositifs SAW en salle blanche demande la mise en œuvre de procédés assez complexes qui sont cependant très bien maîtrisés, grâce à l'utilisation de techniques développées initialement pour l'industrie de la micro-électronique.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des différentes techniques de fabrication (*Figure 32*) et de caractérisation que nous avons utilisées pour la réalisation de nos sondes acoustiques. Le substrat piézoélectrique choisi comme support du dispositif SAW, est le niobate de lithium LiNbO_3 -128 Y-X dont le choix a été justifié au chapitre II. Les mesures électriques ont été effectuées à l'aide d'un analyseur de réseau (VNA Agilent-N 5230A), afin de vérifier le bon fonctionnement des dispositifs SAW réalisés au sein de la salle blanche à l'IJL. La deuxième partie concerne la détermination des vitesses d'écoulement des particules de bleu de méthylène dans de l'eau après stimulation du liquide par des ondes de Rayleigh et la détermination de l'échauffement du liquide en utilisant une caméra infrarouge FLIR SC 5 600.

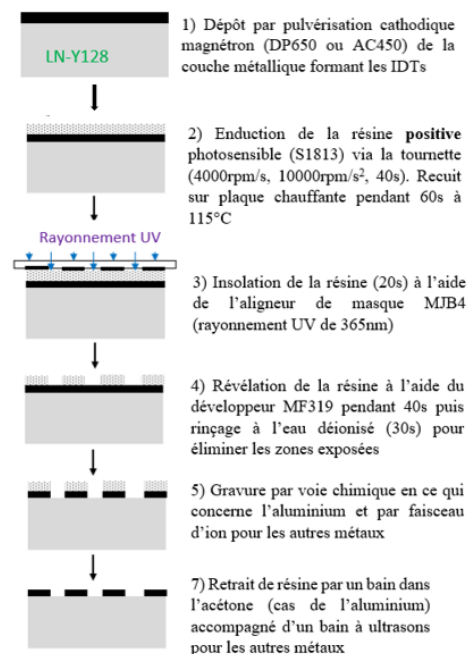


Figure 32 : Etapes de fabrication des IDTs par lithographie

III.1 Etapes de microfabrication

III.1.1 La salle blanche

La salle blanche est le lieu de fabrication de dispositifs millimétriques avec des motifs élémentaires micrométriques tels que des capteurs ou des actionneurs. La concentration en particules doit donc être scrupuleusement contrôlée ainsi que les activités à l'intérieur de celle-ci afin de réduire au maximum les risques d'introduction, de génération et d'accumulation de particules. En effet, à l'échelle micrométrique, un cheveu (diamètre de 20 à 40 microns) ou un grain de poussière (de quelques microns jusqu'au millimètre) représente un réel obstacle par rapport à la taille du dispositif (de l'ordre du micron) à fabriquer et pourrait induire un dysfonctionnement. Les paramètres, tels que la température, l'humidité et la pression doivent par ailleurs être rigoureusement contrôlés afin de maintenir la qualité du traitement d'air et une température idéale dans les limites définies par la classe de propreté de la zone considérée. Les personnes travaillant à l'intérieur de la salle blanche doivent porter une combinaison spéciale pour retenir les poussières et minimiser la dispersion des particules qu'ils génèrent eux-mêmes (cheveux, pellicules, etc...), comme illustré dans le

Tableau 2. La salle blanche de l'Institut Jean Lamour (IJL) est de classe ISO 5 à 9 pour une superficie totale de 260 m².

Tableau 2 : Nombre de particules par mètre cube en taille micrométrique

Classe	0.1 µm	0.2 µm	0.3 µm	0.5 µm	1 µm	5 µm
ISO 1	10	2				
ISO 2	100	24	10	4		
ISO 3	1000	237	102	35	8	
ISO 4	10000	2370	1020	352	83	
ISO 5	100000	23700	10200	3520	832	29
ISO 6	1000000	237000	102000	35200	8320	293
ISO 7				352000	83200	2930
ISO 8				3520000	832000	29300
ISO 9				3520000	8320000	293000

III.1.2 Dépôt par pulvérisation cathodique

Les techniques de dépôt de couches de chrome et d'or sont diverses. Les plus utilisées sont : le dépôt chimique en phase vapeur (CVD-Chemical Vapor Deposition) [137], l'évaporation [138], la pulvérisation cathodique [139] et l'épitaxie par jets moléculaires (MBE-Molecular Beam Epitaxy) [140]. Chaque méthode de dépôt présente ses propres spécificités. Dans le cadre de ce manuscrit, nous avons fait le choix du dépôt par pulvérisation cathodique réactive magnétron compte tenu de la maîtrise de ce procédé dans l'équipe.

La pulvérisation cathodique réactive magnétron est une des variantes des techniques de dépôt physique en phase vapeur (PVD). Elle consiste à bombarder d'ions le matériau à déposer en utilisant un plasma froid créé dans une chambre. La chambre est préalablement mise sous vide poussé (autour de 10^{-7} mbar), remédiant ainsi au problème de contamination, en minimisant drastiquement le nombre de molécules de gaz par unité de volume.

Par l'introduction d'un gaz (généralement l'argon) et l'application d'une différence de potentiel entre la cathode (cible) de potentiels négatifs et l'anode (le substrat), la création d'espèces chargées électriquement constituant le plasma s'opère. Les ions créés (Ar^+) sont accélérés vers la cible au potentiel négatif et acquièrent une énergie cinétique suffisante pour pulvériser la matière qui constitue la cible (choc inélastique). Une partie de cette matière est déposée à la surface de l'échantillon sous forme de couche mince (*Figure 33*).

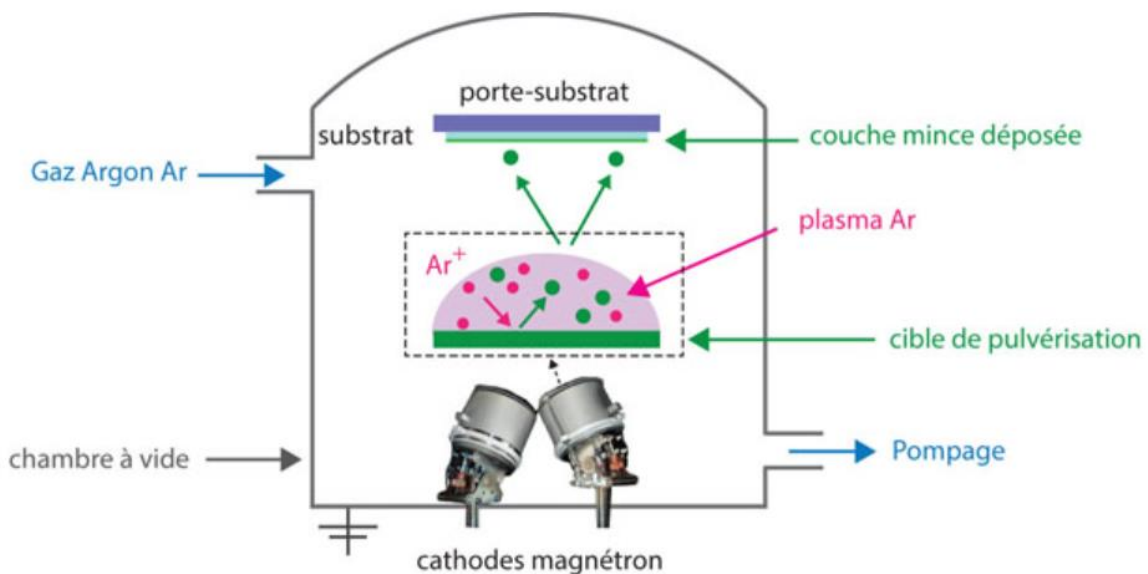


Figure 33 : Principe de la pulvérisation cathodique [141]

Afin de confiner les ions au voisinage de la cible et d'accroître la vitesse de croissance, les machines sont généralement équipées d'une cathode magnétron. La présence d'un aimant sous la cible crée une superposition d'un champ magnétique et d'un champ électrique à la surface de cette dernière, ce qui occasionnera l'augmentation de la densité ionique dans cette zone, générant ainsi par la suite l'augmentation du nombre d'impacts par unité de temps, ce qui accroîtra la vitesse de dépôt.

Dans le cadre de cette thèse, un dépôt de 10 nm de chrome (Cr) et 200 nm d'or (Au) a été réalisé sur un substrat monocristallin de niobate de lithium 128 Y-X. La couche de chrome est déposée sur le substrat afin de servir d'adhésif/couche d'accroche à l'or. Pour cela nous avons utilisé un bâti de dépôt DP650 (Alliance Concept) représenté sur la *Figure 34*. Ce dernier est caractérisé par une chambre composée de 6 cibles de 4 pouces de diamètre en configuration coplanaire.

L'échantillon préalablement fixé sur le porte substrat est transféré dans/hors de la chambre à partir d'un bras manuel localisé dans le sas (*Figure 34.c*).

Les trois lignes de gaz reliées à la chambre permettent l'introduction d'argon (Ar), de diazote (N_2), de dioxygène (O_2) ou d'un mélange de ces trois gaz. Dans l'enceinte, le porte substrat est situé à une distance fixe des différentes cibles (environ 10 cm). Il peut être chauffé par rayonnement grâce à un élément chauffant pouvant atteindre une température de consigne de $800^\circ C$ et/ou mis en rotation afin d'assurer une plus grande homogénéité du dépôt. L'ensemble est alors refroidi par un système de circulation d'eau au niveau de la cathode et/ou de l'échantillon.

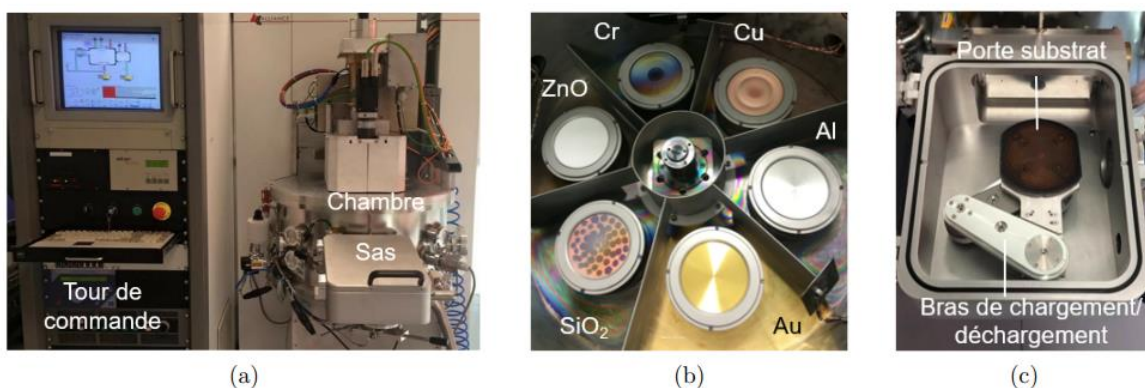


Figure 34 : Bâti de pulvérisation cathodique magnétron DP650 (Alliance Concept) : (a) Vue d'ensemble (b) Intérieur de l'enceinte contenant les 6 cibles (c) Intérieur du sas de transfert

III.1.3 L'énrésinement

L'énrésinement consiste à recouvrir d'une couche de résine toute la surface de l'échantillon par centrifugation (spin coating) afin d'étaler une couche uniforme sur le substrat sous l'effet de la force centrifuge (Figure 35).

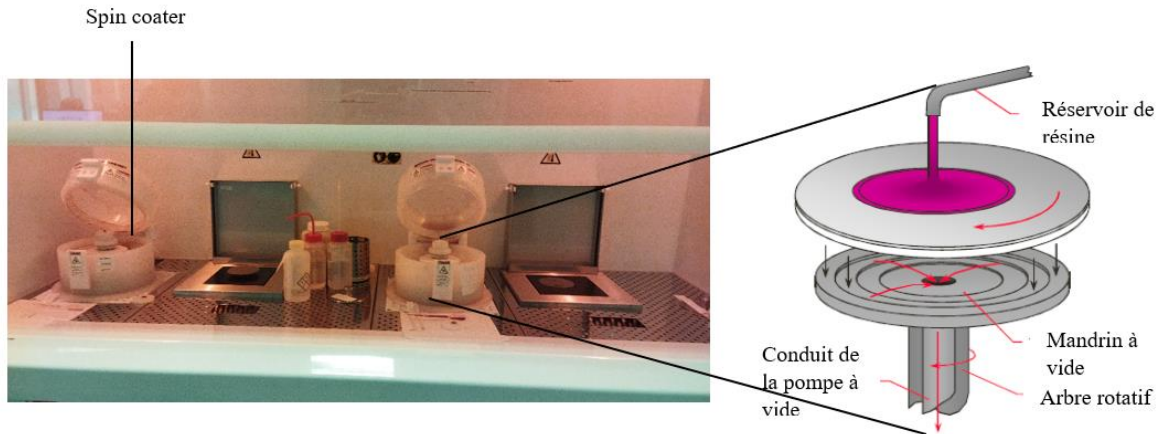


Figure 35 : Spin coater utilisé pour l'énrésinement

Dans cette étude, l'enduction réalisée en salle blanche sur la surface de l'échantillon s'est faite en trois étapes. Pour faciliter l'adhésion des couches de résine, nous appliquons du HMDS (primer) afin de modifier l'état de surface de l'échantillon pour le rendre compatible avec la couche de résine suivante. Une couche de résine (LOR 3A) est appliquée, celle-ci a pour objectif de créer un profil de résine en casquette (voir datasheet LOR 3A [142]). Enfin, une deuxième couche de résine photosensible (positive S1813) a ensuite été enduite. Le Tableau 3 ci-dessous résume les différentes configurations utilisées dans le cadre de la réalisation de l'énrésinement.

Tableau 3 : Configuration des paramètres d'énrésinement

Couche	Vitesse (tr/min)	Accélération (rpm/s)	Temps (s)	Température et temps de recuit
Primer	7000	1000	30	115°C (60 s)
LOR 3A	7000	1000	30	140°C (120 s)
S1813	10000	4000	40	115°C (60 s)

III.1.4 L'insolation et le développement

L'insolation est l'étape qui suit immédiatement le dépôt de la résine, elle consiste à faire une exposition de la résine à la lumière ultraviolette, ce qui déclenche une réaction photochimique. Dans le cadre de notre étude, l'aligneur de masque MJB4 (SUSS MicroTec) a été utilisé pour réaliser l'insolation (*Figure 36*).

Cet appareil permet d'effectuer l'alignement puis le plaquage d'un masque en verre avec un revêtement de chrome contenant les motifs à transférer dans la résine et l'échantillon. Durant l'exposition sur flux ultraviolet de longueur d'onde 365 nm, une dose totale de 120 mJ/cm² est appliquée à la résine à travers les parties transparentes du masque.

Il s'ensuit une rupture des chaînes du polymère dans les zones exposées qui seront par la suite solubles à la solution de développement (TMAH) dont le développement durera 40 s à une température de 20°C. Les temps d'exposition et de développement varient en fonction des substrats et des épaisseurs de résines utilisés. Il est donc important de faire un bon étalonnage de ces paramètres pour éviter une dégradation des motifs. Nous avons par la suite procédé au rinçage de notre échantillon avec de l'eau déionisée à 20°C durant 30 s afin de stopper la réaction de développement.

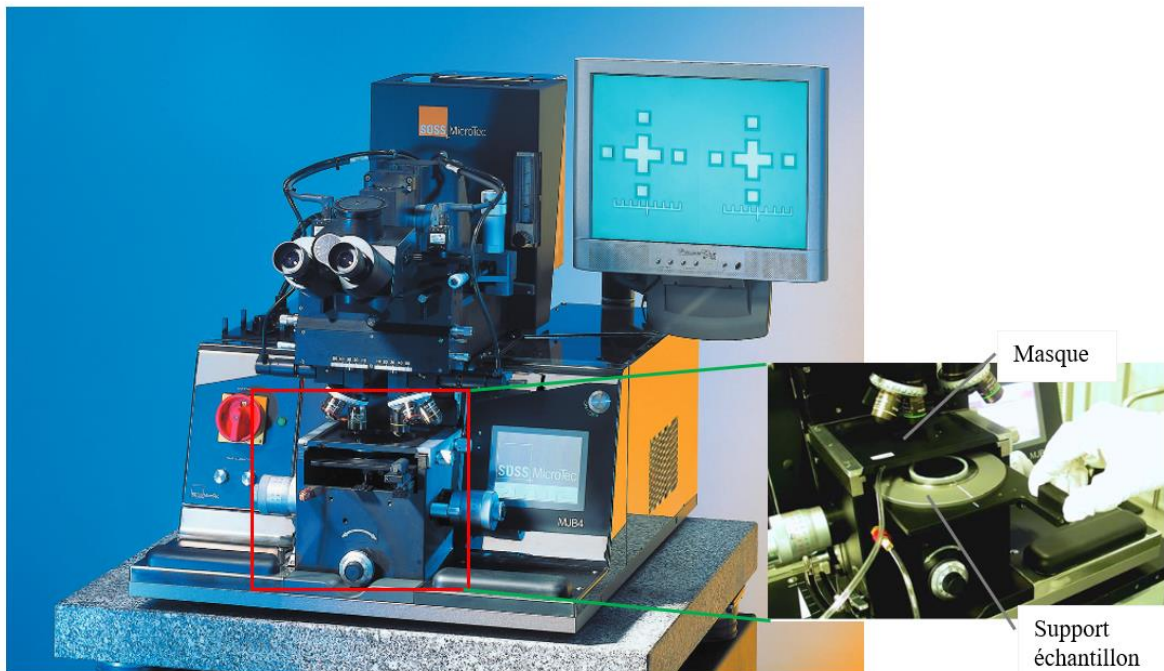


Figure 36 : Aligneurs MJB4

III.1.5 Gravure

La structuration de la couche métallique se fait ensuite à l'aide d'un procédé de gravure dont le masque est le motif de résine réalisé précédemment. Dans le cas d'une métallisation en aluminium, une gravure humide à l'aide d'une solution d'acide phosphorique (H_3PO_4), d'acide nitrique (HNO_3) et d'eau (H_2O) est choisie. Pour les électrodes en or, platine, une gravure sèche par faisceau d'ions (IBE-Ion Beam Etching) est choisie car elle permet de graver en une fois l'électrode et sa couche d'accroche.

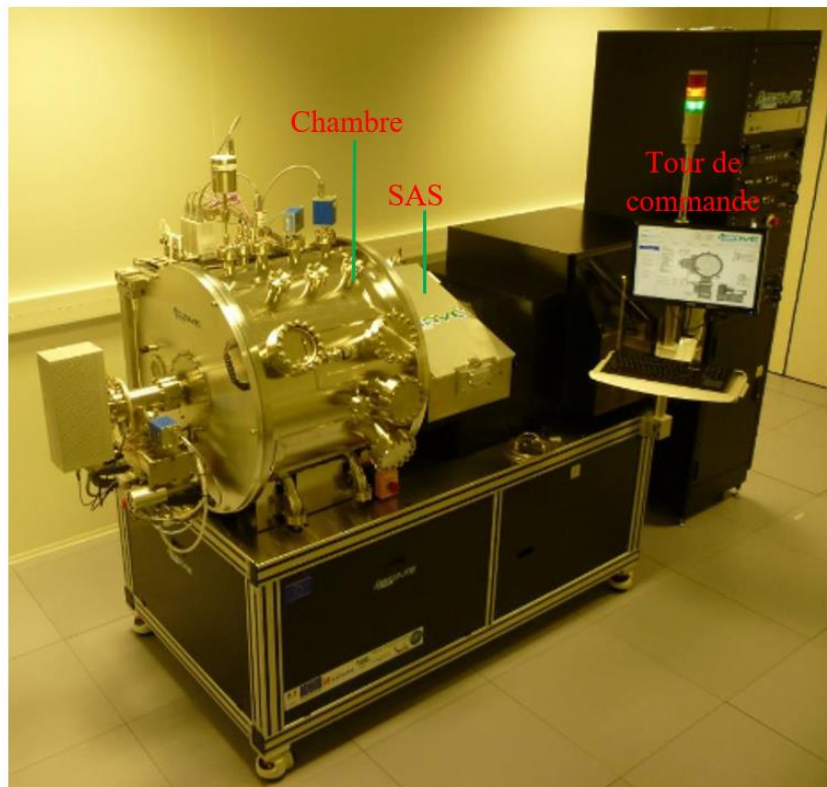


Figure 37 : Equipement IBE utilisé pour la gravure

III.1.6 Retrait de résine

Une fois l'étape de gravure achevée, les motifs sont dévoilés avec des restes de résine en surface. Pour enlever la résine, le substrat est plongé dans un cristallisateur d'acétone fermé durant 18 h suivi d'une exposition de 20 minutes aux ultrasons.

Nous pouvons voir, sur la *Figure 38*, les échantillons obtenus et les motifs révélés après avoir retiré la résine.

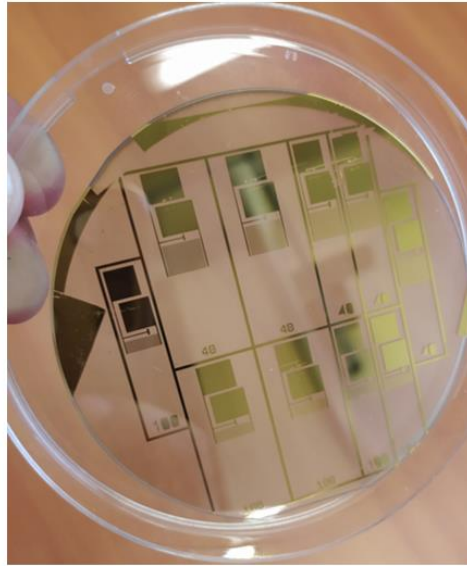


Figure 38: Dispositif obtenu après retrait de la résine.

III.2 Découpe

Après le retrait de la résine, une étape importante est la découpe du substrat qui consiste à séparer l'ensemble des différentes sondes piézoélectriques révélées sur le wafer. Pour se faire, la première étape consiste à protéger l'échantillon. La résine S1813 est déposée à la surface du substrat placé dans un spin-coater. Le dépôt utilise les paramètres suivants : 900 tr/min pendant 1 minute puis recuit durant 4 minutes afin d'avoir la couche la plus épaisse possible.

Le collage du substrat sur un porte-échantillon est réalisé dans un second temps (*Figure 39*). La plaque est mise à 106°C (la température adéquate est entre 100°C et 120°C), puis le porte-échantillon est posé dessus. La surface du porte-échantillon est entièrement recouverte de colle (cette dernière est en bâtonnet et de forme solide), puis le substrat est délicatement déposé sur le porte-échantillon. L'échantillon est porté à la même température que le porte-échantillon et la colle afin d'éviter les chocs thermiques qui provoqueraient une rupture du cristal lors de sa mise en contact avec la colle.

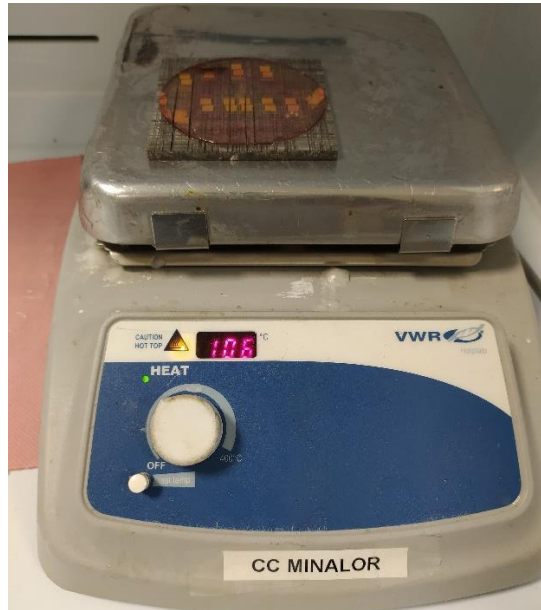


Figure 39 : Substrat collé sur un port-substrat et chauffé sur une plaque à 106°C afin d'éviter les chocs thermiques par application de la colle en bâtonnet

La dernière étape représentée sur la Figure 40 est la découpe du substrat. Avant de placer l'échantillon, la scie doit être centrée.

Une fois l'échantillon placé, la scie se déplace à une vitesse de 0,050 mm/s et sur une longueur de coupe de 90 mm. Ces choix tiennent évidemment compte des dimensions du substrat utilisé mais également de la nature cristalline du substrat à découper.

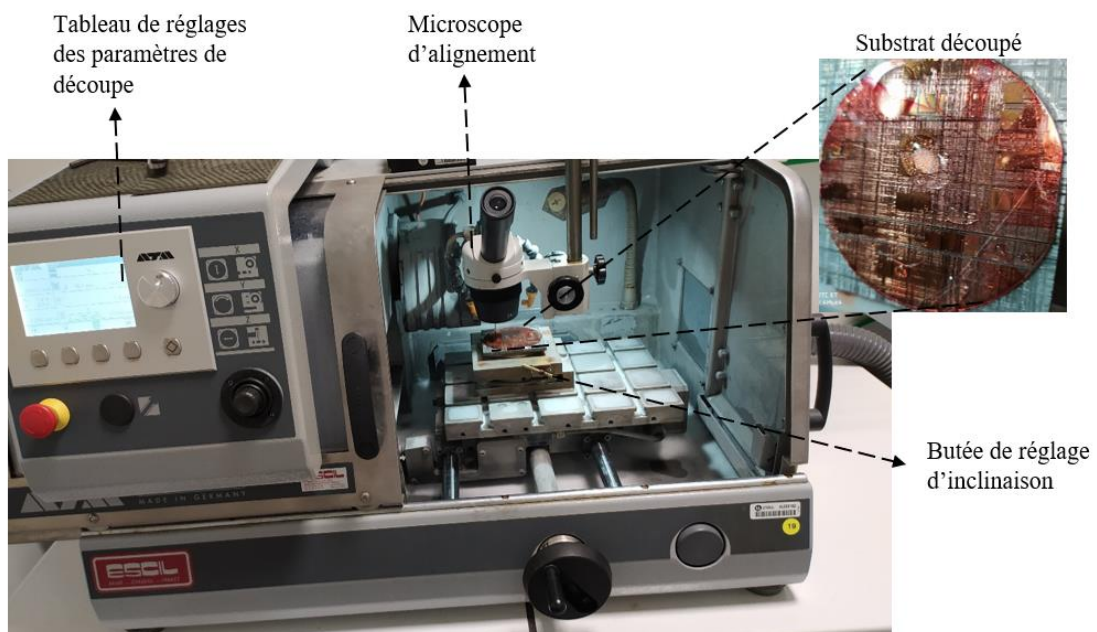


Figure 40 : Machine à découper à disque résinoïde utilisée

Une fois la découpe achevée, il est nécessaire de nettoyer les sondes dans un bain d'acétone durant toute une nuit. Les sondes ainsi obtenues (*Figure 41*) peuvent alors être caractérisées électriquement.

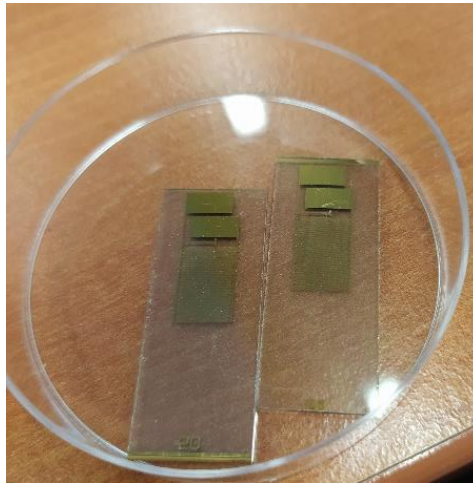


Figure 41 : Sondes de 20 MHz et 40 MHz obtenues après découpe et nettoyage. Elles ont une longueur de 3 cm et une largeur de 1 cm. Chaque électrode interdigitée (IDT) disposent de 100 paires de doigts en Cr (10 nm) /Au (200nm). Les 2 gros plots métalliques seront utilisés pour faire une connexion ou wire bonding et appliquer la différence de potentiel électrique (sinusoïdale).

III.3 Caractérisations électriques du dispositif SAW

Les mesures fréquentielles des sondes piézoélectriques conçues, ont été réalisées sur une station sous-pointes (PM5 SUSS MicroTec), reliée à un analyseur de réseau vectoriel (VNA Agilent-N 5230A) comme indiqué sur la *Figure 42*.

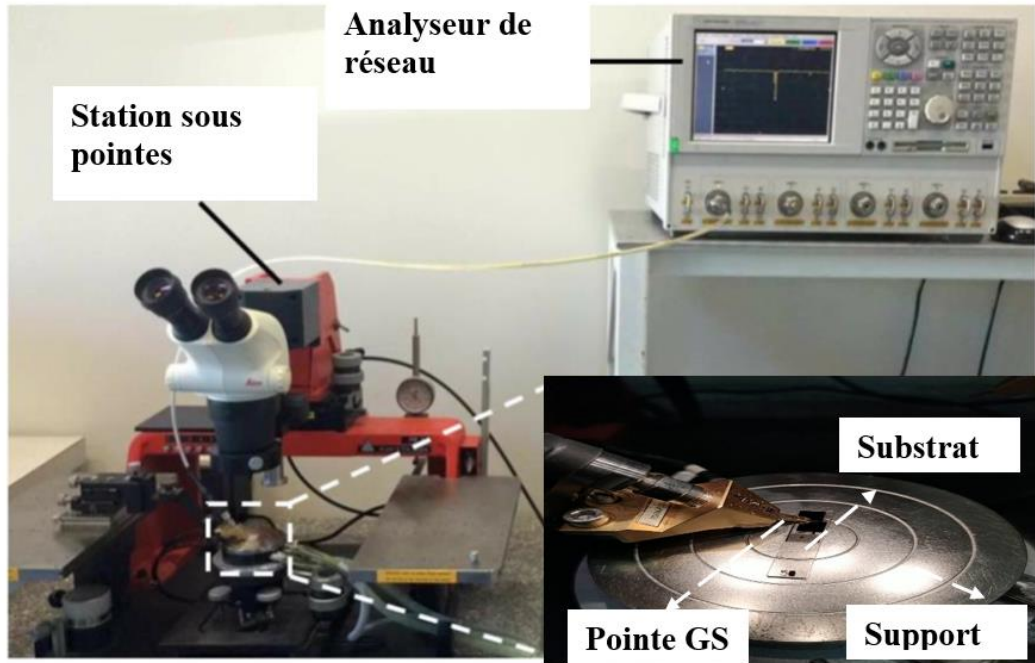


Figure 42 : Banc de caractérisations sous pointes des dispositifs SAW dans l'équipe Micro et Nanosystèmes de l'IJL

Le coefficient de réflexion \underline{S}_{11} extrait de la mesure sous-pointes permet d'évaluer l'impédance complexe \underline{Z}_{11} et l'admittance complexe \underline{Y}_{11} . Cela donne accès aux fréquences de résonance f_r , d'antirésonance f_a du dispositif, au facteur de qualité Q et au coefficient de couplage électromécanique K^2 .

$$\underline{S}_{11} = \frac{\underline{Z}_{11} - Z_0}{\underline{Z}_{11} + Z_0} \quad (81)$$

Avec \underline{Z}_{11} , l'impédance du dispositif et Z_0 l'impédance de référence à 50Ω

Sachant que l'impédance est inversement proportionnelle à l'admittance ($Z_{11} = \frac{1}{Y_{11}}$) on a :

$$\underline{Z}_{11} = Z_0 \frac{(\underline{S}_{11} + 1)}{(1 - \underline{S}_{11})} \quad (82)$$

$$\underline{Y}_{11} = \frac{1}{Z_0} \left(\frac{1 - \underline{S}_{11}}{1 + \underline{S}_{11}} \right) \quad (83)$$

en considérant la forme complexe $\underline{S}_{11} = a + ib$ et en remplaçant dans (83) on a :

$$\operatorname{Re}(Y_{11}) = \frac{1 - a^2 - b^2}{Z_0[(a + 1)^2 + b^2]} \quad \text{et} \quad \operatorname{Im}(Y_{11}) = \frac{-2b}{Z_0[(a + 1)^2 + b^2]} \quad (84)$$

Le module de l'admittance $|Y_{11}|$ permet de déterminer le coefficient de couplage électromécanique (K^2) à travers la relation :

$$K^2 = \frac{2(f_a - f_r)}{f_r} \quad (85)$$

Avec f_r et f_a respectivement les fréquences de résonance et d'antirésonance qui correspondent au pic de valeur minimale et à celui de valeur maximale du profil de $|Y_{11}|$ comme illustré sur la Figure 43.

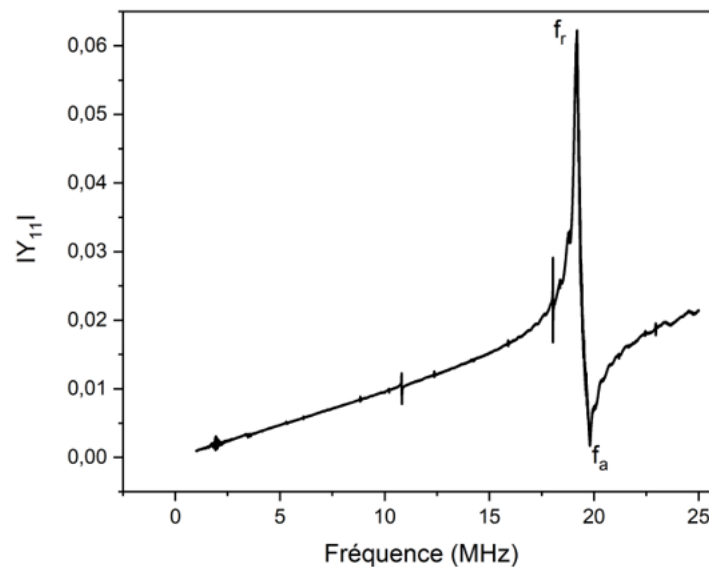


Figure 43 : Profil du module de l'admittance permettant de déterminer les fréquences de résonance f_r et d'antirésonance f_a

La caractérisation de notre dispositif de niobate de lithium 128 Y-X, sur lequel a été déposé des électrodes Cr (10 nm) / Or (200 nm), a donc été réalisée afin de mesurer le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence et d'extraire la fréquence de résonance ainsi que l'impédance complexe des électrodes interdigitées.

Sur la *Figure 44*, nous avons tracé le profil du coefficient de réflexion en fonction de la fréquence pour deux de nos sondes piézoélectriques, initialement conçues pour entrer en résonance, respectivement à 20 et 40 MHz. L'écart de 2 à 3% entre les fréquences de résonance « expérimentales » et « théoriques » sont faibles et sont probablement dues à la précision des procédés de microfabrication utilisés en salle blanche, à la précision de réalisation du masque de photolithographie et à l'erreur de mesure.

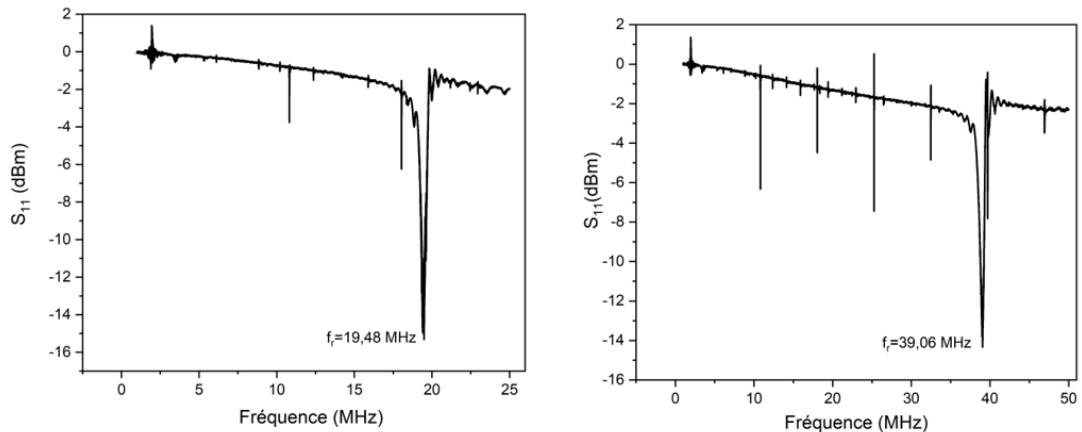


Figure 44 : Profil du coefficient de réflexion S_{11} obtenu sur deux des sondes fabriquées en salle blanche

III.4 Technique PIV

La PIV (Particle Image Velocimetry soit Vélodimétrie laser par Images de Particules en français) est une technique optique non-intrusive qui consiste à mesurer les champs de vitesse dans un écoulement.

Son principe général consiste à prendre deux images de particules d'un même plan d'écoulement à des instants successifs. La comparaison des deux images successives permet d'obtenir la valeur locale du déplacement du fluide afin d'extraire le champ de vitesse à un instant précis.

Dans la suite, il sera présenté un bref historique sur la PIV et ensuite nous détaillerons les différentes étapes nécessaires à la PIV puis nous détaillerons la méthode que nous avons utilisé pour extraire la vitesse des particules que nous avons nommée Pseudo-PIV de par ses limitations.

III.4.1 Historique

Le terme PIV se fait entendre pour la première fois dans les années 1984. L'acquisition des images se fait alors sur film photographique avec dans la plupart des cas une seule vue pour une ou plusieurs expositions. La détermination des déplacements de particules se fait en utilisant une transformée de Fourier optique. Afin d'y arriver, les images sur film sont découpées en plusieurs sous-images plus petites communément appelées "fenêtres d'interrogation" (FI). Chaque FI est ensuite exposée à un éclairage laser en utilisant un appareillage optique de Fourier. Il s'en suit dans le plan objet de franges d'Young qui sont orthogonales à la direction du déplacement des particules et leur interfrange est représentatif de la valeur de ce déplacement [143].

Avec l'avancée de la technologie, la vitesse de prise des vues a augmenté, ce qui permet alors de prendre deux expositions sur deux images séparées. L'utilisation de l'auto corrélation d'une même image [144]–[146] est alors abandonnée au profit d'une corrélation pratiquée entre deux images [147]. Il n'y a donc plus qu'un pic maximum dans la carte de corrélation qui correspond immédiatement au déplacement des particules dans la fenêtre d'interrogation (sans ambiguïté sur le sens de déplacement). L'utilisation de deux lasers de couleurs différentes ou une translation de l'image n'est plus nécessaire, ce qui simplifie le traitement tout en limitant les sources d'incertitudes.

D'autres techniques expérimentales, découlent de la PIV dite classique et/ou de ses avancées. Par exemple, dans la vélocimétrie par suivi de particule ou Particle Tracking Velocimetry (PTV) [148] le déplacement de chaque particule est suivi individuellement (et non plus par ensembles) entre deux images. Cela permet donc d'obtenir une meilleure résolution spatiale mais cela nécessite un ensemencement beaucoup plus faible (au risque de perdre de l'information dans certaines zones si ce dernier n'est pas parfaitement homogène).

La PIV est aussi adaptée pour obtenir la troisième composante de vitesse en utilisant plusieurs caméras. C'est le cas de la PIV stéréographique [149], ou encore de la PIV holographique [144]. Une autre méthode est d'utiliser trois caméras pour prendre des images de différents plans.

Par ailleurs, les avancées concernant les techniques de traitement sont allées de pair avec les avancées technologiques. Concernant par exemple les fréquences d'acquisitions, il est désormais assez courant de travailler avec des systèmes atteignant 1 kHz [150].

Dans la suite, nous allons détailler les différentes étapes nécessaires pour une bonne PIV.

III.4.2 Ensemencement

La PIV nécessite la présence de particules qui suivent l'écoulement et qui diffusent la lumière du laser. Ces traceurs sont dits "naturels" s'ils sont présents dans l'écoulement ou "artificiels" s'ils sont introduits par la mise en place d'unensemencement externe [122], [143], [151].

Cependant, tout type de particule n'est pas adapté à la PIV. En effet, afin d'être visibles, il faut qu'elles aient un fort pouvoir de diffusion de la lumière dans le domaine de longueur d'onde du laser. De plus, il faut qu'elles soient d'une taille suffisante afin de diffuser suffisamment de lumière pour être visibles par la caméra. Or il est essentiel que ces particules suivent fidèlement l'écoulement pour obtenir une vitesse correcte. Il faut donc que leur inertie soit faible donc qu'elles aient un temps de réponse court vis-à-vis des fluctuations de vitesse.

Ceci est assuré pour des particules de faibles tailles (micrométrique) et si possible de masses volumiques proches de celle du fluide.

Lorsque l'ensemencement est artificiel, le système d'injection et/ou le nombre trop important de particules peuvent modifier l'écoulement. Et pour un traitement optimal, la densité de particules doit être la plus homogène possible et suffisamment élevée. Trouver l'ensemencement adéquat revient donc à rechercher le bon compromis entre tous ces différents critères de choix.

III.4.3 Création de plan lumineux

Afin d'éclairer les particules présentes dans l'écoulement et les rendre visibles à la caméra, un laser de puissance émettant sur une longueur d'onde donnée est le plus souvent employé. Il s'agit de lasers impulsionsnels avec deux cavités capables de produire chacune une impulsion de très courte durée (typiquement quelques nanosecondes).

Un système de synchronisation performant ordonne précisément le déclenchement de chaque cavité ce qui permet d'appliquer l'écart de temps voulu entre les deux prises de vue. Les caméras n'ont pas de vitesse d'obturation suffisamment rapide pour obtenir des images nettes pour toutes les conditions expérimentales. Le fait d'avoir une impulsion laser très courte contourne ce problème. En effet, l'écoulement filmé durant le temps d'ouverture de la caméra est éclairé durant un très bref instant et ainsi il n'y a pas de flou de bougé sur les images.

La PIV est une méthode 2D car un seul et même plan de l'écoulement est éclairé par nos deux impulsions. Pour cela, une lentille cylindrique étale le faisceau laser dans une direction ce qui crée une nappe, et un jeu de lentilles sphériques focalise un maximum d'énergie laser dans la zone d'observation. Le choix de ces différentes lentilles n'est pas anodin puisqu'il permet de contrôler l'épaisseur et la hauteur du plan lumineux créé.

III.4.4 Acquisition d'images et traitement des données

Le principe de l'acquisition d'images consiste à enregistrer deux images successives. Pour ce faire, il faut une caméra capable de prendre des images rapidement et avec une bonne précision.

Le principe de la technique PIV repose entièrement sur la capacité de la caméra à capter les positions initiales et finales des particules comprises dans le plan d'écoulement afin de pouvoir déterminer les champs des vecteurs correspondants. Il est donc essentiel de mentionner que la qualité des mesures des vitesses dépend de la qualité des images enregistrées. Il faudra donc un bon ensemencement et un bon éclairage, car une densité de particules trop importantes peut occasionner une mauvaise détection des déplacements des particules par la caméra.

Le dispositif expérimental d'une PIV classique est présenté à la *Figure 45*. La source laser permet de créer un plan lumineux dans le liquide et la lumière diffusée par les particules est reçue par la caméra à acquisition rapide, ce qui permet une meilleure détection des particules. Le traitement des données enregistrées se fait via un logiciel dédié qui permet la détermination des vitesses d'écoulement.

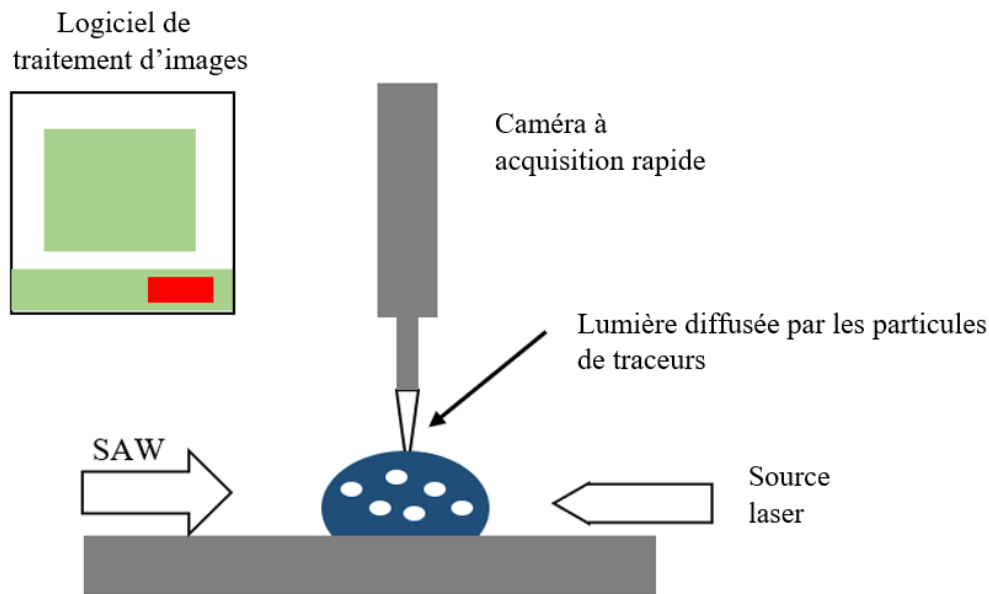


Figure 45 : Dispositif expérimental classique utilisé pour définir la trajectoire et la vitesse des particules dans un écoulement induit par des ondes acoustiques

Nous avons développé un plateau de mesure de vitesse d'écoulement à l'IJL que nous qualifierons de méthode pseudo-PIV.

III.4.5 Technique de Pseudo-PIV

Nous avons mis au point cette technique dans l'optique d'estimer les vitesses des particules et de pouvoir ainsi réaliser une comparaison entre la simulation et les expériences. Les expériences ont été réalisées avec l'aide de deux stagiaires de l'équipe, issues de l'Université de Technologie de Compiègne.

Pour notre expérience de Pseudo-PIV, nous avons décomposé l'étude en deux étapes. Dans un premier temps, nous avons filmé des particules de bleu de méthylène introduites au préalable dans l'eau pour une stimulation en continu et pour différentes puissances à l'aide d'un appareil photographique Panasonic (Model No. DMC-FZ 300). Le dispositif SAW a été maintenu verticalement par une pince fixée sur une potence. Pour les expériences de Pseudo-PIV, nous avons mis dans l'un des puits cylindriques de la plaque 48 puits un volume de 700 μL d'eau distillée. La sonde a par la suite été plongée verticalement, et juste après le bleu de méthylène a été ajouté. Entre chaque expérience, et à chaque variation de puissance, la sonde et le puits sont préalablement rincés à l'eau distillée ou par une stimulation à blanc dans du PBS (Tampon Phosphate Salin).

Après la prise des vidéos, nous avons réalisé le suivi de particules avec le logiciel Tracker. Dans un premier temps, le suivi de particules se faisait en prélevant les coordonnées spatiales (x, y) de la particule en un instant initial t_i et un instant final t_f tout en mentionnant la zone concernée. Ensuite il s'en suivait le calcul des vitesses moyennes de chaque particule, puis la moyenne des vitesses de l'ensemble des particules provenant d'un même traitement des vidéos. Cette manière de procéder n'est pas sans inconvénient car dans une même zone, nous pouvons observer des variations non négligeables sur le déplacement des particules (accélération, décélération, vitesse constante), ce qui donne des écarts types élevés. Ce procédé ne facilite pas également la comparaison avec la simulation car faire une moyenne reviendra à considérer des zones du liquide pour lesquelles les vitesses sont quasi-nulles.

Pour parvenir à réaliser une comparaison entre simulation et expérience, nous avons opté pour la détermination des vitesses instantanées des particules en ciblant des zones bien spécifiques.

Dans ces zones, des particules ayant une trajectoire rectiligne sont suivies, en plaçant différents curseurs dans l'optique de marquer la position des particules dans le puits à des instants t précis et très petits. Les points ont servi à définir des vitesses instantanées. Si nous considérons un trajet rectiligne, en prenant des petits déplacements, la vitesse en un instant t_i compris entre les instants t_{i-1} et t_{i+1} dont les positions respectives sont d_{i-1} et d_{i+1} peut être définie par :

$$v_i = \frac{d_{i-1,i+1}}{t_{i+1} - t_{i-1}}$$

Pour des petites puissances, nous pouvons détecter un grand nombre de particules, cependant pour des grandes puissances, les vitesses seront également grandes, et cela peut avoir des répercussions sur le nombre de particules détectables.

Nous avons déterminé la vitesse des particules pour des fréquences de 20 MHz et 40 MHz. Nous avons choisi ces fréquences car elles sont particulièrement adaptées à la taille de systèmes millimétriques que nous utilisons.

Il serait également intéressant de faire des études pour des fréquences allant jusqu'à 100 MHz afin d'explorer une large gamme de fréquence.

Lors de notre étude, nous ferons une étude en fonction de la variation de puissance électrique appliquée à l'IDT. Le dispositif expérimental est présenté à la *Figure 46*.

Nous utilisons un générateur de signal, un puissance-mètre, un amplificateur et un coupleur. L'amplificateur a un gain de 33,6 dB (l'amplitude du signal est multipliée par $10^{3,36}$ soit par 2392) et est utilisé afin de pouvoir réaliser des stimulations à des puissances élevées de l'ordre du Watt. Le puissance-mètre mesure l'image de la puissance à la sortie du coupleur, donc à l'entrée de la sonde. La puissance affichée sur l'écran du puissance-mètre et la puissance transmise au dispositif SAW, sont liées par la relation : $P_{PM} = P_{SAW} - 20 \text{ dB}$

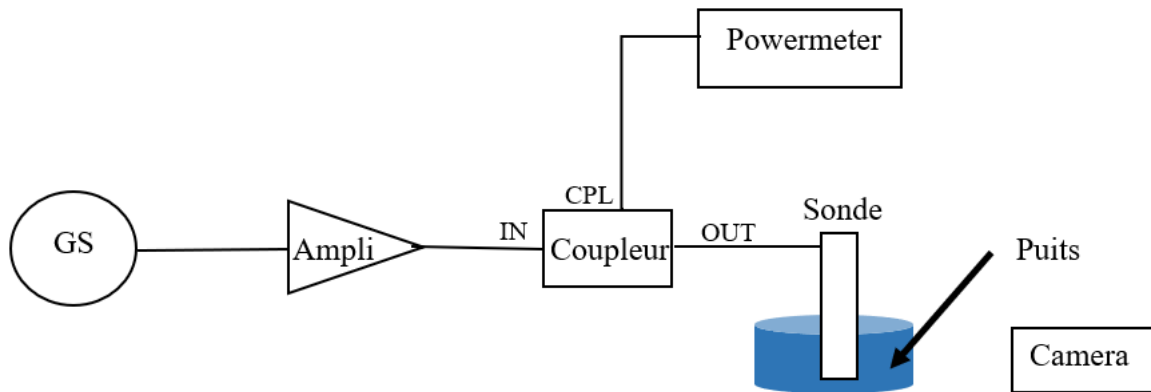


Figure 46 : Dispositif expérimental pour la capture d'image de la Pseudo-PIV, la partie électrique composée du générateur du signal (GS), de l'amplificateur, du coupleur et du puissance-mètre permet d'appliquer différentes puissances acoustiques au liquide présent dans le puits.

La correspondance entre dBm et milliwatt est donnée par la relation :

$$P(\text{dBm}) = 10 \log \left(\frac{P(\text{mW})}{1 \text{mW}} \right)$$

Le tableau ci-dessous liste la correspondance pour certaines valeurs.

Tableau 4 : Correspondance entre puissance électrique exprimée en mW et en dBm

Puissance en milliwatt (mW)	1	10	50	100	316	501	1000	2000	3162
Puissance en dBm	0	10	17	20	25	27	30	33	35

III.4.5.1 Résultats de la Pseudo-PIV

Le premier point marquant de nos expériences a été l'observation de deux vortex lors de la stimulation du fluide par les ondes de Rayleigh. Nous avons observé, que ce soit pour la fréquence de 20 MHz ou 40 MHz, un grand vortex (flèche rose) qui tourne dans le sens horaire et un petit dans le sens antihoraire (flèche violette), dans la partie supérieure droite, comme nous pouvons l'observer sur la Figure 47.b).

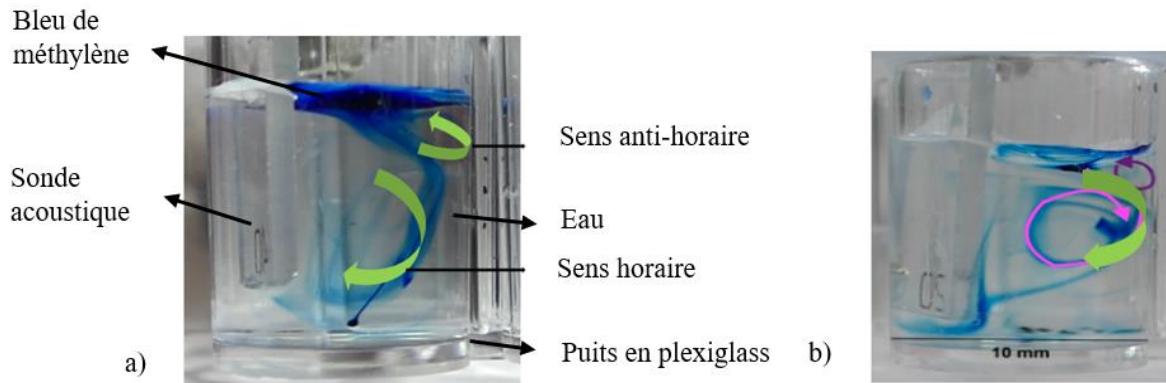


Figure 47 : Sens de l'écoulement après stimulation par onde de Rayleigh, a) Stimulation avec une sonde de 40 MHz, b) Stimulation avec une sonde de 20 MHz

La détermination des vitesses instantanées a été faite sur les 2 fréquences citées précédemment. Avant de donner les résultats et de les commenter, il est important de préciser que nous avons observé un comportement général du déplacement des particules dans le fluide sur le vortex principal. Nous avons pu observer qu'il y a des zones d'accélération, de décélération et une zone où la vitesse est quasi constante telle que nous l'indiquons sur la Figure 48. Logiquement les vitesses les plus élevées ont été observées dans la zone d'accélération au niveau du faisceau acoustique primaire.

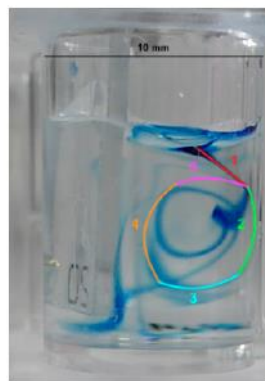


Figure 48 : Représentation des différentes zones de déplacement des particules dans le liquide, en 1 les particules sont dans le faisceau acoustique direct et accélèrent jusqu'en 2, avant de retrouver une allure constante en 3, et décélérer en 4, puis reprendre de l'allure en 5.

La Figure 49 et la Figure 50 représentent les vitesses instantanées maximales observées lors de nos expériences respectivement pour les sondes de 20 MHz et 40 MHz. Nous notons, fort logiquement, que la vitesse croît lorsque la puissance électrique appliquée à l'IDT augmente. De plus, la sonde à 40 MHz induit des vitesses d'écoulement supérieures à celles à 20 MHz. Ce qui est tout à fait logique car plus la fréquence est grande, plus la valeur de la force responsable du streaming augmente également, ce qui occasionne un déplacement plus rapide des particules de fluide.

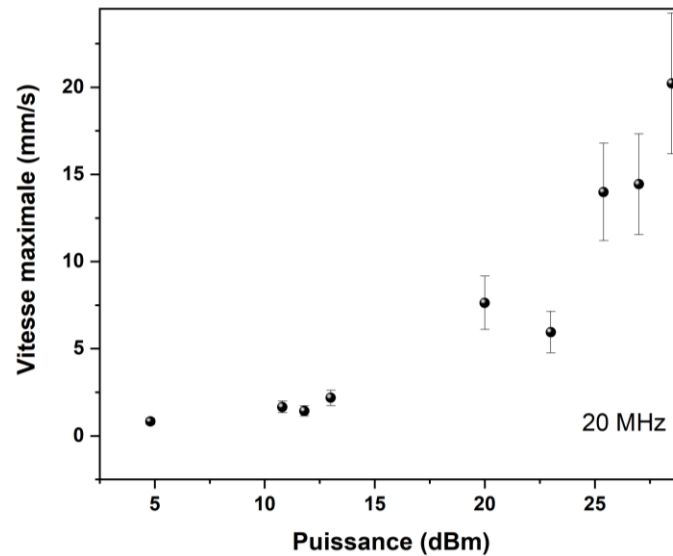


Figure 49 : Vitesses maximales obtenues pour une sonde de 20 MHz, pour différentes puissances avec la méthode de Pseudo-PIV avec une erreur estimée à 20%

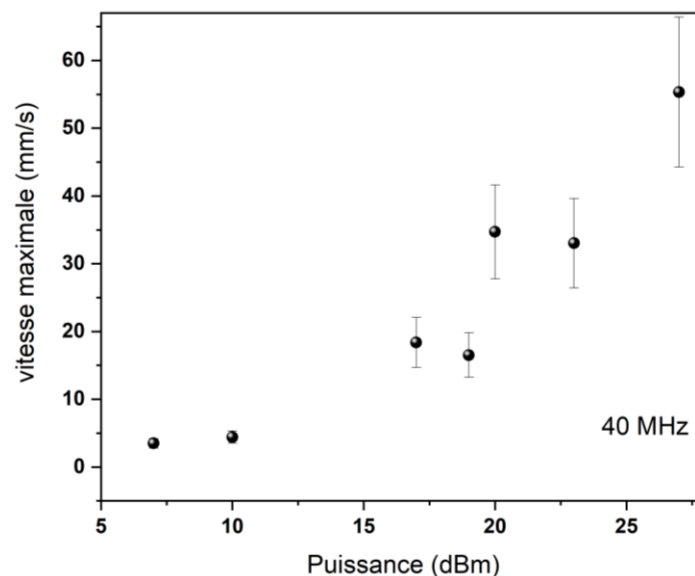


Figure 50 : Vitesses maximales obtenues pour une sonde de 40 MHz, pour différentes puissances avec la méthode de Pseudo-PIV avec une erreur estimée à 20%

Nous constatons, en dépit d'une tendance croissante, des irrégularités sur la *Figure 49* pour des puissances de 11,8 dBm et 23 dBm pour lesquelles la valeur de la vitesse est plus petite que celle de la puissance précédente. Et sur la *Figure 50*, une baisse de la vitesse à 19 dBm et 23 dBm.

Ces irrégularités peuvent s'expliquer également par le nombre de particules détectables pour chaque expérience et la zone de détection de la particule. Afin d'avoir un bon profil d'évolution il aurait été judicieux de prendre des particules aux mêmes coordonnées pour chaque puissance, ce qui d'un point de vue expérimental, s'est avéré impossible à réaliser. Et dans un second temps, dans une même zone de détection, les particules ont des vitesses différentes en fonction de leur position, si nous ne détectons pas à la caméra un nombre de particules suffisant cela augmente les erreurs de mesures. Enfin, le biais 2D / 3D, ajoute encore un peu plus à l'incertitude de mesures qui donnera néanmoins des ordres de grandeurs intéressants pour valider notre modèle développé sur le logiciel COMSOL. Nos résultats ont été présentés avec une marge d'erreur de 20%.

Dans le cadre des expériences à 40 MHz, les particules se déplaçant très vite, elles deviennent encore moins détectables par notre caméra, d'une part, à cause du manque de précision et d'autre parce que nous n'avons pas d'éclairage suffisant qui est un élément clé de la PIV. Nous avons en revanche utilisé des particules de bleu de méthylène qui sont dites lumineuses. Par exemple, pour les puissances de 1 W et 2 W où les particules se déplacent à quasiment 10 cm/s dans un puits millimétrique, nous n'avons pas réussi, étant donné la faible fréquence d'acquisition de notre caméra, à suivre suffisamment de particules dans la région d'intérêt pour obtenir un résultat fiable.

Le logiciel de traitement d'images Tracker a été utilisé, afin d'estimer l'ordre de grandeur des vitesses instantanées des particules de bleu de méthylène. Ce dernier, couplé à la caméra d'acquisition, nous a permis d'évaluer convenablement des vitesses jusqu'à 500 mW pour les sondes de 40 MHz et 700 mW pour les sondes de 20 MHz.

En dépit des nombreuses limitations, notre méthode de Pseudo-PIV a permis d'avoir des ordres de grandeur correctes et d'estimer les vitesses instantanées qui seront très utiles pour la validation du modèle de simulation.

La détermination des vitesses d'écoulement étant faite, il reste à déterminer l'échauffement du liquide. Celui-ci pourrait être nuisible pour les cellules humaines, lors de la stimulation si nous nous projetons sur les tests biologiques réalisés sur des cellules adhérentes et circulantes. Pour rappel, nous souhaitons étudier l'impact de la stimulation acoustique à des fréquences, des intensités et de doses variables sur des cellules humaines tumorales dans le cadre d'une étude connexe à ce doctorat, sur la mécanobiologie, qui doit mener, à moyen terme, au développement d'un dispositif permettant de poser un diagnostic précoce.

III.5 Échauffement du liquide en puits, stimulé par onde de Rayleigh

Lors de l'écoulement, les particules de fluides se frottent les unes contre les autres, générant un échauffement non-négligeable par frottement visqueux [16],[19].

En appliquant une puissance acoustique élevée, l'effet mécanique s'accompagne d'un effet thermique important. Les expériences ont été réalisées dans des puits d'une plaque 48 puits [152] (utilisé largement en biologie cellulaire) suivant le montage électrique composé d'un générateur de signal, d'un amplificateur, d'un coupleur et d'un puissance-mètre comme vu précédemment à la *Figure 46*. Pour déterminer l'échauffement thermique, nous avons utilisé une caméra thermique infrarouge FLIR SC 5 600 (détecteur en InSb avec une gamme de sensibilité 2.5 - 5 microns) effectuant les prises de mesures par vue de dessus du puits (voir *Figure 51*).

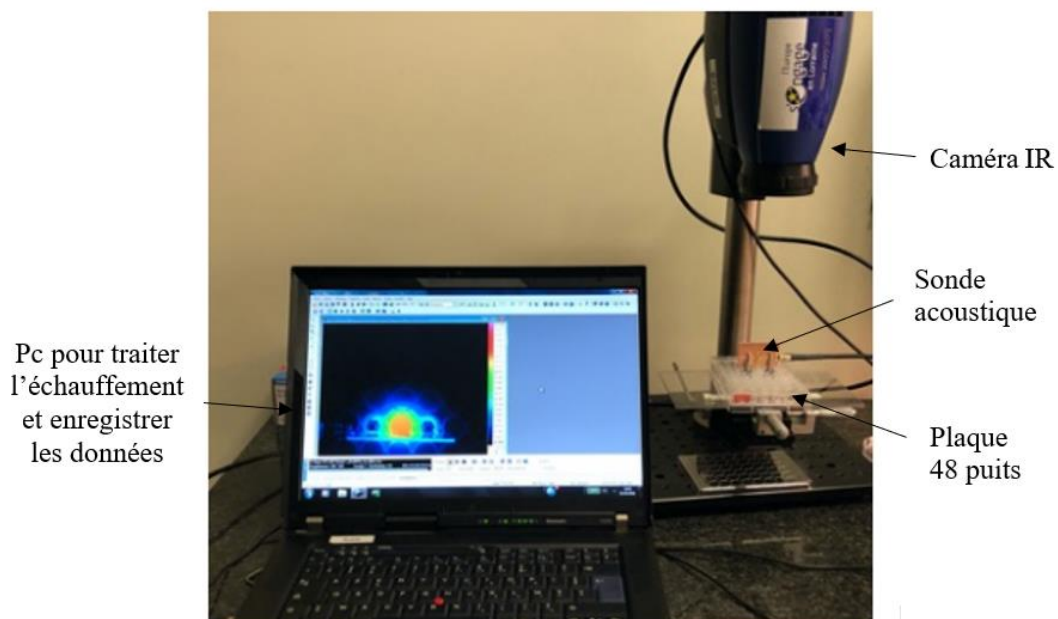


Figure 51 : Montage expérimental de l'échauffement du liquide.

La sonde est placée dans l'un des puits de la plaque 48 puits et le liquide est stimulé à différentes fréquences. La caméra thermique prend des images qui sont analysées sur le PC avec le logiciel Altair pour l'estimation de l'échauffement.

Nous obtenons une vidéo construite à partir des images thermographiques prises à une fréquence d'acquisition de 25 Hz.

La valeur de température de chaque pixel au cours du temps sera donc connue. Des vidéos de plusieurs minutes sont capturées afin de voir le régime transitoire puis le régime établi. Les résultats sont automatiquement enregistrés sur l'ordinateur grâce au logiciel Altair, données que nous pouvons par la suite exporter sur Excel pour les traiter. Le but de cette étude expérimentale est de quantifier l'échauffement pour différentes valeurs de puissances et différents volumes d'eau qui correspondent à des hauteurs de liquide bien précises afin de réaliser des comparaisons avec nos simulations. Il sera également essentiel pour nous, de déterminer à partir de quelle puissance (selon la fréquence d'excitation) l'échauffement deviendra non négligeable, i.e. $\Delta T > 1^\circ\text{C}$.

Il faut de plus préciser, que nous voulons mesurer l'échauffement d'un liquide (eau) dont nous connaissons l'émissivité ε et dont nous pouvons ainsi obtenir la température réelle. L'émissivité fait référence à la capacité d'un matériau, en l'occurrence l'eau à émettre de l'énergie thermique sous forme de rayonnement infrarouge, qu'il aura au préalable absorbé. C'est une propriété thermique spécifique à chaque matériau. Ce paramètre varie entre 0 et 1, où 0 représente une surface parfaitement réfléchissante et 1, une surface parfaitement émissive (concept de Corps Noir). L'émissivité de l'eau dépend de plusieurs facteurs tels que la température, la pureté de l'eau et la longueur d'onde du rayonnement infrarouge considéré. À température ambiante, l'eau liquide a une émissivité comprise entre 0,95 et 0,96 dans la gamme des longueurs d'onde infrarouges.

La *Figure 52* donne le profil d'évolution de la température pour des volumes de liquide dans le puits de 500 μL et 700 μL . Sans surprise, la première observation est qu'indépendamment du volume, la température croît avec l'augmentation de puissance.

Ceci demeure logique car une augmentation de la puissance va entraîner une augmentation de l'amplitude de l'onde qui va à son tour accroître la force responsable de l'écoulement. Plus l'écoulement est intense plus les particules de liquide se déplacent rapidement, ce qui accroît les frottements entre les couches du fluide. En tenant compte du volume, il s'avère que les petits volumes s'échauffent plus que les grands. Pour une même quantité d'énergie apportée, dans des petits volumes la transmission de proche en proche est rapide entre les particules de fluide, ce qui permet d'atteindre rapidement un échauffement global et important.

Il est important de préciser que nous avons bien conscience d'être encore en régime transitoire sur les 4 figures de la *Figure 52*, mais nous sommes obligés de stopper l'acquisition à 300 secondes ce qui est une limitation de notre logiciel d'acquisition, étant donné la taille des fichiers générés.

Nous ne pouvons pas accéder au régime établi directement mais en extrapolant, nous sommes capable d'estimer assez précisément à partir de quelle durée, le régime établi sera atteint.

Quoiqu'il en soit, l'échauffement dépasse la barre des 1°C dans tous les cas présentés. Pour 20 dBm et 700 µL, en extrapolant la courbe est asymptotique à 1°C. Au vu de cette observation pour avoir un échauffement limité, il est dans un premier temps judicieux de travailler avec un volume de 700 µL, volume pour lequel nous observons à 20 dBm que l'échauffement maximal ne dépassera pas les 1 °C. A 30 dBm soit 1 Watt, l'échauffement est de 14,5 °C après 300 s et sera asymptotique à 19°C en régime établi.

Pour notre système l'augmentation du volume du liquide est un premier facteur de réduction de l'échauffement. Le volume de 700 µL est notre volume maximal exploitable, car notre puits a une hauteur de 10 mm et le volume choisi correspond à une hauteur de 8,91 mm sans prise en compte de la sonde qui ajoute une élévation supplémentaire de 1 mm.

Nous venons de montrer à travers ces expériences que la stimulation par onde acoustique de surface peut générer un échauffement considérable.

Pour une étude avec les cellules, l'échauffement est néfaste au delà de 1 °C. Dans un premier temps pour les résultats de simulations qui seront présentés au chapitre IV, nous ne dépasserons pas la puissance de 20 dBm pour les différentes études. Une autre manière de limiter l'échauffement est de travailler en mode pulsé et de choisir un rapport cyclique adéquat. Nous ne présenterons pas cette méthode dans cette thèse, car nous ne l'avons pas utilisé pour nos simulations.

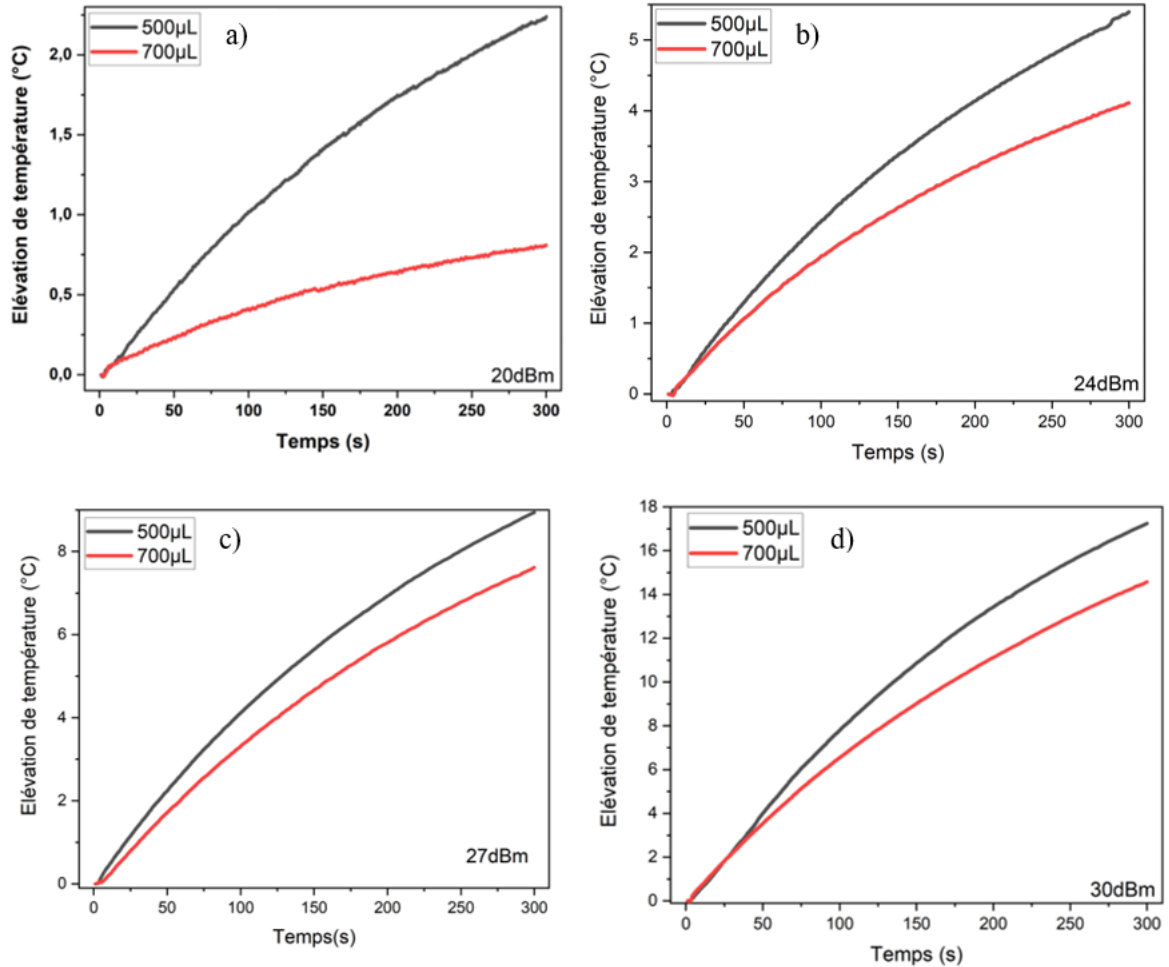


Figure 52 : Profil d'évolution de l'échauffement pour différentes puissances acoustiques (20, 24, 27 et 30 dBm) et des volumes de 500 µL et 700 µL avec une sonde de 40 MHz

Les observations faites précédemment sont également valables quelle que soit la fréquence utilisée [123], [128].

La Figure 53 présente l'échauffement maximal observé après 5 minutes de stimulation pour des sondes de 20 MHz et 40 MHz. Nous pouvons observer que le liquide à 20 MHz s'échauffe un peu plus qu'à 40 MHz. Ce gain en échauffement à 20 MHz, par rapport à 40 MHz, peut être estimé à 15%.

Cette observation peut s'expliquer en regardant le coefficient d'atténuation de l'onde à l'interface solide/liquide [123], [128] vu au chapitre II.

Il est mentionné que ce dernier est inversement proportionnel à la longueur d'onde ce qui le rend proportionnel à la fréquence. L'augmentation de la fréquence occasionne donc une augmentation du coefficient d'atténuation.

L'onde s'atténue dans ce cas rapidement à l'interface solide/liquide. Nous avons donc une longueur d'atténuation plus petite pour des fréquences plus grandes. A titre de rappel la longueur d'atténuation pour les sondes de 20 MHz et 40 MHz est respectivement 2,47 mm et 1,21 mm, ce qui correspond à une longueur pour laquelle 63% de l'énergie est transmise (cf. chapitre II). 95% de l'énergie sera donc transmise respectivement à 7,41 mm et 3,63 mm. La transmission de la quasi-totalité de l'énergie sur une grande distance permet ainsi un meilleur échauffement du liquide. Pour une transmission de l'énergie sur une petite distance, le transfert de chaleur s'effectuant par convection forcée, la zone chauffée suite à l'interaction onde/liquide ne couvrira pas une grande partie du puits, occasionnant ainsi un chauffage global moins important.

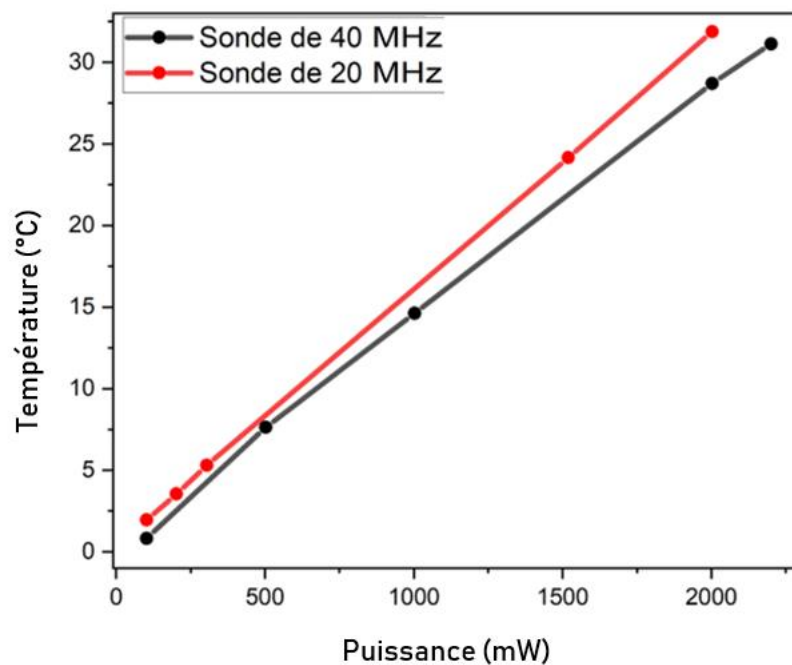


Figure 53 : Comparaison des augmentations maximales des températures pour différentes puissances pour des sondes de 20 MHz et 40 MHz en considérant un volume de 700 μ L.

Conclusion

Dans ce chapitre nous nous sommes focalisés sur l'aspect expérimental de notre travail. Dans un premier temps, il a été question de détailler les différentes étapes pour la fabrication d'un dispositif à ondes acoustiques de surface. Il y a au total 6 étapes :

- dépôt de la couche Cr/Au par la méthode de pulvérisation cathodique ;
- dépôt d'une résine positive photosensible sur le substrat à l'aide d'une tournette et recuit sur plaque chauffante ;
- impression du motif de notre masque sur la résine à l'aide d'un aligneur de masque par rayonnement UV (photolithographie) ;
- révélation de la résine à l'aide d'un développeur ;
- phase de gravure ;
- retrait de la résine.

Les dispositifs obtenus ont été découpés afin d'avoir des sondes de dimensions exploitables en fonction des dimensions du puits, puis caractérisés électriquement afin de connaître la fréquence de résonance et l'impédance complexe grâce à la mesure du coefficient de réflexion S_{11} .

Nous avons par la suite exploité des sondes de 20 MHz et 40 MHz pour la stimulation des particules de bleu de méthylène dans de l'eau afin d'estimer la vitesse des particules dans le liquide par la méthode de Pseudo-PIV.

Nous avons observé, en accord avec la littérature, une augmentation de la vitesse des particules avec l'augmentation de la puissance quelle que soit la fréquence. Un point intéressant à noter est l'observation de deux vortex, le principal dans le sens horaire et un secondaire, de plus petite taille, dans le sens antihoraire. Il a aussi été constaté que, plus la fréquence est grande, plus les particules se déplacent rapidement dans le vortex principal. La méthode de Pseudo-PIV nous a permis d'avoir un bon ordre de grandeur des vitesses des particules, bien que présentant quelques points incohérents sur les courbes liés aux limitations de notre expérience et aux grandes barres d'erreurs qui en découlent.

Le dernier point a été la détermination de l'échauffement, phénomène dont l'ampleur est assez surprenante (par l'intermédiaire d'une caméra thermique). Il a été observé un échauffement inférieur à 1 °C pour une puissance de 20 dBm avec une sonde de 40 MHz pour un volume de liquide de 700 µL après 5 minutes. Si nous extrapolons pour estimer l'échauffement en régime établi, celui-ci sera asymptotique à 1°C. Il a également été montré que l'échauffement est d'autant plus important que la fréquence est petite et cela s'explique aisément en calculant les longueurs d'atténuation à l'interface solide/liquide.

Cette étude sur l'échauffement nous apporte plusieurs informations utiles. Si nous visons des applications pour lesquelles la limitation de l'échauffement est souhaitable, il faudra alors privilégier des fréquences élevées et des volumes de liquide plus grands tout en tenant compte des contraintes de notre système. Si un échauffement considérable est souhaité, des faibles fréquences et des volumes plus petits sont à favoriser, bien sûr en prenant toujours en compte les contraintes du système à étudier. C'est ainsi que pour l'étude sur la stimulation des cellules, nous avons privilégié dans un premier temps un volume de 700 µL qui représente le volume maximal exploitable pour notre système, le puits étant quasiment rempli en après introduction de la sonde.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous intéresser aux résultats de simulation qui seront comparés avec les résultats expérimentaux afin de valider notre code et de quantifier les contraintes qui s'appliquent sur les cellules, paramètre qui n'est pas accessible par l'expérience.

Chapitre IV. Simulations de l'interaction thermo-acoustique

Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats de simulations obtenus avec COMSOL Multiphysics® sur une station de calcul équipée d'un bi-processeur Intel®Xeon® Silver 4112 CPU@ de 2,60GHz et d'une mémoire RAM de 192 Go. Nous avons comparé les résultats de simulation avec ceux obtenus expérimentalement. La simulation par éléments finis via COMSOL Multiphysics permet de prendre en compte le couplage de plusieurs physiques, tels que le potentiel électrique, lorsque les ondes acoustiques de surface se propagent le long de la surface d'un matériau piézoélectrique donné, l'amplitude des ondes, la vitesse du fluide et des particules. Dans un premier temps la simulation a été réalisée sur un modèle à deux dimensions (2D) afin d'une part de simuler la génération des ondes élastiques et le champ sonore puis d'autre part de calculer le « streaming » et le suivi de particules. Nous avons ensuite proposé un modèle d'optimisation dans le cas d'un puits cylindrique, modèle expérimental utilisé. Nous concluons en présentant des résultats trois dimensions (3D) afin de confirmer la faisabilité de l'étude et mettre en lumière les complications inhérentes à la création d'un modèle géométriquement plus réaliste.

IV.1 Outils numériques

IV.1.1 Méthode par éléments finis

La méthode des éléments finis (FEM – Finit Element Method) est une technique numérique utilisée pour résoudre des équations aux dérivées partielles (EDP).

Leur capacité à résoudre de manière numérique, précise et contrôlée des problèmes complexes les rend d'une importance fondamentale dans de nombreux domaines de l'ingénierie et des sciences appliquées.

L'intérêt des éléments finis réside dans leur flexibilité, qui permet de modéliser une vaste gamme de phénomènes physiques, des comportements mécaniques des structures aux transferts de chaleur, en passant par la mécanique des fluides et l'électromagnétisme. Cette méthode est largement utilisée pour l'analyse et la simulation de structures complexes.

La modélisation par élément finis est donc un outil mathématique très utilisé dans les simulations des microsystèmes car elle permet d'analyser de manière approfondie les interactions physiques et les phénomènes en jeu. Elle offre la possibilité de prédire le comportement mécanique, thermique, électromagnétique, ou fluide de ces systèmes, ce qui est essentiel pour comprendre leur fonctionnement, optimiser leur conception ou encore améliorer leur performance.

La FEM repose sur le principe de la discrétisation, c'est-à-dire qu'elle divise un domaine continu en un grand nombre d'éléments géométriques plus petits (typiquement des triangles ou des quadrilatères en deux dimensions, ou des tétraèdres, des hexaèdres ou des prismes en trois dimensions). Chaque élément fini est caractérisé par ses propriétés matérielles, géométriques et comportementales. Il est utilisé pour approximer la solution du problème dans cette région du domaine.

Les étapes principales de la méthode des éléments finis sont les suivantes [153], [154] :

- discrétisation : le domaine physique est subdivisé en éléments finis, et des nœuds sont placés sur ces éléments. Cette opération s'appelle maillage [154], [155].
- formulation des équations : les équations mathématiques qui décrivent le comportement du système sont formulées sous forme d'équations aux dérivées partielles (EDP), en utilisant des variables inconnues aux nœuds.
- assemblage : Les équations locales associées à chaque élément fini sont assemblées pour former un système global d'équations, prenant en compte les conditions aux limites et les contraintes.
- résolution : le système global d'équations est résolu numériquement pour déterminer les valeurs inconnues aux nœuds, qui représentent les valeurs approximatives de la solution du problème dans tout le domaine.
- post-traitement : une fois que les solutions sont calculées, diverses quantités d'intérêt peuvent être extraites, telles que les déformations, les contraintes, les températures, les vitesses, etc.

IV.1.2 Présentation de COMSOL Multiphysics®

COMSOL Multiphysics® est un logiciel dédié à la modélisation par éléments finis et à la simulation numérique de phénomènes multi-physiques décrits par des systèmes d'équations aux dérivées partielles (EDP). C'est un logiciel multiplateforme : Windows, Mac, et GNU Linux.

Il possède une interface graphique et interactive permettant à l'utilisateur de concevoir son modèle en 1D, 2D ou 3D. C'est un outil avancé et puissant qui contient des solveurs performants permettant de traiter et de résoudre des problèmes de physique, de mécanique et de génie des procédés tout en se dirigeant rapidement vers le résultat. COMSOL permet d'optimiser des solutions, de coupler et de résoudre simultanément des équations provenant de domaines multi-physiques. Un avantage très important de COMSOL Multiphysics® est qu'il offre à l'utilisateur l'opportunité de se concentrer sur le modèle et sa résolution sans avoir à récrire de nombreuses lignes de programmation. Les étapes du processus de modélisation sur ce logiciel, dont une vue de l'interface graphique est présentée sur la *Figure 54*, se déroulent de la manière suivante :

- choisir la dimension de la géométrie du modèle (1D, 2D et 3D).
- choisir le domaine physique de l'étude (AC/DC, acoustique, mécanique des structures, transfert de chaleur, ...).
- choisir le type d'étude pour le calcul (fréquentielle, temporelle, stationnaire, ...).
- construire le modèle géométrique du dispositif à étudier.
- définir les propriétés physiques des matériaux et les conditions aux limites.
- construire le maillage de la structure.
- résoudre et afficher les résultats : Analyse des résultats et post traitement.

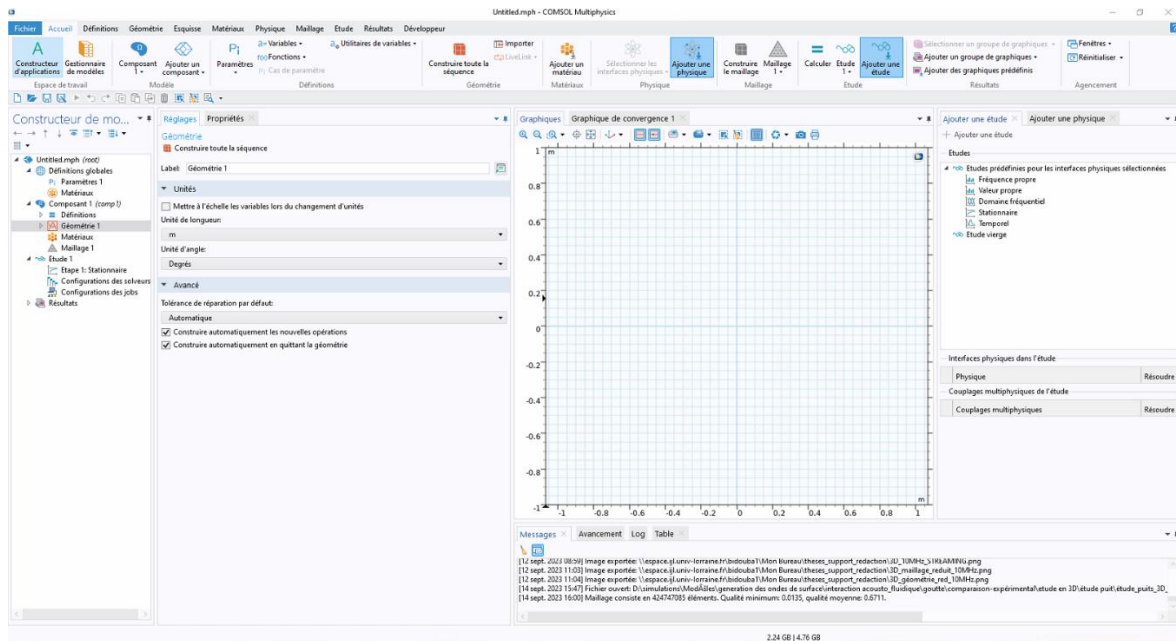


Figure 54: Interface du logiciel COMSOL

Notons que ce logiciel permet de définir plusieurs domaines physiques dans la même étude [84], [156]. Le grand nombre de solveurs implémentés dans le logiciel lui assure une bonne performance et une facilité d'utilisation.

IV.2 Simulation bidimensionnelle de l'interaction thermo-acousto-fluidique

IV.2.1 Méthodes de résolution numérique

Les simulations ont été réalisées à l'aide de COMSOL 5.6. Les simulations ont été effectuées en considérant un modèle bidimensionnel dont les caractéristiques sont données dans le *Tableau 5*. La géométrie du modèle est représentée à la *Figure 55*. Pour notre modèle en deux dimensions, nous avons fait une approximation de déformations planes (aucun déplacement suivant z).

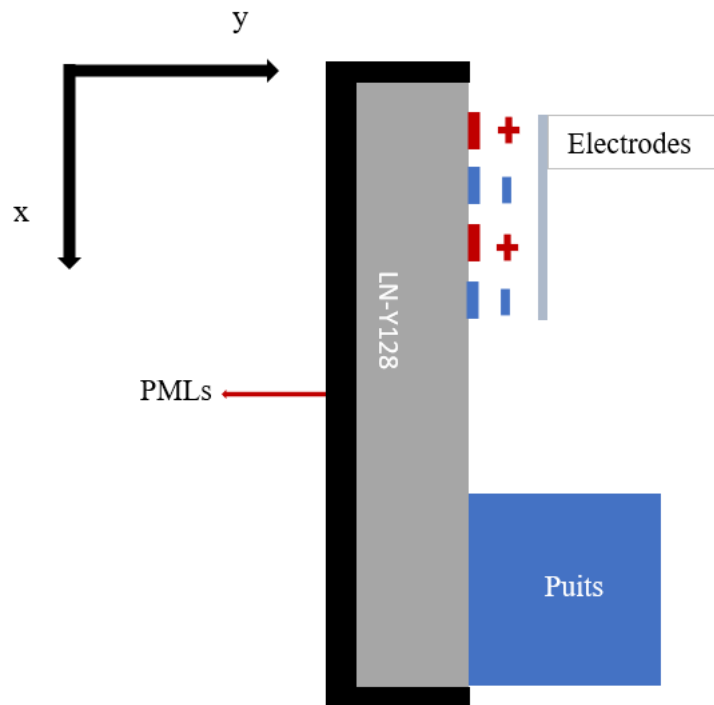


Figure 55 : Représentation du modèle de simulation en puits

Tableau 5 : Dimensions de la géométrie du modèle 2D

Longueur du substrat	3 cm
Hauteur du substrat	1 mm
Longueur d'onde de la sonde	λ (dépend de la fréquence)
Largeur des électrodes	$\lambda/4$
Espace entre les électrodes	$\lambda/4$
Épaisseur des PMLs	$10*\lambda$
Largeur du puits	7 mm
Hauteur du puits	8 mm

Notre substrat est une pièce de niobate de lithium de coupe 128 Y-X dont les propriétés du matériau sont énoncées dans le *Tableau 1* du chapitre II.

Il faut ensuite réaliser un maillage de l'ensemble de la géométrie. Cette étape permet de découper la géométrie en un nombre fini de sous-domaines (mailles) définis par des points (nœuds). Le problème sera donc résolu par la méthode des éléments finis de manière approchée sur chaque nœud puis, par interpolation afin d'estimer la solution sur l'ensemble de la géométrie. Pour chaque étape de calcul, nous garderons les paramètres par défaut de Comsol Multiphysics® et nous modifierons le paramètre portant sur la taille des éléments.

En effet, le maillage doit respecter des critères de qualité afin d'assurer une convergence du calcul et de minimiser les erreurs numériques.

De manière générale, un maillage pour un modèle bidimensionnel est composé d'éléments triangulaires ou rectangulaires tandis que pour un modèle tridimensionnel les éléments seront tétraédriques ou cubiques. Le choix du maillage est très important pour la résolution du problème. En effet, l'erreur numérique commise est directement liée au maillage [157]. De plus un maillage grossier peut être caractérisé par des nœuds « trop éloignés » ce qui peut engendrer une mauvaise représentation de la géométrie réelle par le maillage. Comme nous pouvons le voir par exemple sur la *Figure 56*, un maillage grossier n'épouse pas correctement la géométrie circulaire, tandis que le maillage fin décrit parfaitement les contours de la géométrie à étudier. Il faut donc choisir un maillage assez fin afin d'avoir de bons résultats mais pas trop pour s'assurer une résolution avec un temps de calcul et une utilisation de la mémoire de l'ordinateur raisonnables.

Il faut adapter également le maillage en fonction des paramètres physiques. Les études des SAW sont un bon exemple car un maillage de $\lambda/8$ ou $\lambda/6$ doit être réalisé au voisinage de la surface afin d'avoir assez de points pour décrire la forme de l'onde.

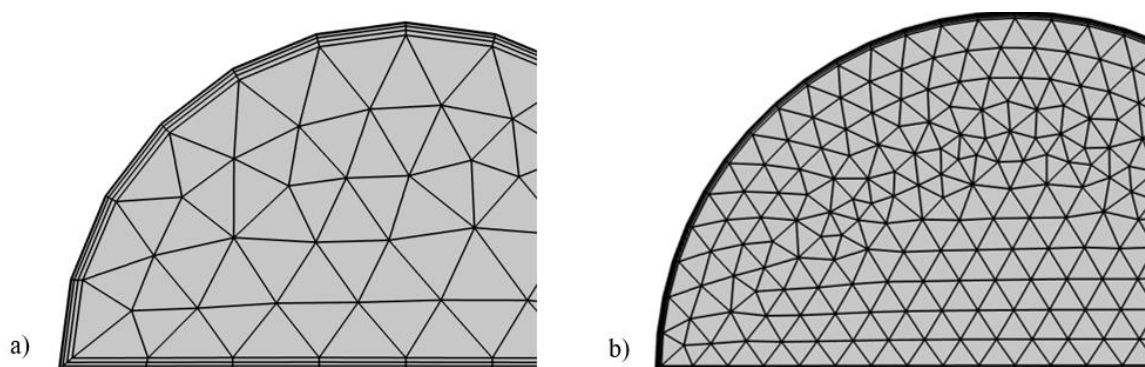


Figure 56 : Impact du maillage sur la forme de la géométrie a) maillage grossier ; b) maillage fin

La prise en compte complète du problème nécessite un découpage en 4 étapes (cf. chapitre II).

La première étape est la génération d'ondes de surface. Nous réalisons une étude fréquentielle avec un solveur direct de type MUMPS avec une approche en couplage fort qui sont les paramètres par défaut de COMSOL : toutes les inconnues sont résolues en même temps. La physique couplée de la « mécanique des solides » et de « l'électrostatique » est exploitée dans COMSOL pour calculer la vibration du substrat piézoélectrique, qui est déterminée par l'équation (25) du chapitre II :

$$\begin{bmatrix} D_i \\ T_\alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [\varepsilon_{ij}] & [e_{ijk}] \\ -[e_{ijk}] & [c_{ijkl}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_j \\ S_\beta \end{bmatrix}$$

Pour la simulation, nous avons considéré 5 paires d'électrodes plates sans épaisseur pour minimiser le maillage et réduire le temps de calcul. Les potentiels électriques positifs et négatifs sont appliqués avec les termes « Terminal (+) » ($U = U_0$) et « masse (-) » ($U = 0$) respectivement (*Figure 57*) et les autres frontières ont une condition de charge nulle ($\mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = 0$), \mathbf{n} est le vecteur normal et \mathbf{D} l'induction électrique.

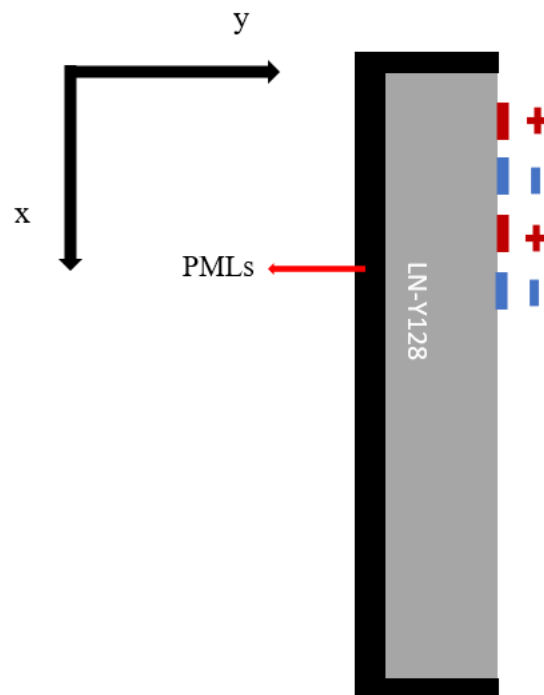


Figure 57: Configuration des potentiels électriques positifs et négatifs

Des PMLs (Perfect Matched Layer) qui sont des couches absorbantes virtuelles sont également utilisés sur les bords du substrat pour atténuer les réflexions de l'onde sur les bords (*Figure 55*).

Afin de tracer le profil d'évolution du coefficient de réflexion, une condition d'amortissement mécanique de type « facteur de perte isotropique » est nécessaire sur toute la surface du substrat (le facteur de perte est supposé être de 0,001). En accord avec les conditions d'un bon maillage que nous avons énuméré précédemment, nous avons choisi de fixer une taille d'élément maximal à $\lambda/8$ en surface, pour le substrat $\lambda/4$ et en ce qui concerne les PMLs la taille de l'élément maximal est λ .

La *Figure 58* montre que nous obtenons avec ces critères un maillage de bonne qualité, 0 caractérisant une mauvaise qualité du maillage alors que 1 représente un bon maillage.

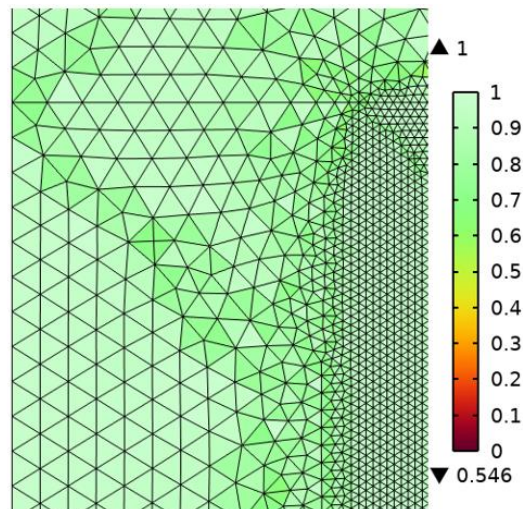


Figure 58 : Qualité du maillage du substrat

La deuxième étape consiste à déterminer le champ acoustique dans le puits.

Pour cela, la physique « Acoustique Thermovisqueuse » est utilisée pour résoudre les équations (53) du chapitre II que l'on rappelle.

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) = 0$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -\nabla p_1 + \left[\mu_B + \frac{4\mu}{3} \right] \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}_1) - \mu \nabla^2 \mathbf{v}_1$$

L'étude est fréquentielle avec comme à la première étape une résolution par solveur direct de type PARADISO et une approche en couplage fort. Nous avons opté pour un maillage dans le puits de $\lambda_{eau}/2$. Le couplage entre l'onde de Rayleigh et le fluide à l'interface piézoélectricité/fluide est pris en compte en forçant le déplacement de l'onde de Rayleigh au sein du fluide avec le couplage multiphysique de type « frontière acoustique thermovisqueuse » ($v_{t,fluide} = i\omega u_{piézo}$) qui est déjà implémenté dans le logiciel COMSOL. Nous avons pris comme conditions aux limites les impédances acoustiques de l'eau ($Z_{eau} = \rho_f \times c_f$) à la surface supérieure et du plexiglas sur tous les autres côtés du canal afin de tenir compte de l'amortissement de l'onde dans le liquide et de répondre au problème de la partie expérimentale. Les propriétés du liquide sont données le *Tableau 6* :

Tableau 6 : Propriétés physiques de l'eau contenu dans le puits

Propriétés du liquide	Valeur
Vitesse du son dans l'eau (c_f)	1500 m/s
Densité de l'eau (ρ_f)	1000 kg/m ³
Compressibilité (β_f)	$4,45 \times 10^{-10} Pa^{-1}$
Coefficient d'expansion thermique (α_f)	$2,75 \times 10^{-4} K^{-1}$
Capacité thermique isobare (C_{pf})	4180 J/(kg.K)
Rapport des capacités spécifiques (γ_f)	1.012
Viscosité dynamique (μ_f)	$8,5 \times 10^{-4} (Pa. s)$
Viscosité volumique (μ_{Bf})	$2,4 \times 10^{-3} (Pa. s)$
Conductivité thermique (k_f)	$6,03 \times 10^{-1} W/(m. K)$

Il s'ensuit la génération de l'écoulement pour laquelle la physique « écoulement laminaire » a été utilisée pour résoudre les équations de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement de l'équation (55) du chapitre II, qui décrivent l'écoulement en régime permanent.

$$\rho_0 \nabla \cdot \langle \mathbf{v}_2 \rangle = -\nabla \cdot \langle \rho_1 \mathbf{v}_1 \rangle$$

$$-\langle \nabla p_2 \rangle + \left[\mu_B + \frac{4\mu}{3} \right] \langle \nabla(\nabla \cdot v_2) \rangle - \langle \mu \nabla^2 v_2 \rangle = \langle \rho_1 \frac{\partial v_1}{\partial t} \rangle + \rho_0 \langle (v_1 \cdot \nabla) v_1 \rangle$$

Un solveur direct de type MUMPS avec une approche ségréguée a été choisie car contrairement au couplage fort, elle traite chaque inconnue de manière séparée et a l'avantage de consommer moins de mémoire.

Le terme à droite de l'équation de la conservation de la masse est ajouté comme condition de « contribution faible » sur tout le domaine contenant le liquide car il est manquant dans les équations présentes dans le logiciel COMSOL. La contribution faible s'écrit comme suit :

$$\int -\nabla \cdot \langle \rho_1 v_1 \rangle \times \text{test}(p_2) ds$$

Le terme à droite de l'équation de conservation de la quantité de mouvement quant à lui est ajouté comme condition de « force volumique » sur le domaine constituant le fluide. Ce terme permet de générer le « streaming » et est appelé « force de Reynolds ».

La pression moyenne est fixée à zéro dans le fluide. Les termes ajoutés comme conditions de « contribution faible » et de « force volumique » prennent en compte le couplage du premier et du second ordre. Nous imposons également une condition de non-glissement aux parois ($v_2 = 0$) [1], [14] et à l'interface fluide/air (Figure 59).

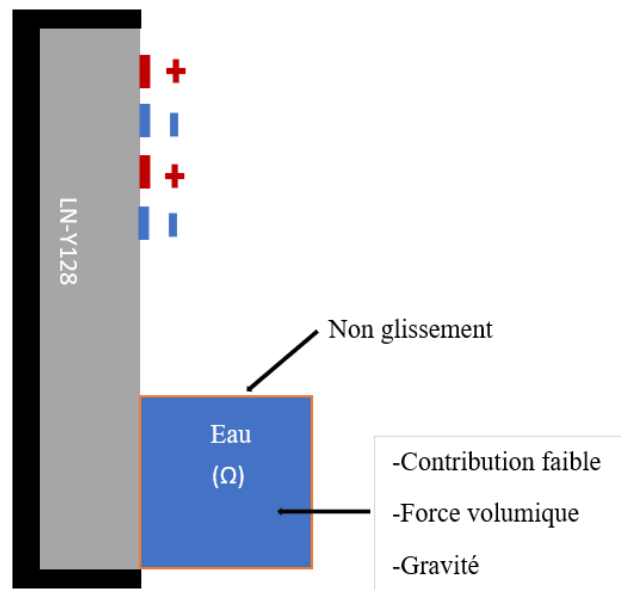


Figure 59 : Conditions aux limites pour la génération du streaming, en orange une condition de non glissement est appliquée sur tous les contours du liquide

Nous ajoutons également la force de gravité (ρg) dans le liquide, car dans notre cas la longueur capillaire traduisant la compétition entre les forces de surface et la gravité est plus petite que la longueur caractéristique du puits, ainsi la pression de second ordre est ajoutée à la pression hydrostatique ($p_{hydro} = \rho_f g r$, g est la gravité et r la position dans le liquide) due à la gravité. Pour suivre la migration des particules dans un fluide au fil du temps et estimer leurs vitesses sur la base de l'équation du mouvement (56) du chapitre II, la physique du « suivi des particules pour l'écoulement d'un fluide » est prise en compte par l'équation suivante :

$$\frac{4\pi a^3 \rho_p}{3} \frac{dv_p}{dt} = F_{rad} + F_{drag}$$

L'effet de l'onde sonore est pris en compte par la force de rayonnement acoustique (F_{rad}), tandis que l'effet du streaming se manifeste par la force de traînée (F_{drag}). Ainsi, la force de rayonnement acoustique est considérée par le couplage avec le premier ordre (le champ sonore), tandis que la force de traînée considère le couplage avec le deuxième ordre. Nous avons considéré des particules réparties de manière homogène dans le fluide, en négligeant l'interaction particule-particule [14], [158] dont les propriétés sont données dans le *Tableau 7*.

Tableau 7 : Propriétés physiques des particules de polystyrène

Propriétés des particules	Valeur
Rayon (a)	$5 \mu m$
Densité (ρ_{poly})	$1050 kg/m^3$
Compressibilité (β_{poly})	$2,3 \times 10^{-10} Pa^{-1}$
Coefficient d'expansion thermique (α_{poly})	$2,1 \times 10^{-4} K^{-1}$
Capacité thermique isobare (C_{ppoly})	$1220 J/(kg.K)$
Rapport des capacités spécifiques (γ_{poly})	1.04
Vitesse longitudinale (C_{cpoly})	$2400 m/s$
Vitesse transverse (C_{tpoly})	$1150 m/s$
Conductivité thermique (k_{poly})	$1,54 \times 10^{-1} W/(m.K)$

A des puissances supérieures à 20 dBm, le « streaming » génère l'échauffement du liquide. Cet effet a été pris en compte avec la physique « transfert de chaleur en solide et en fluide ». Nous considérons un écoulement non isotherme.

La température dans le fluide est ici la température du second ordre T_2 . L'équation (84) du chapitre II est utilisée comme source de chaleur.

$$-\mathbf{q} = \nabla[\langle \mathbf{v}_1 \sigma_1 \rangle - (1 - \alpha_{p0} T_0) \langle \mathbf{p}_1 \mathbf{v}_1 \rangle + \langle \mathbf{k}_1 \nabla T_1 \rangle - \rho_0 c_{p0} \langle T_1 \mathbf{v}_1 \rangle]$$

Ce terme est appliqué en tant que source de chaleur sur le domaine constituant le liquide.

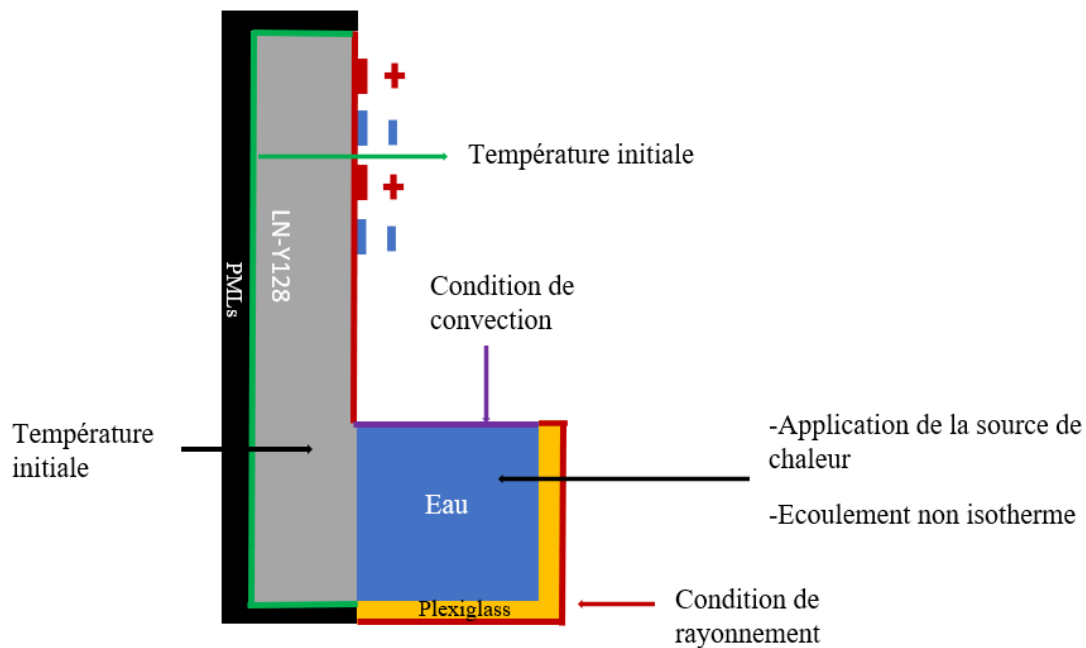


Figure 60 : Conditions aux limites pour l'échauffement

La masse volumique est alors dépendante de la pression et de la température comme démontré au chapitre II. Dans cette étude de l'échauffement, les solutions du streaming sont prises comme conditions initiales, et nous appliquons des conditions limites comme mentionné sur la Figure 60. La température initiale est de 25°C. La condition de rayonnement ($q = \epsilon \sigma (T_0^4 - T^4)$) à la surface du substrat est prise en considérant l'émissivité du substrat ($\epsilon = 0,35$) et sur les bords du plexiglass la valeur de l'émissivité est $\epsilon = 0,87$. σ est la constante de Stephan qui est intégrée par défaut dans COMSOL. A l'interface entre la surface de l'eau et de l'air, une condition de convection ($q_0 = h(T_0 - T)$) avec $h = 25 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$ le coefficient d'échange thermique est appliquée.

Le *Tableau 8* nous donne les propriétés thermo-physiques de l'eau utiles à l'écriture de la conductivité thermique du premier ordre de l'eau k_1 et la viscosité du premier ordre comme décrit au chapitre II [15], [128].

Tableau 8 : Propriétés thermo-physiques de l'eau pour une température initiale de 298.15 K

$\left(\frac{\partial\mu}{\partial T}\right)_{T=T_0}$	$-2,027.10^{-5} \text{ Pa.s/K}$
$\left(\frac{\partial\mu}{\partial\rho}\right)_{\rho=\rho_0}$	$-3,090.10^{-7} \text{ Pa.s/(kg/m}^3\text{)}$
$\left(\frac{\partial\mu_b}{\partial T}\right)_{T=T_0}$	$-6,421.10^{-5} \text{ Pa.s/K}$
$\left(\frac{\partial k}{\partial T}\right)_{T=T_0}$	$1,636.10^{-3} \text{ W/(m K}^2\text{)}$
$\left(\frac{\partial k}{\partial\rho}\right)_{\rho=\rho_0}$	$1,258.10^{-3} \text{ W m}^2\text{/(kg K)}$

IV.2.2 Résultats et discussions

IV.2.2.A Validation du modèle en puits

Nous avons comparé les résultats de nos simulations avec les résultats expérimentaux pour valider notre modèle.

La *Figure 61* montre l'évolution de l'amplitude des ondes de Rayleigh (R-SAW) en fonction de la puissance électrique appliquée aux électrodes. Les valeurs expérimentales sont extraites des travaux de Greco et al [77]. Expérimentalement, une fréquence de 48,8 MHz a été utilisée tandis que dans la simulation nous avons obtenu une fréquence de résonance de 51 MHz. Nous pouvons observer un très bon accord entre la simulation et l'expérience concernant le profil des courbes jusqu'à 15 dBm. Nous obtenons une légère différence avec erreur relative de 4.5% à 19 dBm.

L'onde acoustique de surface de Rayleigh se propage librement à l'interface piézoélectrique/air et une fois en contact avec le liquide, elle devient une onde de Rayleigh évanescence (Leaky SAW) et elle transfère une partie de son énergie au liquide sous la forme d'une onde de compression (ultrasons).

Pour une sonde de 20 MHz, les longueurs d'atténuation de la composante transversale de l'onde de Rayleigh α_L^{-1} et de l'onde de compression α_c^{-1} sont respectivement de 2,43 mm et 6 cm. α_L^{-1} correspond au coefficient d'atténuation de la composante transversale de l'onde de Rayleigh SAW à l'interface solide/liquide, tandis que α_c^{-1} reflète l'atténuation de la composante transversale des ondes ultrasonores induites dans le liquide avec l'angle de réfraction θ_R .

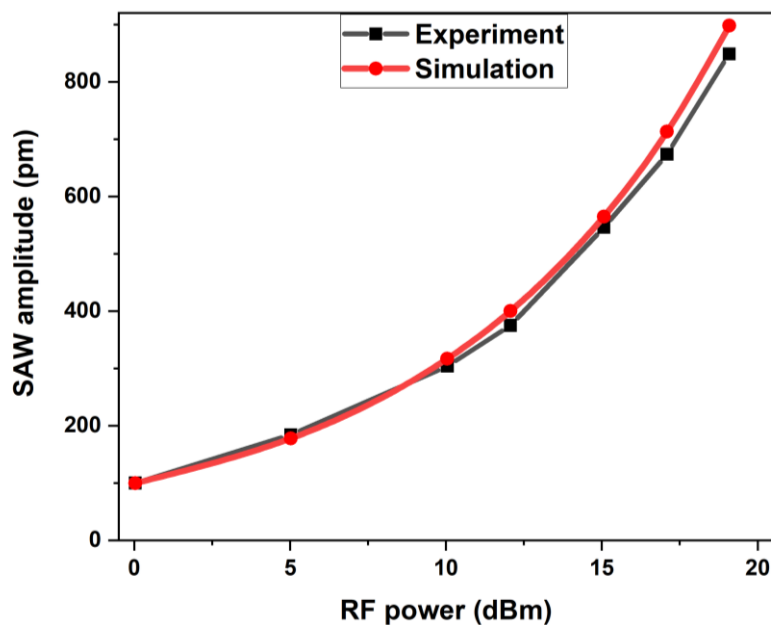


Figure 61 : Comparaison du résultat de la valeur de l'amplitude expérimentale issue de l'article de Greco [77] et de nos résultats de simulation pour une sonde de 50 MHz.

Nous avons mené une deuxième étude comparative portant sur la forme et le sens des écoulements afin de valider notre approche. Sur la Figure 62.b), nous pouvons observer la formation de deux vortex pour notre modèle d'étude, un grand tournant dans le sens des aiguilles d'une montre et un petit tournant dans le sens inverse. En effet, la simulation et l'expérience donnent des vitesses d'écoulement proches et nous notons également la même structure d'écoulement avec deux vortex. Ces deux tourbillons ont également été observés expérimentalement (Figure 62.a).

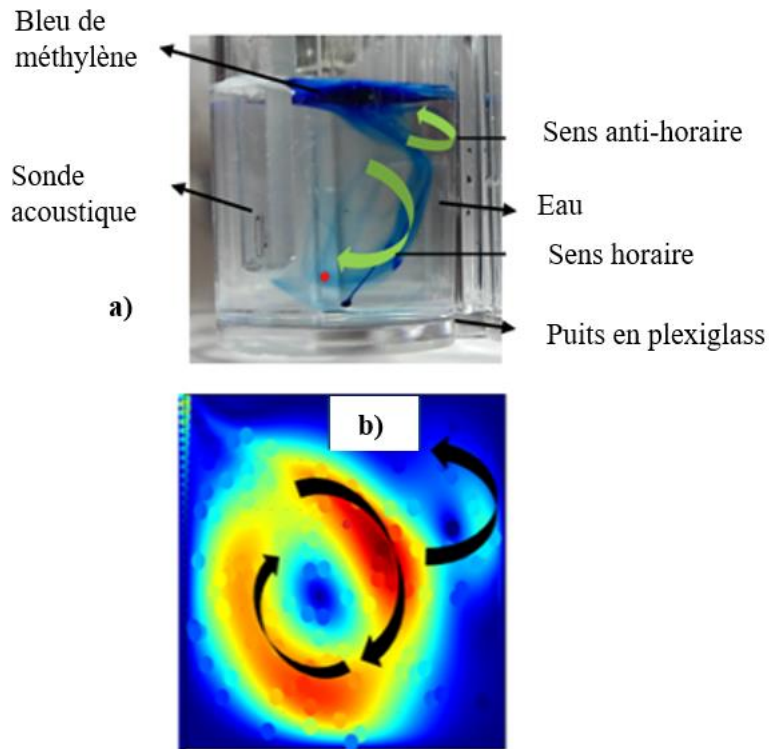


Figure 62 : Formation du vortex, a) résultat expérimental ; b) résultat de simulation

La Figure 63.a) présente les profils d'évolution de la vitesse maximale des particules obtenus par simulation et expérimentalement pour une sonde de 20 MHz. Les vitesses expérimentales sont légèrement supérieures à celles obtenues en simulation jusqu'à 20 dBm (100 mW) avec une erreur relative maximale de 19%. Nous observons ensuite une inversion jusqu'à 28,5 dBm (700 mW) avec une erreur relative maximale de 25% observée à 23 dBm (200 mW).

La Figure 63.b) montre l'évolution de la vitesse maximale des particules en fonction de la puissance appliquée aux électrodes pour une sonde de 40 MHz. Nous observons une erreur relative inférieure à 10%, sauf pour 19 dBm (79 mW) où nous avons une erreur relative de 33,9%.

Ces erreurs s'expliquent par le fait que, pour l'estimation des vitesses, nous n'avons à notre disposition que quelques points expérimentaux.

D'autres facteurs qui peuvent augmenter les erreurs sont le décalage d'impédance et la résolution 2D, puisque dans la simulation nous supposons une impédance électrique de 50 ohms, alors qu'en réalité il y a un léger décalage. De plus la résolution du modèle en deux dimensions ne tient pas compte de la troisième dimension, ce qui peut encore expliquer les différences obtenues entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées. Ces résultats montrent néanmoins un accord correct entre la simulation et l'expérience.

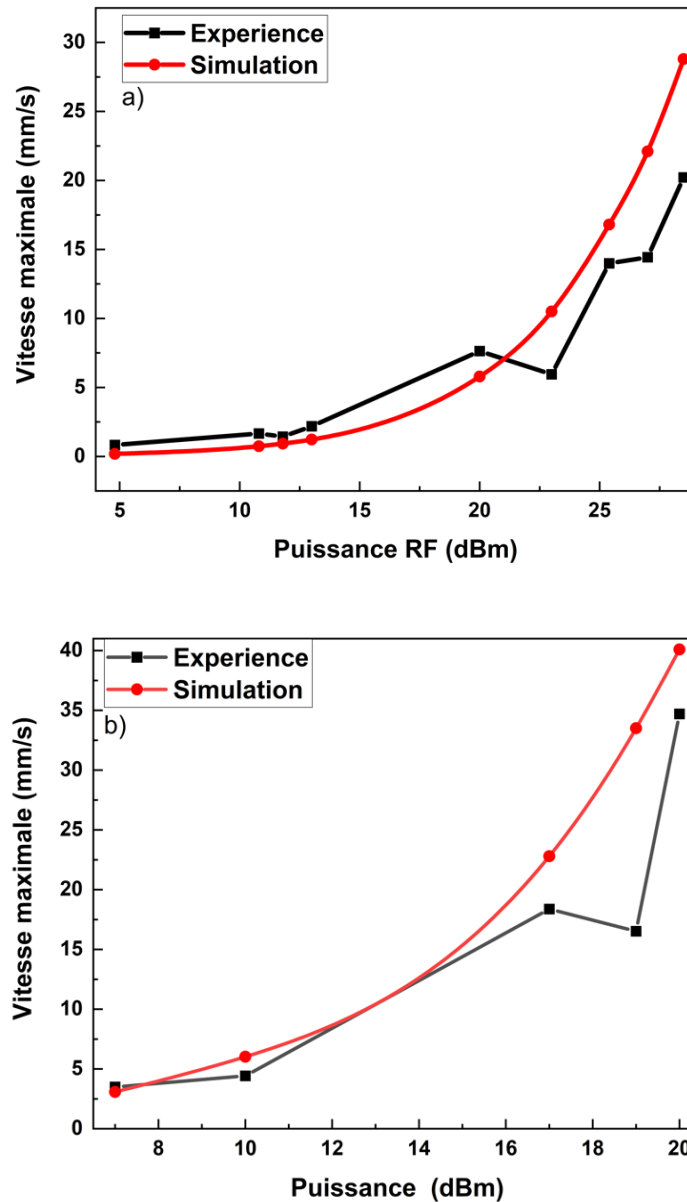


Figure 63: Comparaison des vitesses des particules entre expérience et simulation, a) pour une sonde de 20 MHz ; b) pour une sonde de 40 MHz

Nous allons maintenant nous pencher sur l'étude spécifique de l'effet de l'onde acoustique et de sa résultante en termes de contraintes de cisaillement et d'échauffement sur deux types de cellules à savoir les cellules adhérentes SaOs-2 et les cellules circulantes THP1.

Les contraintes de cisaillement sont obtenues en exploitant la force de trainée à travers la relation [159]–[162] :

$$SS = \frac{F_{\text{rad}}}{S} \quad (86)$$

Pour une cellule circulante, les cellules peuvent être assimilées à des sphères. Les contraintes sont donc données par [159]–[162]:

$$SS = \frac{3\mu v}{2r} \quad (87)$$

Avec μ la viscosité dynamique, r le rayon de la particule, v le gradient de vitesse entre le fluide et la particule, et SS (Shear stress) la contrainte de cisaillement.

IV.2.2.B Cellules adhérentes

D'un point de vue expérimental, les cellules d'ostéoblastes SaOs-2, qui sont des cellules osseuses cancéreuses, ont été utilisées pour la stimulation (*Figure 64*) avec des tests de cicatrisation à une fréquence de 40 MHz. Nous avons effectué des simulations pour déterminer la valeur des contraintes de cisaillement agissant sur les cellules lors de la stimulation dans ce cas.

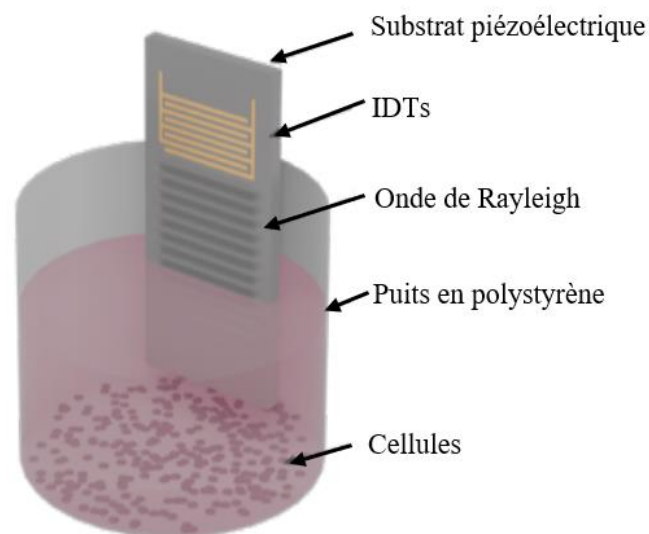


Figure 64 : Illustration de la stimulation des cellules adhérentes

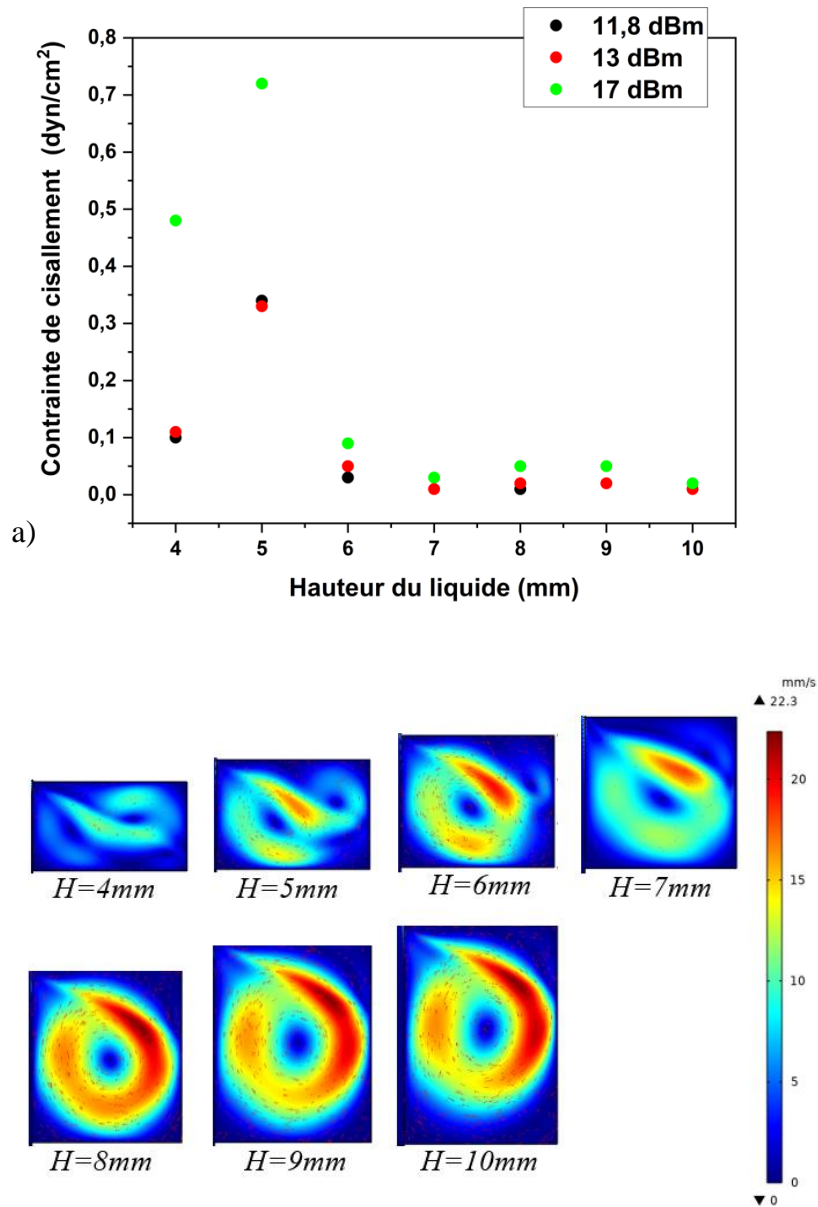


Figure 65 : Résultats de simulation sur des cellules adhérentes pour des hauteurs de 4 mm à 10 mm : a) contraintes de cisaillement obtenues à une fréquence de 40 MHz et différentes puissances, b) écoulement au sein du liquide

La Figure 65.a) montre l'évolution des contraintes de cisaillement pour des cellules adhérentes cultivées au fond du puits, comme illustré à la Figure 64. Pour une hauteur fixe de puits, l'augmentation de la puissance entraîne également une augmentation des contraintes.

Afin de trouver une hauteur optimale donnant la meilleure valeur de contrainte maximale, les contraintes ont été tracées en fonction de différentes hauteurs.

Comme nous pouvons le voir sur la *Figure 65.a*), les contraintes les plus élevées sont obtenues à une hauteur de liquide de 5 mm. En termes de stimulation cellulaire, c'est donc cette hauteur qui permet une meilleure stimulation des cellules osseuses. Pour conforter notre conclusion, nous avons pris en compte également le profil d'écoulement.

La *Figure 65.b*) montre le profil d'écoulement au sein du liquide à la suite de la stimulation par onde acoustique pour différentes hauteurs. Une tendance croissante de la vitesse d'écoulement avec l'augmentation de la hauteur du liquide peut être observée. On constate également qu'il existe généralement une zone morte entre le ruissellement et le fond du puits. Celle-ci est réduite lorsque la hauteur du liquide se situe entre 5 mm et 6 mm. La contrainte de cisaillement pour les cellules adhérentes s'applique au fond du puits car c'est à ce niveau que se situe les cellules. Il en ressort que plus la zone morte est importante entre le ruissellement et le fond, moins la contrainte de cisaillement est importante dans cette zone. Les contraintes les plus élevées sont obtenues pour une hauteur de 5 mm. Les hauteurs permettant de minimiser les zones mortes sont celles de 5 mm et 6 mm. Au vu de ces deux éléments importants pour les cellules adhérentes, la hauteur optimale favorisant une meilleure stimulation des cellules est de 5 mm.

IV.2.2.C Cellules circulantes

Les cellules circulantes (en suspension) THP-1 sont des monocytes isolés du sang périphérique d'un patient atteint de leucémie monocyttaire aiguë.

Expérimentalement, les effets de la contrainte de cisaillement sur les monocytes THP-1 ont été étudiés lorsqu'ils étaient stimulés dans des puits par des ondes Rayleigh-SAW à différentes puissances et à une fréquence de 20 MHz.

Une attention particulière a été portée à la mesure de l'activité mitochondriale des cellules et sur le type de mort cellulaire (nécrose ou apoptose). Les simulations nous donnent ici la valeur des contraintes de cisaillement qui sont à l'origine des modifications occasionnées sur les cellules.

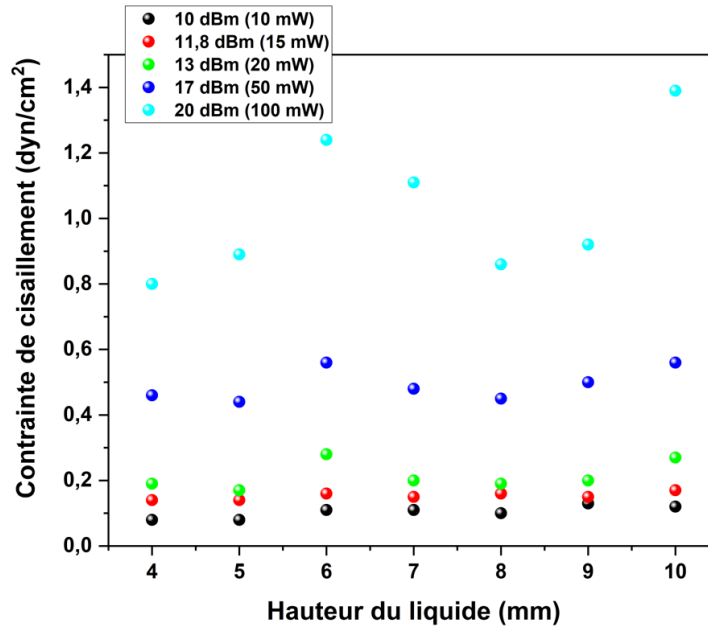


Figure 66 : Contraintes de cisaillement maximales pour des cellules circulantes à différentes hauteurs et puissances, obtenus pour une sonde de 20 MHz.

La Figure 66, obtenue à une fréquence de 20 MHz, montre l'évolution des contraintes pour différentes puissances appliquées. Pour une hauteur de liquide fixe, on peut observer que la contrainte de cisaillement augmente avec la puissance. En faisant varier la hauteur de liquide, un écart maximum de 27 % de cette valeur est observé à 20 dBm entre 4 mm et 10 mm de hauteur de liquide.

Le profil de contrainte de cisaillement de la Figure 66 est un profil non linéaire. Nous constatons une augmentation du cisaillement à 6 mm quel que soit la puissance injectée. Pour comprendre cette irrégularité qui rend le profil si particulier, rappelons que les contraintes de cisaillement sont fonction de la différence de vitesse entre la vitesse d'écoulement et la vitesse des particules. La Figure 67.a) montre le profil d'évolution des particules pour différentes hauteurs. Une évolution croissante de la vitesse pour chaque puissance peut être observée. De même pour la vitesse d'écoulement, comme on peut le voir sur les Figure 68 et Figure 69 . On constate que les contraintes de cisaillement évoluent proportionnellement à la différence de vitesse entre l'écoulement et les particules, comme on peut le voir sur la Figure 67.b). On peut donc dire que l'irrégularité des valeurs de contrainte de cisaillement est causée par l'irrégularité de l'évolution de la force de traînée décrite au chapitre II.

Cependant, pour la sonde de 20 MHz on constate que l'évolution du profil de contrainte maximale de cisaillement (*Figure 66*) ne permet pas de déterminer une hauteur de liquide pour laquelle les contraintes ont le plus d'effet sur les cellules. Nous observons sur la *Figure 66* des valeurs quasi identiques pour toutes les hauteurs à 10 dBm et 11,8 dBm. A 13 dBm et 17 dBm les contraintes les plus élevées sont respectivement de 0,28 dyne/cm² et 0,56 dyne/cm². Ces contraintes sont obtenues pour chaque puissance aux hauteurs de 6 mm et 10 mm. A 20 dBm la valeur maximale des contraintes est de 1,39 dyne/cm² à la hauteur de 10 mm. Jusqu'à 20 dBm, les valeurs des contraintes obtenues sont inférieures à la valeur de la contrainte (5 dyne/cm²) maximale pouvant s'appliquer sur la cellule [163]. Afin de déterminer la hauteur de liquide qui permet d'obtenir le meilleur effet des contraintes de cisaillement sur les cellules, il faut considérer plusieurs critères, comme une contrainte de cisaillement élevée, un mélange homogène (obtenu pour une bonne forme de flux), la vitesse et la surface occupée par le flux (pour une meilleure recirculation des particules). Concernant la contrainte de cisaillement élevée, nous avons les hauteurs de 6 mm, 7 mm et 10 mm.

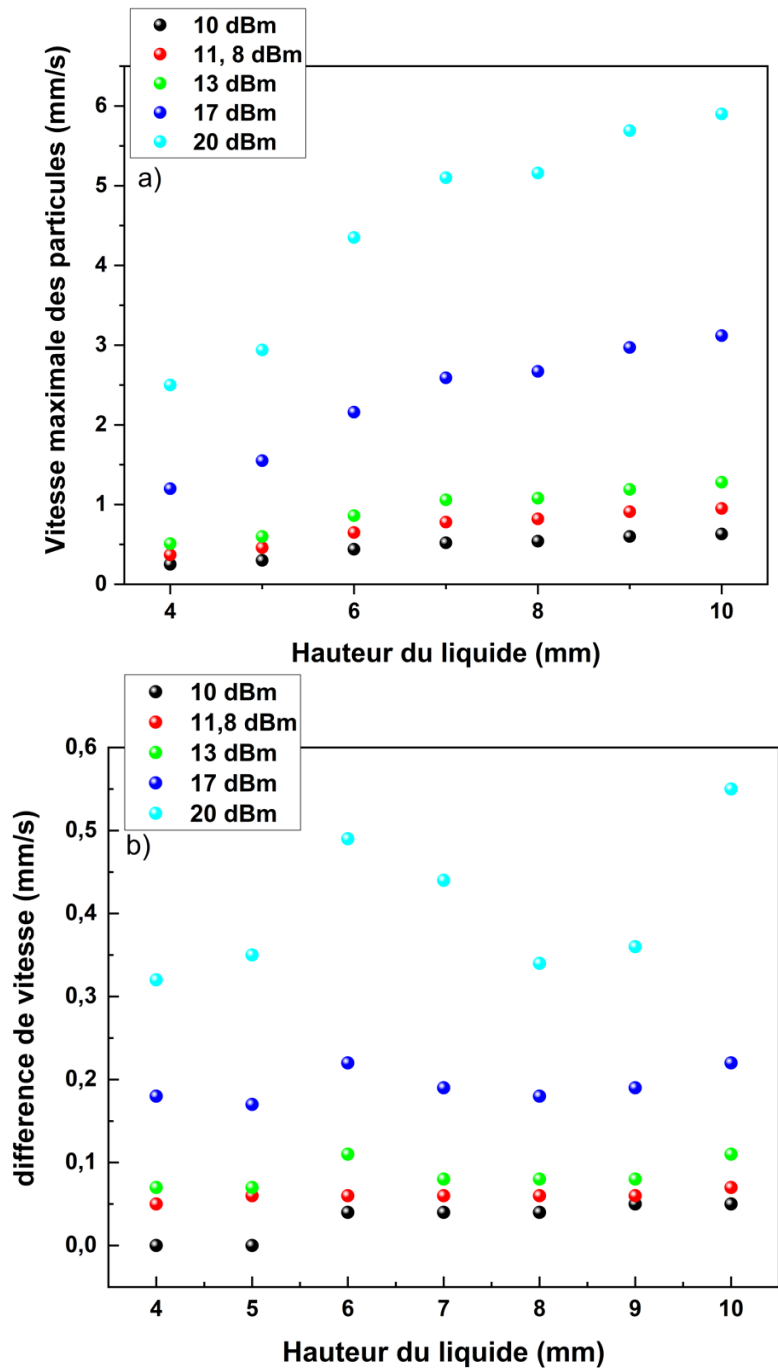


Figure 67 : Vitesses numériques en fonction de la hauteur du puits après stimulation avec une sonde de 20 MHz, a) vitesses maximales des particules de polystyrènes b) différence entre la vitesse de particules et la vitesse de l'écoulement

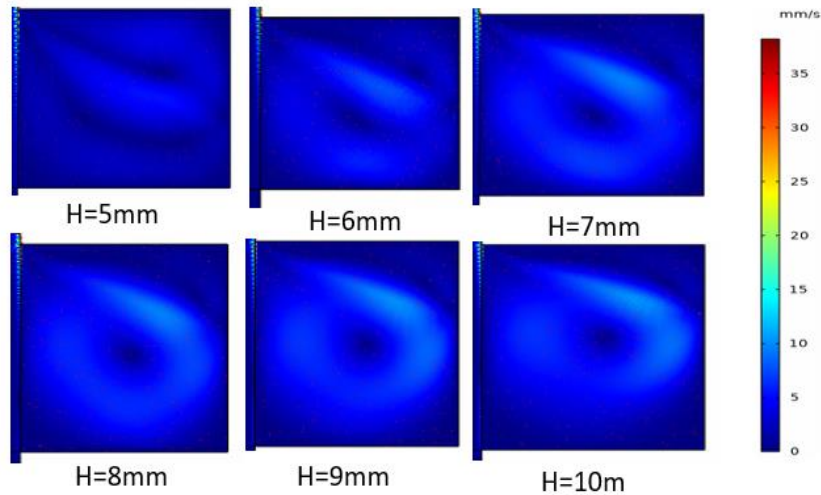


Figure 68 : Formes et vitesses du streaming pour une sonde de 20 MHz à 23 dBm pour différentes hauteurs du liquide

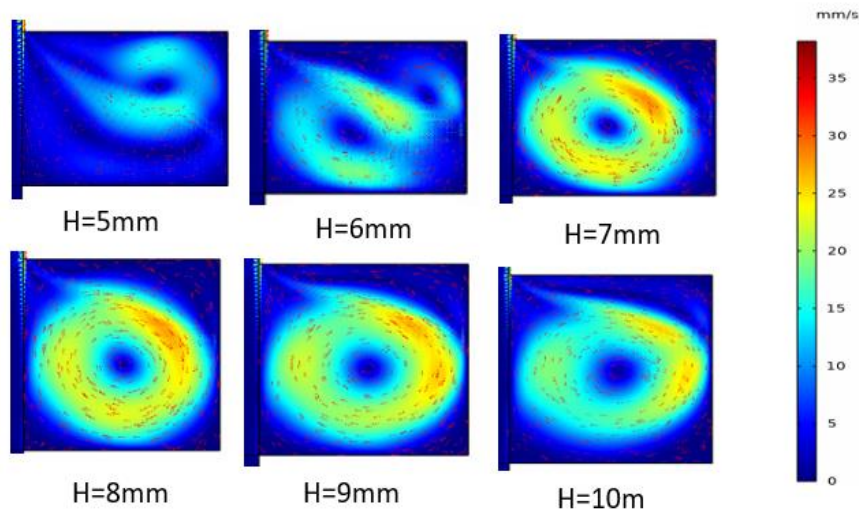


Figure 69 : Formes et vitesses du streaming pour une sonde de 20 MHz à 28.55 dBm pour différentes hauteurs du liquide

Pour obtenir une bonne stimulation, un grand nombre de cellules doit être exposé au flux. Nous avons pris arbitrairement mille cellules. Il convient donc d'avoir le moins de zones mortes possibles pour la hauteur qui sera considérée comme optimale. Pour une largeur de puits fixe, suite à l'augmentation de la hauteur du liquide, l'onde transfère une grande partie de son énergie au fluide, augmentant ainsi la vitesse à l'intérieur de celui-ci.

Sur la Figure 68 et la Figure 69, nous pouvons observer que la vitesse d'écoulement augmente avec la hauteur du liquide [55], [128]. Nous notons aussi que l'écoulement présente une forme stabilisée et homogène à partir d'une hauteur de 7 mm. En raison de l'augmentation de la vitesse, responsable d'un bon mélange, on peut donc choisir les hauteurs de 7 mm à 10 mm.

Nous avons ensuite défini dans COMSOL la région du flux où la vitesse est supérieure à 1 mm/s (voir *Figure 70*) arbitrairement, valeur basse pour laquelle nous considérons qu'il n'y pas d'effet. Si l'on fixe une vitesse supérieure à cette valeur, une superficie plus élevée du puits sera considérée comme une zone morte, ce qui augmentera l'erreur dans l'estimation de la superficie occupée par le ruissellement. Nous avons déterminé ensuite la superficie de cette région pour déterminer la hauteur à laquelle le ruissellement occupe le plus d'espace et donc la hauteur pour laquelle la zone morte est réduite. Nous aurons ainsi une bonne recirculation cellulaire. Les hauteurs pour lesquelles le ruissellement occupe la plus grande surface sont celles de 7 et 9 mm avec 66% de surface occupée et de 8 mm avec 65% d'espace occupé comme on peut le voir sur la *Figure 71*.

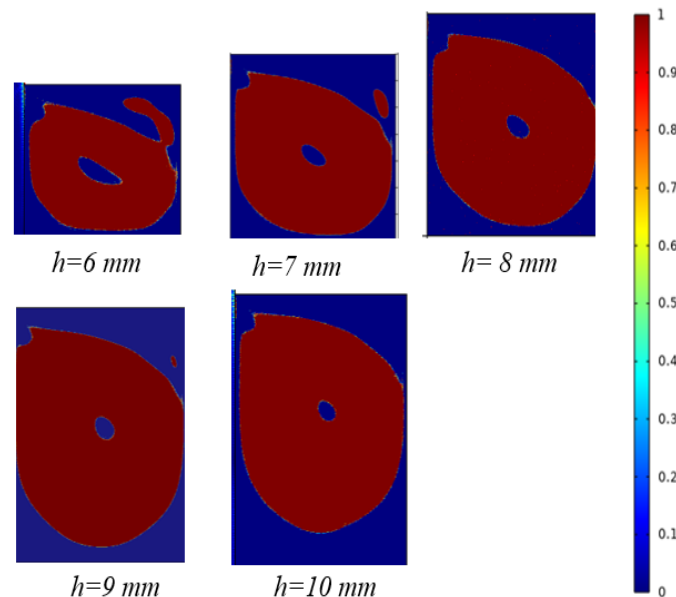


Figure 70 : Régions de l'écoulement pour lesquelles les vitesses sont supérieures à 1 mm/s (sans unité) pour une sonde de 20 MHz à une puissance de 20 dBm

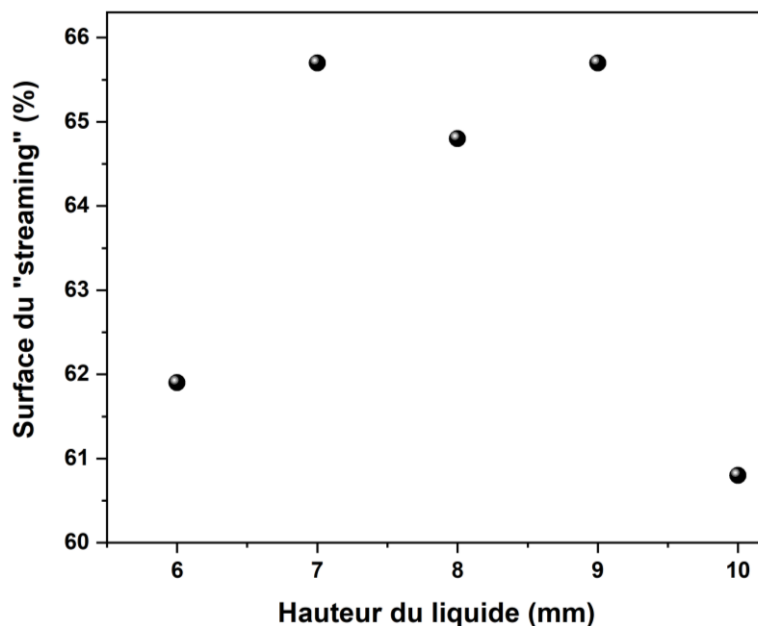


Figure 71 : Surface d'écoulement en pourcentage des zones de vitesses supérieures à 1 mm/s pour une sonde de 20 MHz à une puissance de 20 dBm

En ce qui concerne les critères sur les cellules circulantes, nous avons des contraintes élevées pour des hauteurs de liquide de 6 mm, 7 mm et 10 mm. Un bon mélange, caractérisé par une bonne forme d'écoulement et des vitesses élevées pour des hauteurs de liquide supérieures à 7 mm.

Enfin, nous disposons d'une bonne recirculation pour les hauteurs de 7 mm, 8 mm et 9 mm. La hauteur qui répond aux trois critères est de 7 mm. C'est donc la hauteur optimale pour mettre en place une culture cellulaire répondant aux attentes souhaitées.

Nous venons dans ce paragraphe de proposer un modèle optimisé de stimulation en puits ne tenant pas compte pour l'instant de l'échauffement des cellules. Cette étude est donc valable pour des puissances inférieures à 20 dBm.

IV.3 Echauffement

Nous présentons dans cette partie les premiers résultats de simulations de l'échauffement dans le cadre du streaming d'Eckart pour lequel nous tenons compte d'une simulation complète, en allant de la génération de l'onde jusqu'à l'échauffement du liquide. Rappelons que cette partie était longtemps non traitée en simulation à cause de la complexité de la non linéarité du système à étudier [15], [128] et les différentes études ne concernaient que la partie expérimentale [122], [123], [129], [130]. Muller et al présentent une première étude numérique dans le cadre des ondes de volume (BAW) [15]. C'est en 2019 que la première simulation avec des ondes de surface est présentée pour une stimulation avec des ondes stationnaires et en basant l'étude uniquement sur le liquide [128]. Dans ce cas, les vitesses de l'onde sont appliquées comme conditions limites. Ce choix d'étude était notamment dû au temps de calcul que nécessite le modèle complet. Notre étude nous permet de présenter le premier modèle de simulation complet de l'échauffement d'un liquide par onde acoustique. Nous sommes donc capables d'extraire plusieurs informations issues de la simulation concernant la génération du phénomène, contrairement à la méthode indirecte qui implique d'avoir des valeurs expérimentales de l'amplitude de l'onde.

Pour nos simulations nous avons utilisé le module transfert de chaleur dans le solide et dans le fluide pour l'échauffement, comme précisé dans les étapes de simulations.

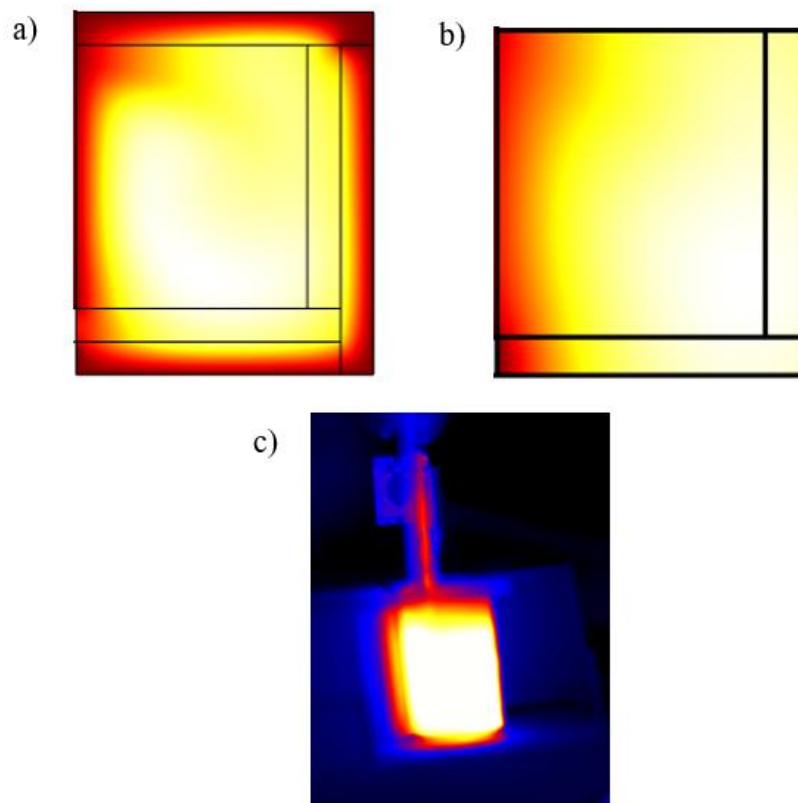


Figure 72 : Profil de l'échauffement du liquide après stimulation par onde acoustique de surface : a) profil obtenu après stimulation en considérant une couche d'air, b) profil de stimulation sans couche d'air, c) profil expérimental obtenu par caméra à infrarouge

Sur la *Figure 72*, nous observons les profils d'échauffement obtenus en simulation et en expérience. Les profils d'évolution de la température sont assez similaires. Nous avons considéré une simulation avec une légère couche d'air de 2 mm d'épaisseur (dernière couche sur la *Figure 72.a*) afin de visualiser la propagation de l'échauffement dans la couche d'air la plus proche du plexiglass, ce qui correspond bien aux observations des expériences.

Nous avons ensuite réalisé une comparaison afin de valider notre modèle avec l'approche expérimentales par une stimulation en continu par une sonde de 40 MHz.

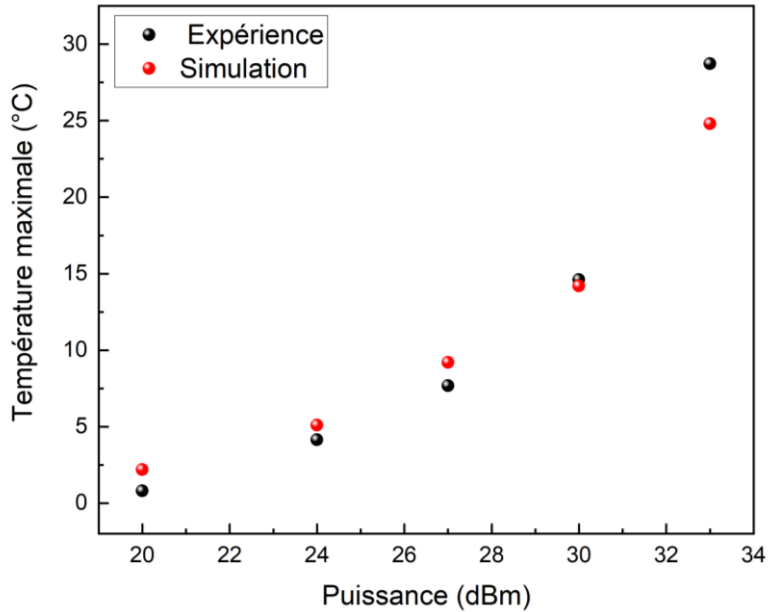


Figure 73 : Comparaison entre simulation et expérience de la température maximale dans le puits après stimulation avec une sonde de 40 MHz, la hauteur du liquide est de 8,92 mm correspondant à un volume de 700 μ l.

On observe sur la Figure 73 un même profil d'évolution entre la courbe expérimentale et celle de la simulation avec une erreur relative maximale de 13,6% à 33 dBm (soit 2W). L'évolution croissante de la température proportionnellement avec l'augmentation de la puissance a également été observée dans la littérature [122], [123], [128]. L'augmentation de la puissance permet un transfert d'une grande quantité d'énergie au fluide, ce qui occasionne dans ce cas une augmentation de la valeur de la source de chaleur acoustique au sein du fluide. Par la suite afin d'avoir un autre élément de comparaison avec la littérature, nous allons analyser l'impact de la hauteur du puit comme dans l'article de Pradikta et al. [128].

Les Figure 74 a)-c) présentent l'évolution du profil d'échauffement à des hauteurs du liquide de 5 mm, 7 mm et 9 mm pour une largeur fixe. La température maximale est de 31,9°C à 5 mm, 31,4°C à 7 mm et 30,6°C à 10 mm. On observe donc une diminution de la valeur maximale de l'échauffement avec l'augmentation de la hauteur du liquide comme mentionné par Pradikta et al. [128].

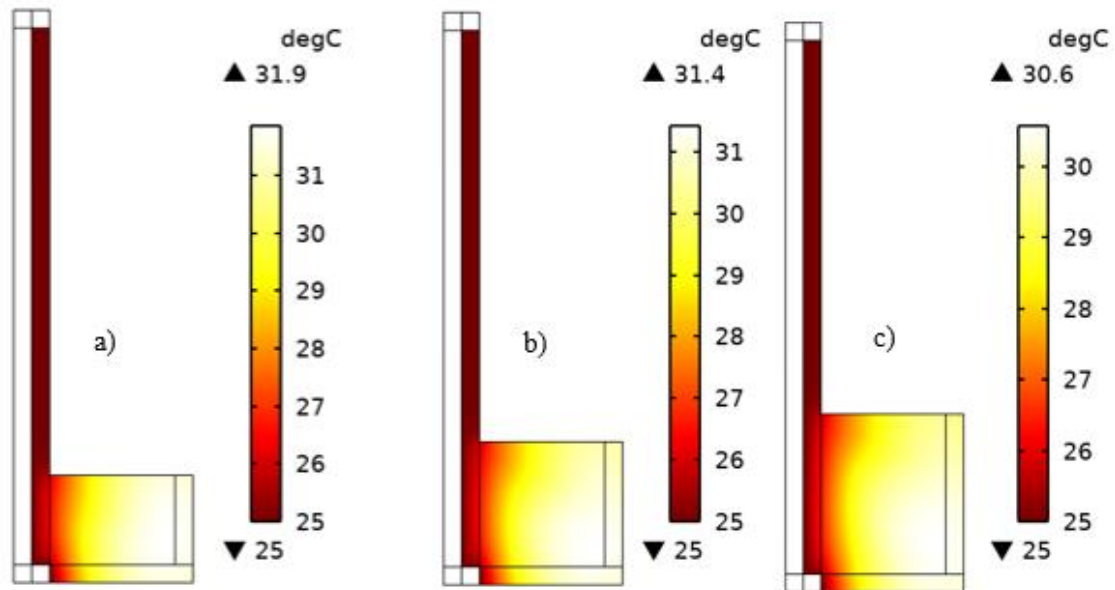


Figure 74 : Simulations obtenues avec une sonde de 40 MHz à une puissance de 24 dBm. La largeur du liquide est fixée à 7 mm. Les figures a), b) et c) représentent les profils de l'échauffement respectivement pour des hauteurs du liquide de 5 mm, 7 mm et 9 mm

Nous avons également observé l'évolution de la température pour les mêmes hauteurs à différentes puissances (Figure 75). Il en ressort que quel que soit la puissance appliquée, plus la hauteur du liquide est petite (petit volume), plus l'échauffement est important.

Il est important de noter à titre de compréhension de l'évolution de l'échauffement en fonction de la hauteur du liquide, que pour une même quantité d'énergie apportée, dans des petits volumes (petites hauteurs du liquide dans notre cas) la transmission de proche en proche est rapide entre les particules de fluide, ce qui permet d'atteindre rapidement un échauffement global et important. Contrairement à cela, si nous considérons un grand volume (grande hauteur du liquide dans notre cas), la transmission de proche en proche ne sera pas assez rapide et donc les zones moins chaudes serviront à faire baisser la température de l'ensemble.

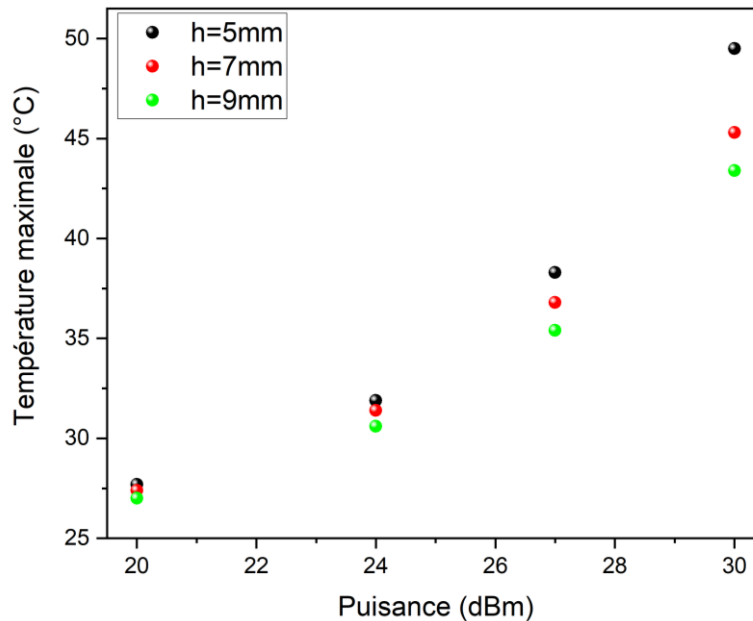


Figure 75 : Résultats de simulation de l'échauffement du liquide pour différentes puissances pour des hauteurs de 5 mm, 7 mm et 9 mm

IV.4 Modélisation tridimensionnelle

Nous avons par la suite essayé de passer notre modèle 2D en 3D. Pour maintenir des délais de calcul raisonnables, nous avons imposé une fréquence du signal de 10 MHz, et pris un substrat ayant une longueur de 1 cm. Etant donné que nous partons sur un modèle réduit qui ne tient pas compte des véritables dimensions du système à étudier (Figure 76), nous avons représenté les résultats sans mettre les valeurs. Le but ici est de montrer qu'il est possible d'avoir des résultats en 3D. À titre d'illustration de la compréhension de la complexité de la mise en place d'un modèle 3D grandeur nature, nous pouvons regarder le nombre de points de maillages. Le modèle 3D réduit est constitué de 16312 points de maillage uniquement pour l'étude du streaming alors que le modèle 3D complet nécessite pour la même étude 16278441, ce qui fait environ 1000 fois le nombre de points de maillage utilisé pour le modèle réduit. En 2D, le modèle comptait 316288 points de maillages pour une étude à 40 MHz et 180635 points de maillages pour une étude à 20 MHz. La mise en place du modèle complet nécessite dès lors l'utilisation d'une machine avec une mémoire RAM très élevée ou de lancer le calcul sur un cluster.

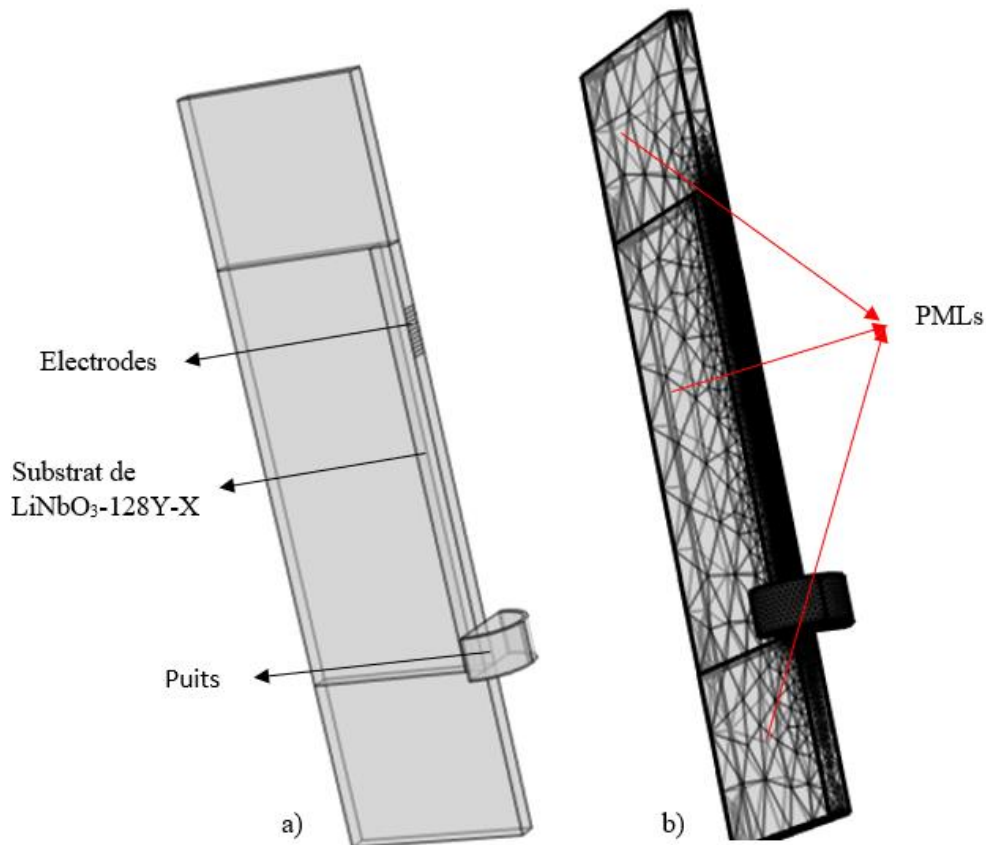


Figure 76 : Modèle 3D étudié, a) schéma du modèle étudié comprenant une portion du puits de 1 mm de rayon, la sonde a une longueur de 1 cm, b) maillage appliqué sur le modèle

Sur la Figure 77, nous traçons la propagation de l'onde de Rayleigh. Nous observons bien une onde qui se propage à la surface du substrat. Cette onde interagira avec le liquide pour la stimulation du puits. En ce qui concerne l'écoulement au sein du fluide, nous n'avons pas une bonne représentation comme nous pouvons le constater sur la Figure 78-a). Cela est en effet dû à la qualité du maillage qui dans notre cas de figure n'est pas suffisante pour représenter la forme de l'écoulement dans le puits. Il faudra donc un maillage plus fin au niveau du puits pour faire ressortir la forme de l'écoulement. Comme nous l'avons déjà mentionné notre ordinateur de calcul n'est pas assez performant pour y parvenir.

Cependant, La Figure 78-b) représente un résultat intéressant concernant la forme de l'échauffement au sein du liquide. En effet nous pouvons observer un profil similaire à celui de l'étude bidimensionnelle et expérimentale (faible température pour la partie du liquide en contact avec le substrat, puis une température quasi uniforme pour l'autre partie du liquide) , ce qui est déjà un premier pas vers une simulation globale en trois dimensions.

Notre modèle réduit en 3D, quoique imprécis, vient dès lors corroborer les résultats obtenus en 2D, ce qui valide fortement le procédé de simulation utilisé.

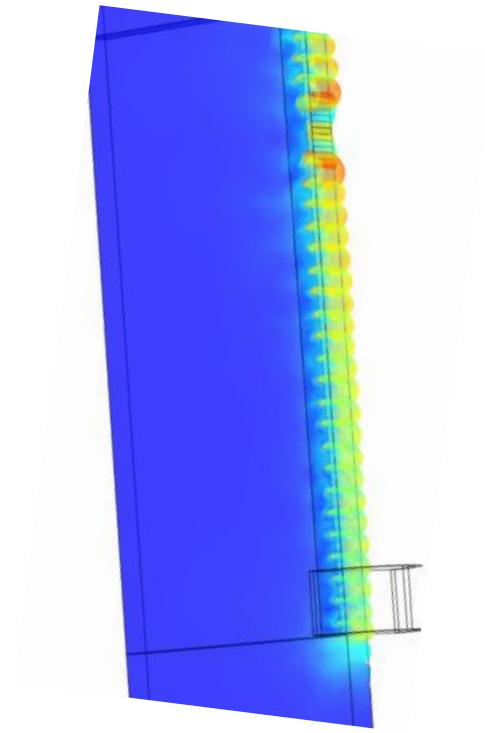


Figure 77 : Simulation 3D de la génération de l'onde sur le modèle réduit

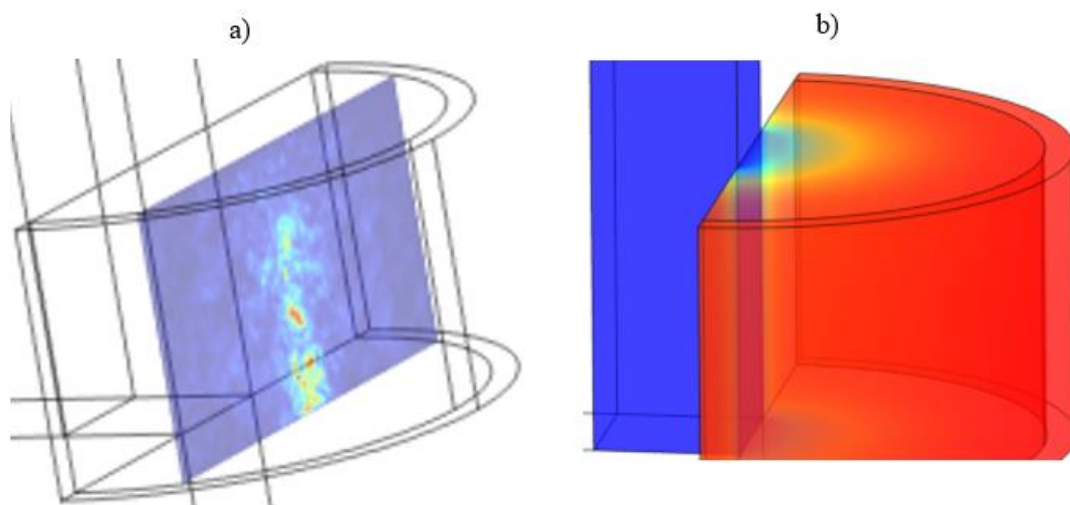


Figure 78 : Résultats de simulation en 3D pour la stimulation dans la portion d'un puits de 1mm de rayon avec une sonde de 10MHz, a) profil de l'écoulement ; b) profil de l'échauffement

Le modèle complet donne un bon profil de l'onde de surface et de l'échauffement. Cependant le profil d'écoulement n'est pas bien représenté, du fait du manque de précision du maillage. Pour pallier ce problème et pouvoir représenter correctement l'écoulement au sein du liquide, nous avons opté pour la méthode indirecte, en représentant uniquement l'écoulement au sein du fluide et ce en exploitant uniquement la force de Reynolds comme force volumique du

système. L'expression analytique de la force responsable de l'écoulement a été représentée par plusieurs auteurs en partant de l'expression de l'onde évanescente [164], [165] qui s'atténue dans le liquide et qui est donc responsable de la vitesse du champ sonore (vitesse du premier ordre). Les composantes du déplacement de l'onde évanescente sont données par [164] :

$$u_x = A \sin \theta_R e^{(-\alpha_L x)} e^{j(\omega t - k^* x \sin \theta_R - k^* z \cos \theta_R)} \quad (88)$$

$$u_z = A \cos \theta_R e^{(-\alpha_L x)} e^{j(\omega t - k^* x \sin \theta_R - k^* z \cos \theta_R)} \quad (89)$$

Avec $k^* = k_L - j\alpha_c$, k_L est le nombre d'onde dans le liquide, α_c le coefficient d'atténuation des ondes de compression dans le liquide, α_L celui de la composante longitudinale de l'onde de Rayleigh dans le liquide. A est l'amplitude de l'onde de Rayleigh. La vitesse du premier ordre est obtenue en dérivant le déplacement de l'onde évanescente. Cette expression est alors utilisée pour déterminer la force responsable du streaming ($\langle \rho_1 \frac{\partial u_1}{\partial t} \rangle + \rho_0 \langle (u_1 \cdot \nabla) u_1 \rangle$).

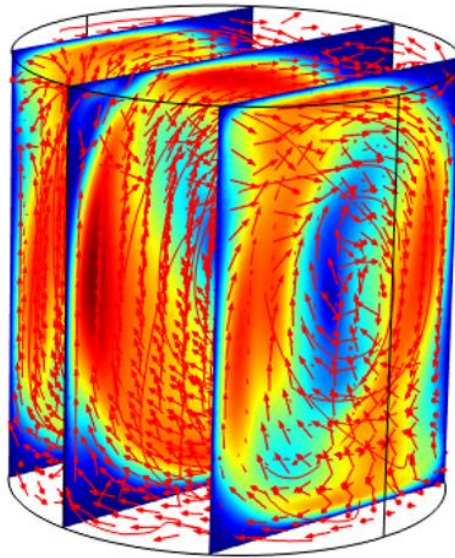


Figure 79 : Résultat 3D de l'écoulement au sein du liquide par application de la force

La force ainsi exprimée est utilisée comme force volumique dans le liquide pour notre modèle de simulation. Nous pouvons observer sur la Figure 79 une forme du « streaming » similaire à ce qui a été observé en deux dimensions ainsi que le même sens d'écoulement.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord présenté une simulation numérique complète sur un modèle bidimensionnel de l'étude de l'interaction thermo-acousto-fluidique puis des résultats issus d'un modèle tridimensionnel. L'objectif de notre étude était de déterminer les contraintes de cisaillement exercées sur les cellules circulantes et adhérentes, qui sont représentées dans notre simulation par des particules de polystyrène de même diamètre et de même densité puis de quantifier l'échauffement au sein du liquide.

En ce qui concerne le modèle bidimensionnel, la comparaison avec l'expérience pour valider notre modèle de simulation a montré un bon accord concernant les propriétés électriques et mécaniques du SAW, la vitesse des particules, et même dans la forme du flux et le sens de rotation des particules. En utilisant notre modèle qui est le premier à déterminer les contraintes de cisaillement sur les cellules, nous avons constaté que la hauteur optimale pour la stimulation ou la prolifération des cellules circulantes est de 7 mm selon les critères d'un bon mélange, d'une bonne recirculation et d'une contrainte de cisaillement élevée. Pour les cellules adhérentes, c'est la hauteur de 5 mm qui a été retenue.

Pour l'échauffement du fluide, nous avons montré que le profil de simulation est identique à celui de l'expérience. Nous avons également montré en conformité avec la littérature que l'échauffement dans le liquide augmente avec la puissance et qu'il est plus important d'autant plus que la hauteur du liquide est petite pour une puissance donnée.

Enfin la présentation des résultats du modèle tridimensionnel bien que ne tenant pas compte des dimensions réelles du dispositif expérimental, nous a permis de valider ce dernier.

En résumé, notre travail a abouti à la création du premier modèle de simulation basé sur une approche directe pour analyser l'interaction thermo-acousto-fluidique. Ce modèle joue un rôle essentiel en permettant de vérifier divers phénomènes (génération de l'onde, écoulement au sein du liquide et échauffement du liquide) et en fournissant des outils appropriés pour des études d'optimisation ultérieures sur les dispositifs à onde acoustique pour la stimulation cellulaire.

Conclusion générale

La simulation de l'interaction entre une onde élastique et un liquide a été traitée dans ce manuscrit ainsi que tous les phénomènes associés. Ces travaux de thèse ont permis de mettre au point une simulation permettant de comprendre l'interaction thermo-acousto-fluidique et de proposer une optimisation dans le cadre d'une stimulation cellulaire en puits.

Par une étude bibliographique, le chapitre I nous a permis de montrer l'importance de l'acoustofluidique dans des études de stimulation cellulaires et de comprendre l'importance des différentes forces qui s'appliquent au sein du liquide.

Nous avons entre autres identifié deux types d'ondes pour la stimulation, à savoir les ondes acoustiques progressives transverses générées par une électrode déposée sur un substrat et les ondes de surfaces stationnaires pour lesquelles une autre électrode de même fréquence est posée de l'autre côté du substrat.

Les ondes de surface permettent de transférer de manière efficace une grande quantité d'énergie dans un liquide. Cette énergie se propage dans le fluide sous forme d'onde de compression et sera responsable de la mise en mouvement du fluide à travers le phénomène d'« acoustic streaming » et de l'échauffement de ce dernier par frottement visqueux.

Le dernier point de notre premier chapitre a mis en évidence l'importance des contraintes de cisaillement sur les cellules dans plusieurs études et de montrer l'intérêt et l'originalité de notre travail de thèse.

Les équations nécessaires à la mise en place de notre modèle ont été décrites au chapitre II. Nous avons débuté par la description de la piézoélectricité avant de se pencher sur la justification du choix de notre matériau en fonction des critères imposés. Ensuite les équations de la piézoélectricité ont été établies.

Nous avons mis en place les équations du mouvement des particules en exprimant dans un premier temps les équations du champ sonore (équation du premier ordre) et ensuite les équations qui prennent en compte l'écoulement circulaire (équation du second ordre) tout en négligeant dans un premier temps la température. La température a été prise en compte en ajoutant à l'équation de la conservation de l'énergie les équations de conservation de la masse et celles de continuité. Nous avons établi un terme source de chaleur en se basant sur le fait que les ondes de surface sont majoritairement responsables de l'échauffement du liquide.

En annexe, nous avons fait un rappel des notions de tensions de surfaces qui sont importantes dans le cadre des études en goutte.

Dans le chapitre III, un regard particulier a été porté sur l'aspect expérimental de notre travail. Dans un premier temps, nous avons détaillé les six étapes différentes nécessaires à la fabrication d'un dispositif à ondes acoustiques de surface.

Les dispositifs obtenus ont été découpés afin d'avoir des sondes de dimensions exploitables en fonction des dimensions du puits, puis caractérisés électriquement afin de connaître la fréquence de résonance et l'impédance complexe grâce à la mesure du coefficient de réflexion S_{11} .

Nous avons par la suite exploité des sondes de 20 MHz et 40 MHz pour la stimulation des particules de bleu de méthylène dans de l'eau afin d'estimer la vitesse des particules dans le liquide par la méthode de pseudo-PIV.

Nous avons observé, en accord avec la littérature, une augmentation de la vitesse des particules avec l'augmentation de la puissance quelle que soit la fréquence. Nous avons également observé deux vortex, le principal dans le sens horaire et un secondaire, de plus petite taille, dans le sens antihoraire. Il a aussi été constaté que, plus la fréquence est grande, plus les particules se déplacent rapidement dans le vortex principal. La méthode de pseudo-PIV nous a permis d'avoir un bon ordre de grandeur des vitesses des particules.

Le dernier point a été la détermination de l'échauffement du liquide via une caméra thermique. Nous avons montré à travers les résultats qu'un volume plus grand s'échauffe moins vite qu'un petit volume. Il a été observé un échauffement inférieur à 1 °C pour une puissance de 20 dBm sur une sonde de 40 MHz pour un volume de liquide de 700 μ L après 5 minutes. Il a également été montré que l'échauffement est d'autant plus important que la fréquence est petite. Cela s'explique aisément en calculant les longueurs d'atténuation à l'interface solide/liquide.

Cette étude sur l'échauffement nous apporte plusieurs informations utiles en fonction de l'étude visée. Si nous visons des applications pour lesquelles la limitation de l'échauffement est souhaitable comme pour notre sujet, il faudra alors privilégier des fréquences élevées et des volumes de liquide relativement grands, bien sûr tout en tenant compte des contraintes de notre système.

Si un échauffement considérable est souhaité, des faibles fréquences et des volumes plus petits sont à favoriser, en prenant toujours en compte les contraintes du système à étudier.

C'est ainsi que pour l'étude sur la stimulation des cellules, nous avons privilégié dans un premier temps un volume de 700 μL qui représente le volume maximal exploitable pour notre système. Le puits est en effet quasiment rempli après introduction de la sonde.

Enfin le dernier chapitre est basé sur les résultats de simulation et la comparaison avec des points expérimentaux. Nous avons tout d'abord présenté une simulation numérique complète sur un modèle bidimensionnel de l'étude de l'interaction thermo-acousto-fluidique puis des résultats issus d'un modèle tridimensionnel. L'objectif de notre étude était de déterminer les contraintes de cisaillement exercées sur les cellules circulantes et adhérentes, qui sont représentées dans notre simulation par des particules de polystyrène de même diamètre et de même densité puis de quantifier l'échauffement au sein du liquide.

En ce qui concerne le modèle bidimensionnel, la comparaison avec l'expérience pour valider notre modèle de simulation a montré un bon accord concernant les propriétés électriques et mécaniques du SAW, la vitesse des particules, et dans la forme du flux et le sens de rotation des particules. En utilisant notre modèle qui est le premier à déterminer les contraintes de cisaillement sur les cellules, nous avons constaté que la hauteur optimale pour la stimulation ou la prolifération des cellules circulantes est de 7 mm selon les critères d'un bon mélange que nous avons établis, d'une bonne recirculation et d'une contrainte de cisaillement élevée. Pour les cellules adhérentes, c'est une hauteur de 5 mm qui a été retenue.

Quant à l'échauffement du fluide, nous avons montré que le profil de simulation est identique à celui de l'expérience. Nous avons également montré en conformité avec la littérature que l'échauffement dans le liquide augmente avec la puissance et qu'il est d'autant plus important que la hauteur du liquide est petite pour une puissance donnée.

Enfin la présentation des résultats du modèle tridimensionnel bien que ne tenant pas compte des dimensions réelles du dispositif expérimental, nous a permis de valider ce dernier.

En somme, notre travail a abouti à la création du premier modèle de simulation basé sur une approche directe pour analyser l'interaction thermo-acousto-fluidique. Ce modèle joue un rôle essentiel en permettant de vérifier divers phénomènes (génération de l'onde, écoulement au sein du liquide et échauffement du liquide) et en fournissant des outils appropriés pour des études d'optimisation ultérieures sur les dispositifs à ondes acoustique pour la stimulation cellulaire.

Pour des travaux futurs il sera intéressant d'explorer une gamme de fréquence de 20 MHz à 100 MHz aussi bien pour des études sur des cellules adhérentes que circulantes afin de mieux quantifier les contraintes. L'échauffement étant néfaste pour les cellules, une simulation en pulsée permettra d'explorer l'impact des puissances supérieures à 20 dBm sur les cellules. Il sera également dans le cas des cellules adhérentes de réaliser la simulation de la stimulation dans un puits classique en PDMS (polydiméthylsiloxane) posé sur un substrat.

Annexes

A.1 Loi d'interface solide-liquide

Lorsqu'une goutte liquide est posée sur un substrat, sa forme dépend de l'état de surface du substrat. En effet dû à la faible rugosité de surface et les tensions superficielles de la goutte, cette dernière s'étale sur le substrat, on parle alors de système mouillant. Pour que la goutte garde une forme sphérique (le système est dit non mouillant), on utilise expérimentalement des dépôts de couche hydrophobes à la surface du substrat piézoélectrique et le déplacement de la goutte est possible dans ce cas [122], [166].

Nous aborderons donc les notions de tension superficielles, de mouillage, de longueur capillaire, et d'hystérésis d'angle de contact qui sont importantes pour comprendre le phénomène d'étalement et de déformation de la goutte et mettre au point les notions physiques à prendre en compte pour la déformation et le déplacement de la goutte.

A.1.1 La tension superficielle

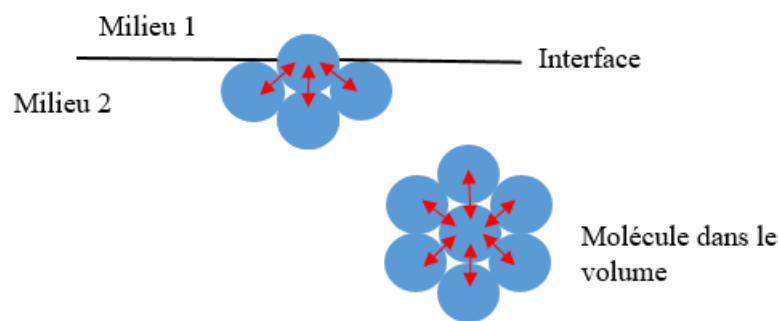


Figure 80 : Molécule à l'interface de deux milieux et molécule dans le volume du milieu 2

La tension superficielle est la tension qui prend naissance à la surface d'un liquide afin de s'opposer à sa déformation, elle est encore appelée tension de surface.

A l'interface de deux milieux ou à la surface d'un milieu dense (liquide ou solide) l'état de la matière diffère légèrement de celle dans le volume. La Figure 80 illustre le fait qu'une molécule prise dans le volume a plus d'interaction avec ses voisins qu'une molécule prise à l'interface. L'énergie de cohésion d'une molécule prise dans le volume est donc plus importante que celle prise dans à l'interface.

Si on note U l'énergie de cohésion, la molécule à la surface perd approximativement la moitié de cette énergie. La tension de surface donne une mesure approximative de ce défaut d'énergie par unité de surface. Notons a la dimension moléculaire, et a^2 la surface exposée par molécules. La tension de surface est alors donnée par $\gamma \approx \frac{U}{2a^2}$.

L'énergie de cohésion est similaire à l'agitation thermique ($U \approx KT \approx \frac{1}{40}$ eV à 25°C) pour la plupart des huiles dans lesquelles les interactions sont de type van der Waals. La tension superficielle vaut $\gamma \approx 20\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$. Pour l'eau la présence des liaisons hydrogènes conduit à une valeur plus élevée de cette force qui est de $\gamma \approx 72\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$. Le mercure qui est un métal très cohésif on a $U \approx 1\text{ eV}$ et $\gamma \approx 500\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$. Dans le *Tableau 9*, il est représenté la tension superficielle de plusieurs liquides :

Tableau 9 : Tension superficielle de différents liquides

Liquide	Eau (25°C)	Eau (100°C)	Glycérol (20°C)	Acétone (20°C)	Ethanol (20°C)	Mercure (20°C)
γ ($\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$)	72	58	63	24	22.3	436

A.1.2 La longueur capillaire

La forme sphérique adoptée par la surface de l'eau n'est possible qu'à petite échelle. A grande échelle si nous prenons l'exemple d'un verre d'eau, on constate que la forme de la surface est plane sauf aux bords où on a l'apparition des ménisques et dont la hauteur est de l'ordre de quelques millimètres. A grande échelle les effets de la gravité sont supérieurs à ceux de capillarité, contrairement à ce qui se passe à petite échelle. Pour bien définir la limite de dominances de ces deux forces, on définit la longueur capillaire qui est une dimension caractéristique d'un liquide sur laquelle les forces capillaires et gravitationnelles sont de même grandeur :

$$k^{-1} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho_L g}}$$

g est l'accélération gravitationnelle en $m.s^{-1}$. Pour l'eau dans l'air pris à $20^{\circ}C$, la longueur capillaire est de 2.7 mm. Autrement dit en dessous de cette valeur, les forces capillaires sont prédominantes et l'on peut négliger les forces gravitationnelles, cela correspond au cas où les dimensions du liquide sont inférieures à celles de l'eau dans l'air. Généralement, on utilise la microgravité ou on remplace l'air par un liquide non miscible de densité voisine afin d'observer ces phénomènes capillaires à grande échelle. La gravité est négligée en ce qui concerne l'étude avec une goutte car nous allons nous intéresser à des diamètres inférieurs à 2.7 mm contrairement à l'étude avec un puits.

A.1.3 Le mouillage ou contact à trois phases

Le mouillage est l'étude de l'étalement d'un liquide déposé sur un substrat solide. L'étalement du liquide donne lieu à une ligne de contact entre trois phases (le liquide, le substrat et le gaz autour du liquide) appelée ligne triple (*Figure 82*). Le contrôle de ce phénomène permet de rendre un mouillant un solide non mouillant et vice versa. Le mouillage joue un rôle important dans des nombreux domaines comme l'automobile (préparation des surfaces à peindre, traitement des pneus pour adhérer à une surface mouillée, traitement des vitres pour les rendre hydrophobes), l'industrie chimique, le cosmétique, santé (gonflement des poumons à la naissance, humidification de l'œil...).

Le liquide peut s'étaler différemment à la surface du substrat, soit il mouille totalement le substrat soit il le mouille partiellement. On distingue alors deux types de mouillage caractérisé par le paramètre d'étalement noté S (en J/m^2) qui mesure la différence entre l'énergie du substrat et l'énergie du système Substrat/Liquide par unité de surface :

$$S = E_{sec}^{substrat} - E_{mouillé}^{substrat}$$

Qui s'écrit en fonction des tensions de surfaces comme suit :

$$S = \gamma_{SG} - (\gamma_{SL} + \gamma_{LG}) \quad (90)$$

L'énergie du substrat sec correspond à la tension superficielle solide/gaz γ_{SG} , l'énergie du substrat mouillé correspond à la somme des tensions superficielles solide/liquide γ_{SL} et liquide/gaz γ_{LG} .

En fonction du paramètre S , on peut classer les types de mouillage comme suit :

- $S > 0$ soit $\gamma_{SG} > \gamma_{SL} + \gamma_{LG}$

C'est un mouillage total (*Figure 81*) pour lequel le liquide s'étale complètement sur le substrat. On obtient alors un film liquide qui résulte de la compétition entre les forces moléculaires et capillaires.

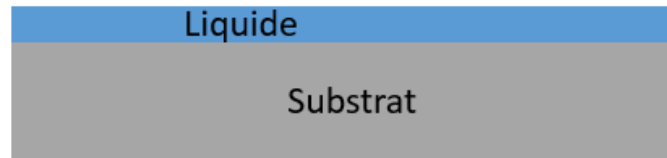


Figure 81 : Mouillage total

- $S < 0$ soit $\gamma_{SG} < \gamma_{SL} + \gamma_{LG}$ C'est un mouillage partiel, la goutte ne s'étale pas sur le substrat et forme une calotte sphérique en faisant un angle de contact θ_E avec la tangente à la goutte passant par le point triple (point de rencontre des trois phases) et la surface du substrat. Dans ce cas de figure on cherche à minimiser l'énergie à la surface solide/liquide. Nous distinguons ainsi deux cas par rapport à l'angle droit (*Figure 82*).

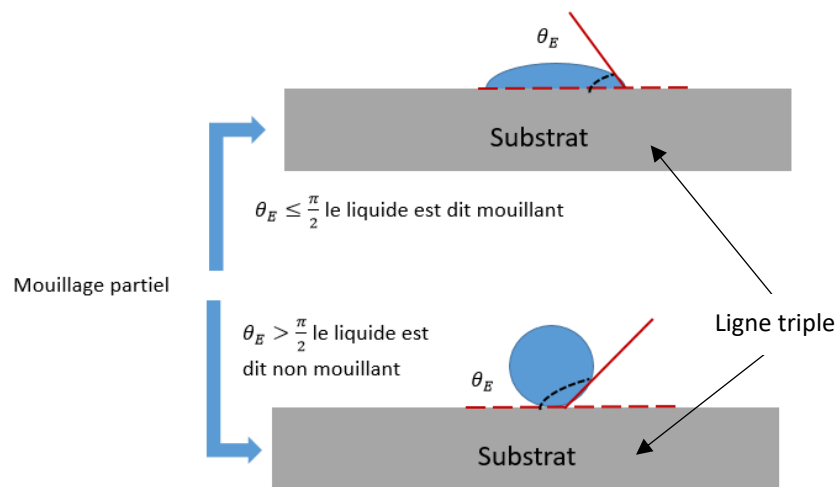


Figure 82 : les deux types de mouillage partiel

Dans le cas du ou le système est non mouillant, on parle de surface hydrophobe et pour le système mouillant de surface hydrophile.

A.1.4 Loi de Young-Dupré

Etant donné que l'on s'intéresse à des gouttes de quelques microlitres, la gravité n'est pas prise en compte car le rayon de la goutte est inférieur à la longueur capillaire. Dans le cas précis d'un mouillage partiel où le liquide est non mouillant, les forces de traction sur la ligne triple dues aux trois tensions superficielles s'équilibrent.

En écrivant l'équation d'équilibre en projection sur le plan du substrat on obtient la relation de Young Dupré :

$$\gamma_{LG} \cos \theta_E = \gamma_{SG} - \gamma_{SL} \quad (91)$$

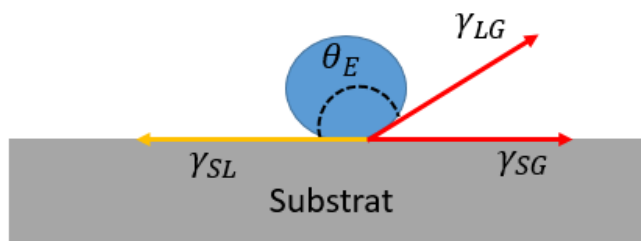


Figure 83 : goutte posée sur une surface hydrophobe avec une représentation des trois tensions superficielles au point triple

En exploitant les expressions (90) et (91), on a :

$$S = \gamma_{LG} (\cos \theta_E - 1) \quad (92)$$

L'expression (92) nous montre qu'il est possible de définir l'angle de contact statique si et seulement si le paramètre d'étalement est négatif. En réalité deux angles sont observés lors du déplacement de la goutte. Il s'agit de l'angle de contact et l'angle de recul (Figure 83).

A.1.5 Hystérésis de l'angle de contact

Lorsqu'une goutte est posée sur un substrat, si on incline légèrement la surface, on va constater l'apparition de deux angles différents de l'angle de contact en avant et à l'arrière de la goutte, correspondant aux angles d'avance et de recul (*Figure 84*) dont la différence est appelée hystérésis de l'angle de contact attribuée à des hétérogénéités de surface qui peuvent être chimique ou géométrique (défaut ou rugosité de surface). La détermination de ses angles de contact ne dispose pas encore de méthode analytique. Deux techniques sont principalement utilisées pour sa détermination expérimentale :

- L'ajout et le retrait d'un liquide dans la goutte avec une seringue ou une micropipette. L'angle d'avance est observé lors de l'ajout du liquide au moment où la ligne triple de contact commence à se déplacer et l'angle de recul durant le retrait du liquide.
- En posant la goutte sur une surface que l'on incline. Les angles d'avance et de recul sont observés lorsque la goutte commence à se déplacer

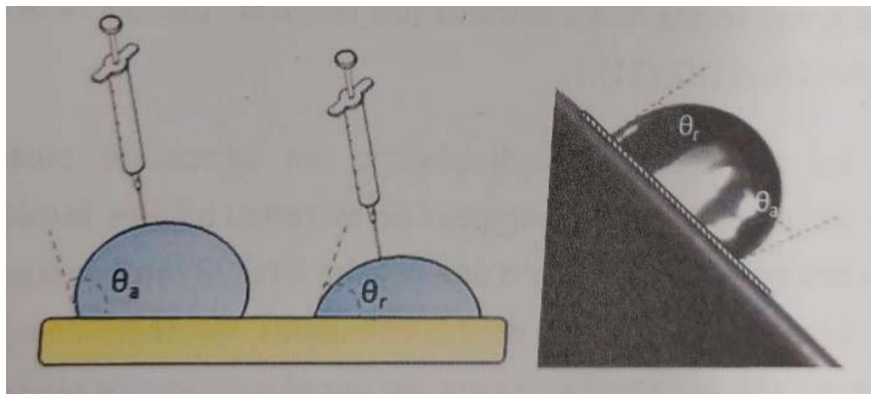


Figure 84 : représentations des deux techniques de mesure des angles de contact d'avancée et de recul. A gauche la méthode d'ajout et de retrait du liquide, à droite celle avec inclinaison du système[122]

L'hystérésis de l'angle de contact est un paramètre très important pour l'étude du déplacement de la goutte. L'équation suivante donne la force de glissement nécessaire pour déplacer une goutte sur une surface. Cette équation a été proposée par Furmidge et confirmé plus tard par Dussan et Chow [167], [168].

$$F_s = 2R\gamma_{LG}\sin\left(\frac{\theta_a + \theta_r}{2}\right)(\cos\theta_r - \cos\theta_a) \quad (93)$$

Ici R est le rayon de la goutte. Cette équation nous montre que la force de glissement dépend de l'hystérésis de l'angle de contact à travers le membre $(\cos\theta_r - \cos\theta_a)$. Pour déplacer facilement la goutte sur un substrat, il faut soit minimiser l'hystérésis de l'angle de contact ou admettre un peu d'hystérésis en contrôlant la rugosité de surface. En augmentant la rugosité d'un matériau hydrophobe, on arrive ainsi à réaliser des surfaces super hydrophobes. Sur ce type de surface on observe un angle de contact élevé supérieur à 150° permettant de réduire significativement la force de contact dans la plus part des cas [169], [170].

Dans sa thèse, Roux-Marchand [166] a montré que sans couche hydrophobe expérimentalement, l'angle de contact statique est 34° tandis que les angles d'avance et de recul sont respectivement de 53° et 20° (en utilisant la technique d'inclinaison du substrat). L'hystérésis de l'angle de contact est élevée ($53^\circ - 20^\circ = 33^\circ$) et il s'avère impossible de bouger une goutte avec les ondes de surfaces dans ce cas de figure.

En considérant une couche hydrophobe de silane il obtient un angle de contact statique de 93° ce qui permet d'avoir une goutte sous forme hémisphérique. L'hystérésis de l'angle de contact d'une goutte de $10\mu\text{L}$ mesurée par la technique d'inclinaison du substrat est de 12° (les angles d'avance et recul sont respectivement 102° et 90°). Le tableau suivant est un récapitulatif des valeurs qui nous intéressent pour la simulation sans couche hydrophobe et avec couche hydrophobe :

Tableau 10 : détermination de l'étalement et la force d'hystérésis pour une couche hydrophile et hydrophobe pour une goutte de $10\mu\text{L}$

Grandeurs Physiques	γ_{LG} (10^{-3} N.m^{-1})	R (m)	θ_E ($^\circ\text{C}$)	θ_a ($^\circ\text{C}$)	θ_r ($^\circ\text{C}$)	S (N.m^{-1})	F_s (N)
Valeurs sans couche hydrophobe	72	$1,34 \cdot 10^{-3}$	34	53	20	-0.01	$3,88 \cdot 10^{-5}$
Valeurs avec couche hydrophobe	72	$1,34 \cdot 10^{-3}$	93	102	90	-0.07	$3,99 \cdot 10^{-5}$

Le paramètre d'étalement de la couche hydrophile est 7 fois plus important que celui de la couche hydrophobe, tandis que les forces sont du même ordre de grandeur (*Tableau 10*). Le déplacement de la goutte n'est alors possible qu'en amoindrissant l'étalement de la goutte (lorsque la goutte adopte une forme hémisphérique).

A.2 Résultats de simulations sur la goutte

Pour les simulations, la prise en compte de la déformation des gouttes nécessite d'introduire une physique de suivi d'interface. Cependant la déformation n'a aucun impact sur les résultats. Ce qui nous permet de supposer que la forme des gouttes demeure sphérique.

Nous avons par la suite réalisé nos simulations sur la goutte afin de vérifier les études qui ont été réalisées et montrer que nos simulations peuvent être utiles au sein de l'équipe pour des travaux sur des gouttes. La *Figure 85* représente le profil d'évolution pour différentes puissances obtenues en simulation. Les vitesses sont de l'ordre du millimètre conformément à ce qui est observé dans la littérature et de plus à 630 mW nous obtenons une vitesse d'écoulement de 37,4 mm/s contre une valeur de 38 mm/s obtenue par Denis Beyssen [122] à la même puissance.

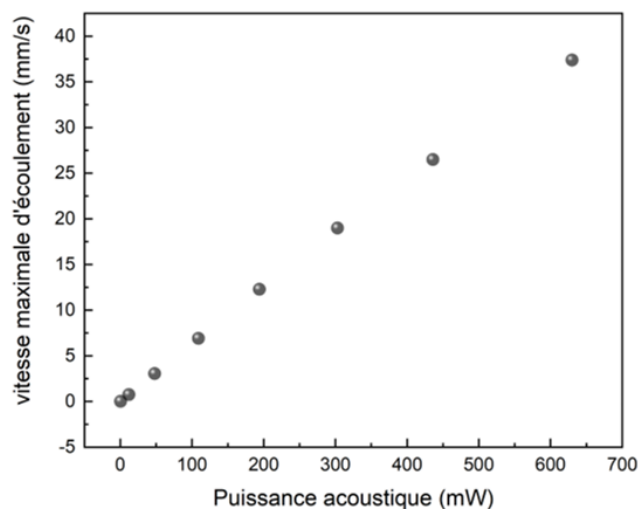


Figure 85 : Résultats de simulation sur une goutte de 1,34 mm de rayon pour différentes puissances

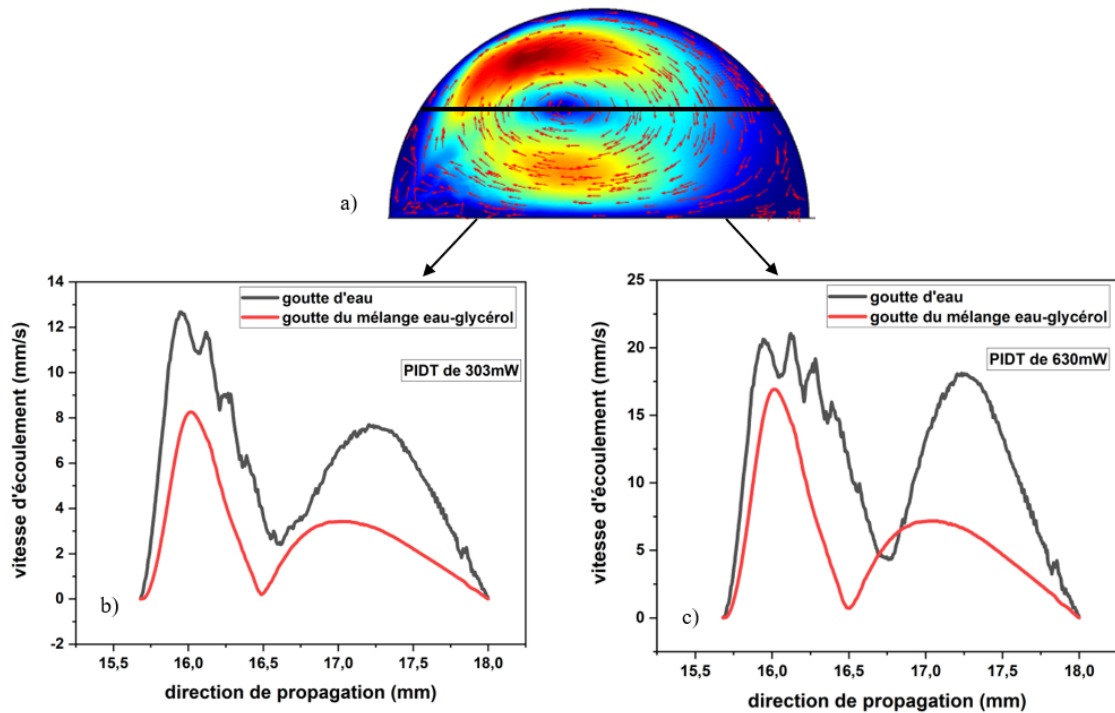


Figure 86 : Profil d'évolution de la vitesse de différents liquides pour une ligne de coupe à mi-hauteur de la goutte et pour des puissances de 330 mW et 630mW

Sur la Figure 86, il est représenté l'évolution du profil de la vitesse d'écoulement pour une goutte d'eau puis une goutte contenant un mélange eau-glycérol. Nous pouvons observer que pour le mélange eau-glycérol à puissance fixe, la vitesse d'écoulement est petite par rapport à celles de la goutte d'eau. Cette observation ne nous étonne point, car plus le mélange est dense, plus le milieu s'oppose au passage de l'onde de compression, ce qui engendre un écoulement lent [74], [122]. Une autre observation et qui est des plus évidentes est l'augmentation de la vitesse en fonction de l'augmentation de la puissance.

Les coefficients d'atténuation quant à eux sont des paramètres importants à prendre en compte lors de la conception et de l'optimisation des dispositifs en acoustofluidique. Ils peuvent avoir un impact significatif sur les performances et l'efficacité de la manipulation acoustique. Après le processus d'atténuation il s'en suit un mouvement du fluide suite au transport d'énergie l'« acoustic streaming ».

Table des figures

<i>Figure 1 : Principe d'interaction onde de Rayleigh/liquide</i>	4
<i>Figure 2 : Figures de Chladni [38]</i>	12
<i>Figure 3 : Tube de Kundt [40]</i>	12
<i>Figure 4 : Sens de circulation du flux moyen a) sur une plaque vibrante, b) dans le tube de Kundt</i>	16
<i>Figure 5 : Modèle classique du « streaming de Rayleigh-Schlichting » pour un puits micrométrique de hauteur h et de longueur égale à la moitié de la longueur d'onde [53] ...</i>	18
<i>Figure 6: Exemple de dispositif microfluidique à onde de volume (BAW) [43]</i>	21
<i>Figure 7: Principe de migration des cellules après apparition du champ acoustique dans un dispositif BAW [63]</i>	21
<i>Figure 8 : Principe de séparation en fonction de la taille des particules. Les particules arrivent à l'entrée et sont soumises à un champ acoustique stationnaire puis sont collectées dans différentes sorties [57].</i>	22
<i>Figure 9: Schéma de pince à flux acoustique induite par TBAW. (a) Vue 3D des particules piégées. (b) Distribution de la force de radiation acoustique de l'onde acoustique dans le liquide. (c) Mouvement des particules plus grosses le long de la partie interne du flux et des particules plus petites le long de la partie externe du flux [64].</i>	23
<i>Figure 10: Propagation d'un TSAW généré par un peigne interdigité déposé sur un substrat piézoélectrique [1]</i>	24
<i>Figure 11 : Propagation d'une onde SAW de type Rayleigh, atténuation à l'interface piézoélectrique/liquide et génération de l'onde de compression dans le liquide suivant l'angle de Snell-Descartes acoustique [71].</i>	25
<i>Figure 12 : Différentes configuration d'électrodes pour l'étude de l'amélioration du mélange en acoustofluidique, a) électrodes « classiques » parallèles , b) électrodes focalisées [72] ...</i>	26
<i>Figure 13: Dispositif microfluidique piloté par Rayleigh-SAW. Trois gouttelettes d'environ 100 nl chacune sont déplacées de manière « télécommandée » et indépendante. (a) à (d) on visualise le mouvement et les "réactions chimiques" se produisant lorsque les gouttelettes sont fusionnées et mélangées par l'action de l'onde de surface [73].</i>	27
<i>Figure 14: Dispositif microfluidique pour trier des gouttelettes [74]</i>	27
<i>Figure 15: Dispositif de génération d'ondes stationnaires</i>	28
<i>Figure 16: Schéma du mécanisme de séparation des particules [75].</i>	29

<i>Figure 17 : Illustration schématique et image du dispositif SSAW à angle incliné à haut débit pour la séparation des cellules cancéreuses. (A) Illustration de la séparation cellulaire. (B) Schéma du mécanisme de travail derrière la séparation cellulaire. (C) Image réelle du dispositif de séparation cellulaire SSAW à angle incliné. L'encre bleue a été utilisée pour aider à visualiser le canal microfluidique [76].</i>	30
<i>Figure 18 : Dispositif de tests de l'adhésion cellulaire constitué d'un actionneur à onde de surface SAW et d'une chambre en PDMS. Le flux de fluide est dirigé vers les cellules osseuses sous un angle de 22° [78].</i>	32
<i>Figure 19: Dessin technique du montage expérimental. A gauche : vue disloquée de tous les principaux constituants avec (a) une lamelle, (b) un insert de culture, (c) une chambre PDMS et (d) un porte-échantillon avec puce SAW. A droite : vue de dessus affichant le positionnement de l'insert de culture par rapport à l'IDT. La figure agrandie décrit la zone traitée dans le trajet sonore « ouverture » (rouge) et les repères internes (vert et bleu) [79].</i>	33
<i>Figure 20: Dispositif expérimental avec des cellules THP-1 (2 millions de cellules/ml) mises en mouvement par une pompe à rouleaux à travers des tubes en PVC avec une contrainte de cisaillement moyenne de 2,1 Pa (21 dynes/cm²). La majorité du tube a été conservée dans un bain-marie qui maintenait la température à 30°C. Les cellules ont été réchauffées à 37°C pour récupération [81].</i>	35
<i>Figure 21: Dispositif expérimental du tubule proximal linéaire du rein.[83].</i>	36
<i>Figure 22 : Trajectoires de particules de tailles différentes dans un même canal. (a) Position initiale des 144 billes. Les 5 autres figures représentent les trajectoires au bout de 10 s dans un champ acoustique stationnaire de particules de diamètre allant de 0,5 µm à 5 µm. La couleur représente la vitesse instantanée de chaque bille, allant de 0 µm/s en bleu foncé à 44 µm/s en rouge foncé [53].</i>	38
<i>Figure 23: Configuration pour la mesure 3D et la simulation du mouvement de fluide entraîné par SAW. (a) Croquis du dispositif microfluidique. (b) Vue latérale sur le microcanal montrant les mécanismes principaux de la propagation des ondes acoustiques et du mouvement de fluide induit à l'intérieur de la paroi du canal et du canal. (c) Mesure du profil d'amplitude SAW au niveau de l'IDT et à côté de la paroi latérale interne du microcanal. [17]</i>	39
<i>Figure 24 : Maille hexagonale composée d'atomes de silicium et d'atomes d'oxygène avant (a) et après (b) une contrainte mécanique</i>	44
<i>Figure 25 : Illustration du déplacement des particules d'onde : (a) et (b) ondes de volumes ; (c) et (d) ondes de surfaces [111]</i>	51

<i>Figure 26 : (a) actionneur piézoélectrique, composé d'un transducteur et d'un substrat piézoélectrique ; (b) coupe transversale d'une partie de l'IDT [112]</i>	<i>53</i>
<i>Figure 27 : Transducteur bidirectionnel.....</i>	<i>56</i>
<i>Figure 28 : Transducteur unidirectionnel.....</i>	<i>57</i>
<i>Figure 29 : déformation d'un solide</i>	<i>58</i>
<i>Figure 30 : schémas de l'interaction entre une onde de Rayleigh et un liquide.....</i>	<i>65</i>
<i>Figure 31 : Flux d'énergie appliqué à un élément de surface du liquide</i>	<i>66</i>
<i>Figure 32 : Etapes de fabrication des IDTs par lithographie.....</i>	<i>83</i>
<i>Figure 33 : Principe de la pulvérisation cathodique [141]</i>	<i>85</i>
<i>Figure 34 : Bâti de pulvérisation cathodique magnétron DP650 (Alliance Concept) : (a) Vue d'ensemble (b) Intérieur de l'enceinte contenant les 6 cibles (c) Intérieur du sas de transfert</i>	<i>86</i>
<i>Figure 35 : Spin coater utilisé pour l'enrésinement</i>	<i>87</i>
<i>Figure 36 : Aligneur MJB4</i>	<i>88</i>
<i>Figure 37 : Equipement IBE utilisé pour la gravure</i>	<i>89</i>
<i>Figure 38: Dispositif obtenu après retrait de la résine.</i>	<i>90</i>
<i>Figure 39 : Substrat collé sur un port-substrat et chauffé sur une plaque à 106°C afin d'éviter les chocs thermiques par application de la colle en bâtonnet</i>	<i>91</i>
<i>Figure 40 : Machine à découper à disque résinoïde utilisée</i>	<i>91</i>
<i>Figure 41 : Sondes de 20 MHz et 40 MHz obtenues après découpe et nettoyage. Elles ont une longueur de 3 cm et une largeur de 1 cm. Les électrodes sont au nombre de 100 sur chaque dispositif et sont constituées de Cr (10 nm) /Au (200nm). Les 2 gros plots métalliques seront utilisés pour faire une connexion ou wire bonding</i>	<i>92</i>
<i>Figure 42 : Banc de caractérisations sous pointes des dispositifs SAW dans l'équipe Micro et Nanosystèmes de l'IJL.....</i>	<i>93</i>
<i>Figure 43 : Profil du module de l'admittance permettant de déterminer les fréquences de résonance f_r et d'antirésonance f_a.....</i>	<i>94</i>
<i>Figure 44 : Profil du S_{11} obtenu sur les deux sondes fabriquées en salle blanche</i>	<i>95</i>
<i>Figure 45 : Dispositif expérimental classique utilisé pour définir la trajectoire et la vitesse des particules dans un écoulement induit par des ondes acoustiques.....</i>	<i>99</i>

<i>Figure 46 : Dispositif expérimental pour la capture d'image de la Pseudo-PIV, la partie électrique composée du générateur du signal (GS), de l'amplificateur, du coupleur et du puissance-mètre permet d'appliquer différentes puissances acoustiques au liquide présent dans le puits.</i>	101
<i>Figure 47 : Sens de l'écoulement après stimulation par onde de Rayleigh, a) Stimulation avec une sonde de 40 MHz, b) Stimulation avec une sonde de 20 MHz</i>	102
<i>Figure 48 : Représentation des différentes zones de déplacement des particules dans le liquide, en 1 les particules sont dans le faisceau acoustique direct et accélèrent jusqu'en 2, avant de retrouver une allure constante en 3, et décélérer en 4, puis reprendre de l'allure en 5.</i>	102
<i>Figure 49 : Vitesses maximales obtenues pour une sonde de 20 MHz, pour différentes puissances avec la méthode de Pseudo-PIV avec une erreur de 20%</i>	103
<i>Figure 50 : Vitesses maximales obtenues pour une sonde de 40 MHz pour différentes puissances avec la méthode de Pseudo-PIV avec une erreur de 20%</i>	103
<i>Figure 51 : Montage expérimental de l'échauffement du liquide.....</i>	105
<i>Figure 52 : Profil d'évolution de l'échauffement pour différentes puissances acoustiques (20, 24, 27 et 30 dBm) et des volumes de 500 μL et 700 μL avec une sonde de 40 MHz</i>	108
<i>Figure 53 : Comparaison des augmentations maximales des températures pour différentes puissances pour des sondes de 20 MHz et 40 MHz en considérant un volume de 700 μL. ...</i>	109
<i>Figure 54: Interface du logiciel COMSOL</i>	116
<i>Figure 55 : Représentation du modèle de simulation en puits.....</i>	117
<i>Figure 56 : Impact du maillage sur la forme de la géométrie a) maillage grossier ; b) maillage fin.....</i>	118
<i>Figure 57: Configuration des potentiels électriques positifs et négatifs, en noir ce sont les PMLs.</i>	119
<i>Figure 58 : Qualité du maillage du substrat.....</i>	120
<i>Figure 59 : Conditions limites pour la génération du streaming, en orange une condition de non glissement est appliquée sur tous les contours du liquide</i>	122
<i>Figure 60 : Condition limites pour l'échauffement.....</i>	124
<i>Figure 61 : comparaison du résultat de la valeur de l'amplitude expérimentale issue de l'article de Greco [77] et nos résultats de simulation pour une sonde de 50 MHz.</i>	126
<i>Figure 62 : Formation du vortex, a) résultat expérimental ; b) résultat de simulation.....</i>	127
<i>Figure 63: Comparaison des vitesses des particules entre expérience et simulation, a) pour une sonde de 20 MHz ; b) pour une sonde de 40 MHz</i>	128

<i>Figure 64 : Illustration de la stimulation des cellules adhérentes.....</i>	129
<i>Figure 65 : Résultats de simulation sur des cellules adhérentes pour des hauteurs de 4mm à 10 mm : a) contraintes de cisaillement obtenues à une fréquence de 40 MHz et différentes puissances, b) écoulement au sein du liquide</i>	130
<i>Figure 66 : Contraintes de cisaillement maximales pour des cellules adhérentes à différentes hauteurs et puissances, obtenus pour une sonde de 20 MHz.....</i>	132
<i>Figure 67 : Vitesses numériques en fonction de la hauteur du puits après stimulation avec une sonde de 20 MHz, a) vitesses maximales des particules de polystyrènes b) différence entre la vitesse de particules et la vitesse de l'écoulement</i>	134
<i>Figure 68 : Formes du streaming pour une sonde de 20 MHz à 23 dBm pour différentes hauteurs du liquide.....</i>	135
<i>Figure 69 : Formes du streaming pour une sonde de 20 MHz à 28.55 dBm pour différentes hauteurs du liquide.....</i>	135
<i>Figure 70 : Régions de l'écoulement pour lesquelles les vitesses sont supérieures à 1 mm/s (sans unité) pour une sonde de 20 MHz à une puissance de 20 dBm</i>	136
<i>Figure 71 : surface d'écoulement en pourcentage des zones de vitesses supérieur à 1 mm/s pour une sonde de 20 MHz à une puissance de 20 dBm.....</i>	137
<i>Figure 72 : profil de l'échauffement du liquide après stimulation par onde acoustique de surface : a) profil obtenu après stimulation en considérant une couche d'air, b) profil de stimulation sans couche d'air, c) profil expérimental obtenu par caméra à infrarouge</i>	139
<i>Figure 73 : Comparaison entre simulation et expérience de la température maximale dans le puits après stimulation avec une sonde de 40 MHz, la hauteur du liquide est de 8,92 mm correspondant à un volume de 700 μl.....</i>	140
<i>Figure 74 : Simulations obtenues avec une sonde de 40 MHz à une puissance de 24 dBm. La largeur du liquide est fixée à 7 mm. Les figures a), b) et c) représentent les profils de l'échauffement respectivement pour des hauteurs du liquide de 5 mm, 7 mm et 9 mm</i>	141
<i>Figure 75 : Résultats de simulation de la stimulation en 3D du modèle réduit pour différentes puissances pour des hauteurs de 5mm, 7mm et 9 mm.....</i>	142
<i>Figure 76 : Modèle 3D étudié, a) schéma du modèle étudié comprenant une portion du puits de 1 mm de rayon, la sonde a une longueur de 1 cm, b) maillage appliqué sur le modèle</i>	143
<i>Figure 77 : Simulation 3D de la génération de l'onde sur le modèle réduit</i>	144

<i>Figure 78 : Résultats de simulation en 3D pour la stimulation dans la portion d'un puits de 1mm de rayon avec une sonde de 10MHz, a) profil de l'écoulement ; b) profil de l'échauffement</i>	144
<i>Figure 79 : Résultat 3D de l'écoulement au sein du liquide par application de la force</i>	145
<i>Figure 80 : Molécule à l'interfce de deux milieux et molécule dans le volume du milieu 2.</i>	151
<i>Figure 81 : Mouillage total</i>	154
<i>Figure 82 : les deux types de mouillage partiel</i>	154
<i>Figure 83 : goutte posée sur une surface hydrophobe avec une représentation des trois tensions superficielles au point triple</i>	155
<i>Figure 84 : représentations des deux techniques de mesure des angles de contact d'avancée et de recul. A gauche la méthode d'ajout et de retrait du liquide, à droite celle avec inclinaison du système[122]</i>	156
<i>Figure 85 : Résultats de simulation sur une goutte de 1,34 mm de rayon pour différentes puissances</i>	158
<i>Figure 86 : Profil d'évolution de la vitesse de différents liquides pour une ligne de coupe à mi-hauteur de la goutte et pour des puissances de 330 mW et 630mW</i>	159

Liste des tableaux

<i>Tableau 1 : Propriétés des matériaux piézoélectriques les plus utilisés.....</i>	<i>47</i>
<i>Tableau 2 : Nombre de particules par mètre cube en taille micrométrique</i>	<i>84</i>
<i>Tableau 3 : Configuration des paramètres d'enrésinement.....</i>	<i>87</i>
<i>Tableau 4 : Correspondance entre puissance électrique exprimée en mW et en dBm</i>	<i>101</i>
<i>Tableau 5 : Dimensions de la géométrie du modèle 2D</i>	<i>117</i>
<i>Tableau 6 : Propriétés physiques de l'eau contenu dans le puits</i>	<i>121</i>
<i>Tableau 7 : Propriétés physiques des particules de polystyrène</i>	<i>123</i>
<i>Tableau 8 : Propriétés thermo-physiques de l'eau pour une température initiale de 298.15 K</i>	<i>125</i>
<i>Tableau 9 : Tension superficielle de différents liquides</i>	<i>152</i>
<i>Tableau 10 : détermination de l'étalement et la force d'hystérésis pour une couche hydrophile et hydrophobe pour une goutte de 10μL</i>	<i>157</i>

Références bibliographiques

- [1] X. Ding *et al.*, « Surface acoustic wave microfluidics », *Lab. Chip*, vol. 13, n° 18, p. 3626, 2013, doi: 10.1039/c3lc50361e.
- [2] « La microfluidique ou l’art de manipuler des petits volumes de liquides », *CLEFS CEA*, p. 12, 2005.
- [3] « La microfluidique et les puces microfluidiques », Elveflow. Consulté le: 11 mai 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.elveflow.com/archives-fr/histoire-de-la-microfluidique-et-des-puces-microfluidiques/>
- [4] C. Monat, P. Domachuk, et B. J. Eggleton, « Integrated optofluidics: A new river of light », *Nat. Photonics*, vol. 1, n° 2, Art. n° 2, févr. 2007, doi: 10.1038/nphoton.2006.96.
- [5] C. Monat *et al.*, « Optofluidics: a novel generation of reconfigurable and adaptive compact architectures », *Microfluid. Nanofluidics*, vol. 4, n° 1, p. 81-95, janv. 2008, doi: 10.1007/s10404-007-0222-z.
- [6] T. M. Squires et S. R. Quake, « Microfluidics: Fluid physics at the nanoliter scale », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 77, n° 3, p. 977-1026, oct. 2005, doi: 10.1103/RevModPhys.77.977.
- [7] X. Chen, Bayanheshig, Q. Jiao, X. Tan, et W. Wang, « Numerical simulation of ultrasonic enhancement by acoustic streaming and thermal effect on mass transfer through a new computation model », *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 171, p. 121074, juin 2021, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121074.
- [8] J. Friend et L. Y. Yeo, « Microscale acoustofluidics: Microfluidics driven via acoustics and ultrasonics », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 83, n° 2, Art. n° 2, juin 2011, doi: 10.1103/RevModPhys.83.647.
- [9] J. Bonhomme, « Structures phononiques à ondes de Love pour la biodétection ».
- [10] P. A. Segura Chávez *et al.*, « Love Wave Sensor with High Penetration Depth for Potential Application in Cell Monitoring », *Biosensors*, vol. 12, n° 2, Art. n° 2, févr. 2022, doi: 10.3390/bios12020061.
- [11] J. Wu, « Acoustic Streaming and Its Applications », *Fluids*, vol. 3, n° 4, p. 108, déc. 2018, doi: 10.3390/fluids3040108.
- [12] N. Wesley Le Mars, « Acoustic Streaming », 1965.
- [13] C. Eckart, « Vortices and Streams Caused by Sound Waves », *Phys. Rev.*, vol. 73, n° 1, p. 68-76, janv. 1948, doi: 10.1103/PhysRev.73.68.
- [14] P. B. Muller, R. Barnkob, M. J. H. Jensen, et H. Bruus, « A numerical study of microparticle acoustophoresis driven by acoustic radiation forces and streaming-induced drag forces », *Lab. Chip*, vol. 12, n° 22, Art. n° 22, 2012, doi: 10.1039/c2lc40612h.
- [15] P. B. Muller et H. Bruus, « Numerical study of thermoviscous effects in ultrasound-induced acoustic streaming in microchannels », *Phys. Rev. E*, vol. 90, n° 4, p. 043016, oct. 2014, doi: 10.1103/PhysRevE.90.043016.
- [16] R. Barnkob, P. Augustsson, T. Laurell, et H. Bruus, « Measuring the local pressure amplitude in microchannel acoustophoresis », *Lab. Chip*, vol. 10, n° 5, p. 563-570, mars 2010, doi: 10.1039/B920376A.

- [17] F. Kiebert *et al.*, « 3D measurement and simulation of surface acoustic wave driven fluid motion: a comparison », *Lab. Chip*, vol. 17, n° 12, p. 2104-2114, 2017, doi: 10.1039/C7LC00184C.
- [18] S. Toru, « Réalisation d'une pince acoustofluidique pour la manipulation de bioparticules », Université de Lyon, 2014.
- [19] M. C. Dejous *et al.*, « Système microfluidique à onde élastique de surface : Vers la duplication d'ADN par PCR ».
- [20] R. Guay-Lord, « CONCEPTION D'UN DISPOSITIF MICROFLUIDIQUE PERMETTANT L'ANALYSE HISTOPATHOLOGIQUE À HAUT RENDEMENT DE LA RÉPONSE THÉRAPEUTIQUE DES TUMEURS SOLIDES ».
- [21] V. Gubala, L. F. Harris, A. J. Ricco, M. X. Tan, et D. E. Williams, « Point of Care Diagnostics: Status and Future », *Anal. Chem.*, vol. 84, n° 2, p. 487-515, janv. 2012, doi: 10.1021/ac2030199.
- [22] N. Khalid, I. Kobayashi, et M. Nakajima, « Recent lab-on-chip developments for novel drug discovery », *WIREs Syst. Biol. Med.*, vol. 9, n° 4, p. e1381, 2017, doi: 10.1002/wsbm.1381.
- [23] J. Fu, H. Qiu, et C. S. Tan, « Microfluidic Liver-on-a-Chip for Preclinical Drug Discovery », *Pharmaceutics*, vol. 15, n° 4, Art. n° 4, avr. 2023, doi: 10.3390/pharmaceutics15041300.
- [24] Y.-F. Su *et al.*, « Current Insights into Oral Cancer Diagnostics », *Diagnostics*, vol. 11, n° 7, Art. n° 7, juill. 2021, doi: 10.3390/diagnostics11071287.
- [25] J. Wu, M. Dong, S. Santos, C. Rigatto, Y. Liu, et F. Lin, « Lab-on-a-Chip Platforms for Detection of Cardiovascular Disease and Cancer Biomarkers », *Sensors*, vol. 17, n° 12, Art. n° 12, déc. 2017, doi: 10.3390/s17122934.
- [26] B. C. Dhar et N. Y. Lee, « Lab-on-a-Chip Technology for Environmental Monitoring of Microorganisms », *BioChip J.*, vol. 12, n° 3, p. 173-183, sept. 2018, doi: 10.1007/s13206-018-2301-5.
- [27] R. Pol, F. Céspedes, D. Gabriel, et M. Baeza, « Microfluidic lab-on-a-chip platforms for environmental monitoring », *TrAC Trends Anal. Chem.*, vol. 95, p. 62-68, oct. 2017, doi: 10.1016/j.trac.2017.08.001.
- [28] M. S. Draz, D. Dupouy, et M. A. M. Gijs, « Acoustofluidic large-scale mixing for enhanced microfluidic immunostaining for tissue diagnostics », *Lab. Chip*, p. 10.1039.D3LC00312D, 2023, doi: 10.1039/D3LC00312D.
- [29] Z. Chen *et al.*, « Sharp-edge acoustic microfluidics: Principles, structures, and applications », *Appl. Mater. Today*, vol. 25, p. 101239, déc. 2021, doi: 10.1016/j.apmt.2021.101239.
- [30] P. Zhang, H. Bachman, A. Ozcelik, et T. J. Huang, « Acoustic Microfluidics », *Annu. Rev. Anal. Chem.*, vol. 13, n° 1, p. 17-43, 2020, doi: 10.1146/annurev-anchem-090919-102205.
- [31] M. Wiklund, R. Green, et M. Ohlin, « Acoustofluidics 14: Applications of acoustic streaming in microfluidic devices », *Lab. Chip*, vol. 12, p. 2438-51, juin 2012, doi: 10.1039/c2lc40203c.

- [32] Y. Q. Fu *et al.*, « Advances in piezoelectric thin films for acoustic biosensors, acoustofluidics and lab-on-chip applications », *Prog. Mater. Sci.*, vol. 89, p. 31-91, août 2017, doi: 10.1016/j.pmatsci.2017.04.006.
- [33] D. FORESTI et D. Poulikakos, « Acoustophoretic contactless transport and handling of matter in air », WO2014029505A1, 27 février 2014 Consulté le: 28 février 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://patents.google.com/patent/WO2014029505A1/en>
- [34] S. Marefati, M. Ghassemi, et V. Ghazizadeh, « Investigation of effective parameters on streaming-induced acoustophoretic particle manipulation in a microchannel via three-dimensional numerical simulation », *Phys. Fluids*, vol. 34, n° 1, p. 012008, janv. 2022, doi: 10.1063/5.0077392.
- [35] M. Settnes et H. Bruus, « Forces acting on a small particle in an acoustical field in a viscous fluid », *Phys. Rev. E*, vol. 85, n° 1, p. 016327, janv. 2012, doi: 10.1103/PhysRevE.85.016327.
- [36] E. F. F. Chladni, *Entdeckungen über die Theorie des Klanges*. Zentralantiquariat der DDR, 1787.
- [37] M. Faraday, « XVII. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces », *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 121, p. 299-340, janv. 1997, doi: 10.1098/rstl.1831.0018.
- [38] « Figure de Chladni », *Wikipédia*. 19 février 2023. Consulté le: 9 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: https://fr.wikipedia.org/w/index.php?title=Figure_de_Chladni&oldid=201538035
- [39] « I. On the circulation of air observed in Kundt's tubes, and on some allied acoustical problems », *Philos. Trans. R. Soc. Lond.*, vol. 175, p. 1-21, déc. 1884, doi: 10.1098/rstl.1884.0002.
- [40] « Kundt's tube for measuring the velocity of sound | Science Museum Group Collection ». Consulté le: 9 mai 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://collection.sciencemuseumgroup.org.uk/objects/co6000/kundts-tube-for-measuring-the-velocity-of-sound-tube>
- [41] R. W. Boyle et J. F. Lehmann, « Diffractive reflection and scattering of ultrasonic waves. their influence on torsion-pendulum measurements of sound intensity », *Can. J. Res.*, vol. 3, n° 6, p. 491-509, déc. 1930, doi: 10.1139/cjr30-075.
- [42] L. V. King, « On the acoustic radiation pressure on spheres », *Proc. R. Soc. Lond. Ser. - Math. Phys. Sci.*, vol. 147, n° 861, p. 212-240, janv. 1997, doi: 10.1098/rspa.1934.0215.
- [43] P. Augustsson, J. Persson, S. Ekström, M. Ohlin, et T. Laurell, « Decomplexing biofluids using microchip based acoustophoresis », *Lab. Chip*, vol. 9, n° 6, p. 810-818, mars 2009, doi: 10.1039/B811027A.
- [44] K. Yosioka et Y. Kawasima, « Acoustic radiation pressure on a compressible sphere », *Acta Acust. United Acust.*, vol. 5, n° 3, p. 167-173, 1955.
- [45] G. L. P, « On the Forces Acting on a Small Particle in an Acoustical Field in an Ideal Fluid », *Sov Phys-Dokl.*, vol. 6, p. 773-775, 1962.
- [46] S. D. Danilov, « Average force acting on a small sphere in a traveling-wave field in a viscous fluid », *Akust. Zhurnal*, vol. 31, p. 45-49, févr. 1985.

- [47] S. D. Danilov, « The mean force acting on a small body in an axisymmetric sound field in a real medium », *Fluid Dyn.*, vol. 21, n° 5, p. 812-820, sept. 1986, doi: 10.1007/BF01050907.
- [48] J. T. Karlsen et H. Bruus, « Forces acting on a small particle in an acoustical field in a thermoviscous fluid », *Phys. Rev. E*, vol. 92, n° 4, p. 043010, oct. 2015, doi: 10.1103/PhysRevE.92.043010.
- [49] M. Lanoy, C. Derec, A. Tourin, et V. Leroy, « Manipulating bubbles with secondary Bjerknes forces », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 21, p. 214101, nov. 2015, doi: 10.1063/1.4936259.
- [50] A. A. Doinikov, « Acoustic radiation interparticle forces in a compressible fluid », *J. Fluid Mech.*, vol. 444, p. 1-21, oct. 2001, doi: 10.1017/S0022112001005055.
- [51] W. L. M. Nyborg, « 11 - Acoustic Streaming », in *Physical Acoustics*, vol. 2, W. P. Mason, Éd., in *Properties of Polymers and Nonlinear Acoustics*, vol. 2. , Academic Press, 1965, p. 265-331. doi: 10.1016/B978-0-12-395662-0.50015-1.
- [52] S. Boluriaan et P. J. Morris, « Acoustic Streaming: From Rayleigh to Today », *Int. J. Aeroacoustics*, vol. 2, n° 3, p. 255-292, juill. 2003, doi: 10.1260/147547203322986142.
- [53] P. B. Muller, R. Barnkob, M. J. H. Jensen, et H. Bruus, « A numerical study of microparticle acoustophoresis driven by acoustic radiation forces and streaming-induced drag forces », *Lab. Chip*, vol. 12, n° 22, Art. n° 22, 2012, doi: 10.1039/c2lc40612h.
- [54] K. Matsuda, T. Kamakura, et M. Maezawa, « Local Control of Eckart Streaming Near Focus of Concave Ultrasound Source with Two Coaxially Arranged Transducers », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 45, n° 5S, p. 4448, mai 2006, doi: 10.1143/JJAP.45.4448.
- [55] K. Kolesnik *et al.*, « Periodic Rayleigh streaming vortices and Eckart flow arising from traveling-wave-based diffractive acoustic fields », *Phys. Rev. E*, vol. 104, n° 4, p. 045104, oct. 2021, doi: 10.1103/PhysRevE.104.045104.
- [56] M. Evander *et al.*, « Noninvasive Acoustic Cell Trapping in a Microfluidic Perfusion System for Online Bioassays », *Anal. Chem.*, vol. 79, n° 7, p. 2984-2991, avr. 2007, doi: 10.1021/ac061576v.
- [57] F. Petersson, A. Nilsson, C. Holm, H. Jönsson, et T. Laurell, « Continuous separation of lipid particles from erythrocytes by means of laminar flow and acoustic standing wave forces », *Lab. Chip*, vol. 5, n° 1, p. 20-22, 2005, doi: 10.1039/B405748C.
- [58] B. Hammarström, T. Laurell, et J. Nilsson, « Seed particle-enabled acoustic trapping of bacteria and nanoparticles in continuous flow systems », *Lab. Chip*, vol. 12, n° 21, p. 4296-4304, 2012, doi: 10.1039/C2LC40697G.
- [59] X. Ding, J. Shi, S.-C. S. Lin, S. Yazdi, B. Kiraly, et T. J. Huang, « Tunable patterning of microparticles and cells using standing surface acoustic waves », *Lab. Chip*, vol. 12, n° 14, p. 2491-2497, juin 2012, doi: 10.1039/C2LC21021E.
- [60] H. M. Hertz, « Standing-wave acoustic trap for nonintrusive positioning of microparticles », *J. Appl. Phys.*, vol. 78, n° 8, p. 4845-4849, oct. 1995, doi: 10.1063/1.359770.
- [61] O. Manneberg, J. Svennebring, H. M. Hertz, et M. Wiklund, « Wedge transducer design for two-dimensional ultrasonic manipulation in a microfluidic chip », *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 18, n° 9, p. 095025, août 2008, doi: 10.1088/0960-1317/18/9/095025.

- [62] A. Lenshof *et al.*, « Acoustic Whole Blood Plasmapheresis Chip for Prostate Specific Antigen Microarray Diagnostics », *Anal. Chem.*, vol. 81, n° 15, p. 6030-6037, août 2009, doi: 10.1021/ac9013572.
- [63] T. Laurell, F. Petersson, et A. Nilsson, « Chip integrated strategies for acoustic separation and manipulation of cells and particles », *Chem. Soc. Rev.*, vol. 36, n° 3, p. 492-506, févr. 2007, doi: 10.1039/B601326K.
- [64] H. Wu *et al.*, « Manipulations of micro/nanoparticles using gigahertz acoustic streaming tweezers », *Nanotechnol. Precis. Eng.*, vol. 5, n° 2, p. 023001, juin 2022, doi: 10.1063/10.0009954.
- [65] X. Xuan, J. Zhu, et C. Church, « Particle focusing in microfluidic devices », *Microfluid. Nanofluidics*, vol. 9, n° 1, p. 1-16, juill. 2010, doi: 10.1007/s10404-010-0602-7.
- [66] Y. Ai, C. K. Sanders, et B. L. Marrone, « Separation of Escherichia coli Bacteria from Peripheral Blood Mononuclear Cells Using Standing Surface Acoustic Waves », *Anal. Chem.*, vol. 85, n° 19, p. 9126-9134, oct. 2013, doi: 10.1021/ac4017715.
- [67] R. Guldiken, M. C. Jo, N. D. Gallant, U. Demirci, et J. Zhe, « Sheathless Size-Based Acoustic Particle Separation », *Sensors*, vol. 12, n° 1, Art. n° 1, janv. 2012, doi: 10.3390/s120100905.
- [68] M. K. Tan, L. Y. Yeo, et J. R. Friend, « Unique flow transitions and particle collection switching phenomena in a microchannel induced by surface acoustic waves », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, n° 23, p. 234106, déc. 2010, doi: 10.1063/1.3524511.
- [69] C. Devendran, I. Gralinski, et A. Neild, « Separation of particles using acoustic streaming and radiation forces in an open microfluidic channel », *Microfluid. Nanofluidics*, vol. 17, n° 5, p. 879-890, nov. 2014, doi: 10.1007/s10404-014-1380-4.
- [70] L. Y. Yeo et J. R. Friend, « Surface Acoustic Wave Microfluidics », *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 46, n° 1, p. 379-406, 2014, doi: 10.1146/annurev-fluid-010313-141418.
- [71] A. Renaudin, V. Chabot, E. Grondin, V. Aimez, et P. G. Charette, « Integrated active mixing and biosensing using surface acoustic waves (SAW) and surface plasmon resonance (SPR) on a common substrate », *Lab. Chip*, vol. 10, n° 1, p. 111-115, 2010, doi: 10.1039/B911953A.
- [72] T.-D. Luong, V.-N. Phan, et N.-T. Nguyen, « High-throughput micromixers based on acoustic streaming induced by surface acoustic wave », *Microfluid. Nanofluidics*, vol. 10, n° 3, p. 619-625, mars 2011, doi: 10.1007/s10404-010-0694-0.
- [73] A. Wixforth, « Acoustically driven planar microfluidics », *Superlattices Microstruct.*, vol. 33, n° 5, p. 389-396, mai 2003, doi: 10.1016/j.spmi.2004.02.015.
- [74] T. Franke, A. R. Abate, D. A. Weitz, et A. Wixforth, « Surface acoustic wave (SAW) directed droplet flow in microfluidics for PDMS devices », *Lab. Chip*, vol. 9, n° 18, p. 2625-2627, sept. 2009, doi: 10.1039/B906819H.
- [75] J. Shi, H. Huang, Z. Stratton, Y. Huang, et T. J. Huang, « Continuous particle separation in a microfluidic channel via standing surface acoustic waves (SSAW) », *Lab. Chip*, vol. 9, n° 23, p. 3354-3359, déc. 2009, doi: 10.1039/B915113C.
- [76] P. Li *et al.*, « Acoustic separation of circulating tumor cells », *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 112, n° 16, p. 4970-4975, avr. 2015.

- [77] G. Greco, M. Agostini, I. Tonazzini, D. Sallemi, S. Barone, et M. Cecchini, « Surface-Acoustic-Wave (SAW)-Driven Device for Dynamic Cell Cultures », *Anal. Chem.*, vol. 90, n° 12, p. 7450-7457, juin 2018, doi: 10.1021/acs.analchem.8b00972.
- [78] M. E. M. Stamp *et al.*, « Exploring the Limits of Cell Adhesion under Shear Stress within Physiological Conditions and beyond on a Chip », *Diagnostics*, vol. 6, n° 4, Art. n° 4, déc. 2016, doi: 10.3390/diagnostics6040038.
- [79] M. E. M. Stamp, M. S. Brugger, A. Wixforth, et C. Westerhausen, « Acoustotaxis – in vitro stimulation in a wound healing assay employing surface acoustic waves », *Biomater. Sci.*, vol. 4, n° 7, p. 1092-1099, 2016, doi: 10.1039/C6BM00125D.
- [80] « Vibration enhanced cell growth induced by surface acoustic waves as in vitro wound-healing model | PNAS ». Consulté le: 21 juillet 2022. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2005203117>
- [81] L. N. Tu *et al.*, « Shear stress associated with cardiopulmonary bypass induces expression of inflammatory cytokines and necroptosis in monocytes », *JCI Insight*, vol. 6, n° 1, p. e141341, doi: 10.1172/jci.insight.141341.
- [82] G. Follain *et al.*, « Influence de la mécanique des fluides sur la formation des métastases », *médecine/sciences*, vol. 36, n° 10, p. 872-878, oct. 2020, doi: 10.1051/medsci/2020158.
- [83] E. J. Ross *et al.*, « Three dimensional modeling of biologically relevant fluid shear stress in human renal tubule cells mimics in vivo transcriptional profiles », *Sci. Rep.*, vol. 11, n° 1, Art. n° 1, juill. 2021, doi: 10.1038/s41598-021-93570-5.
- [84] A. Borók, R. Kovács, et A. Bonyár, « Numerical Simulation of the Flow Field and Shear Stress in a Microfluidic System », in *2021 44th International Spring Seminar on Electronics Technology (ISSE)*, mai 2021, p. 1-5. doi: 10.1109/ISSE51996.2021.9467595.
- [85] S. Büyükköçak, M. B. Özer, et B. Çetin, « Numerical modeling of ultrasonic particle manipulation for microfluidic applications », *Microfluid. Nanofluidics*, vol. 17, n° 6, p. 1025-1037, déc. 2014, doi: 10.1007/s10404-014-1398-7.
- [86] H. Bruus, « Acoustofluidics 2: Perturbation theory and ultrasound resonance modes », *Lab. Chip*, vol. 12, n° 1, p. 20-28, 2012, doi: 10.1039/C1LC20770A.
- [87] J. Dual et T. Schwarz, « Acoustofluidics 3: Continuum mechanics for ultrasonic particle manipulation », *Lab. Chip*, vol. 12, n° 2, p. 244-252, déc. 2011, doi: 10.1039/C1LC20837C.
- [88] N. Sakamoto, Y. Ueki, M. Oi, T. Kiuchi, et M. Sato, « Fluid shear stress suppresses ICAM-1-mediated transendothelial migration of leukocytes in coculture model », *Biochem. Biophys. Res. Commun.*, vol. 502, n° 3, p. 403-408, juill. 2018, doi: 10.1016/j.bbrc.2018.05.182.
- [89] « How to reference COMSOL Multiphysics® software in papers and publications - Knowledge Base ». Consulté le: 5 juillet 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.comsol.com/support/knowledgebase/1223>
- [90] G. Kovacs, G. W. Lubking, M. J. Vellekoop, et A. Venema, « Love waves for (bio)-chemical sensing in liquids », in *IEEE 1992 Ultrasonics Symposium Proceedings*, oct. 1992, p. 281-285 vol.1. doi: 10.1109/ULTSYM.1992.275995.
- [91] C. McMullan, H. Mehta, E. Gizeli, H. Mehta, et C. R. Lowe, « Modelling of the mass sensitivity of the Love wave device in the presence of a viscous liquid », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 33, n° 23, p. 3053, déc. 2000, doi: 10.1088/0022-3727/33/23/307.

- [92] A. Ballato, « Piezoelectricity: old effect, new thrusts », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 42, n° 5, p. 916-926, sept. 1995, doi: 10.1109/58.464826.
- [93] J. Curie et P. Curie, « Développement par compression de l'électricité polaire dans les cristaux hémihédres à faces inclinées », *Bull. Minéralogie*, vol. 3, n° 4, p. 90-93, 1880, doi: 10.3406/bulmi.1880.1564.
- [94] G. Lippmann, « Principe de la conservation de l'électricité, ou second principe de la théorie des phénomènes électriques », *J. Phys. Théorique Appliquée*, vol. 10, n° 1, p. 381-394, 1881, doi: 10.1051/jphystap:0188100100038100.
- [95] W. P. Mason, « Piezoelectricity, its history and applications », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 68, n° S1, p. S39, août 2005, doi: 10.1121/1.2004710.
- [96] P. B. Muller, R. Barnkob, M. J. H. Jensen, et H. Bruus, « A numerical study of microparticle acoustophoresis driven by acoustic radiation forces and streaming-induced drag forces », *Lab. Chip*, vol. 12, n° 22, p. 4617, 2012, doi: 10.1039/c2lc40612h.
- [97] M. T. Sebastian, *Dielectric Materials for Wireless Communication*. Elsevier, 2010.
- [98] H. Wohltjen, « Mechanism of operation and design considerations for surface acoustic wave device vapour sensors », *Sens. Actuators*, vol. 5, n° 4, p. 307-325, juill. 1984, doi: 10.1016/0250-6874(84)85014-3.
- [99] C. K. Campbell, « Applications of surface acoustic and shallow bulk acoustic wave devices », *Proc. IEEE*, vol. 77, n° 10, p. 1453-1484, oct. 1989, doi: 10.1109/5.40664.
- [100] K. Yamanouchi et M. Takeuchi, « Applications for piezoelectric leaky surface waves », in *IEEE Symposium on Ultrasonics*, déc. 1990, p. 11-18 vol.1. doi: 10.1109/ULTSYM.1990.171319.
- [101] A. J. Slobodnik, « Surface acoustic waves and SAW materials », *Proc. IEEE*, vol. 64, n° 5, p. 581-595, mai 1976, doi: 10.1109/PROC.1976.10180.
- [102] N. Naumenko et L. Solie, « Optimal cuts of langasite, La/sub 3/Ga/sub 5/SiO/sub 14/ for SAW devices », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 48, n° 2, p. 530-537, mars 2001, doi: 10.1109/58.911736.
- [103] N. F. Naumenko et L. P. Solie, « Optimal cut of langasite for high performance SAW devices », in *1999 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. International Symposium (Cat. No.99CH37027)*, oct. 1999, p. 243-248 vol.1. doi: 10.1109/ULTSYM.1999.849395.
- [104] C. Caliendo, « Analysis of the acoustoelectric behavior of microwave frequency, temperature-compensated AlN-based multilayer coupling configurations », *J. Appl. Phys.*, vol. 104, n° 10, p. 104509, nov. 2008, doi: 10.1063/1.3028231.
- [105] A. J. Ricco, S. J. Martin, et T. E. Zipperian, « Surface acoustic wave gas sensor based on film conductivity changes », *Sens. Actuators*, vol. 8, n° 4, p. 319-333, déc. 1985, doi: 10.1016/0250-6874(85)80031-7.
- [106] A. F. Malik, Z. A. Burhanudin, V. Jeoti, U. Hashim, K. L. Foo, et M. C. Ismail, « Acoustic wavelength effects on the propagation of SAW on piezo-crystal and polymer substrates », in *RSM 2013 IEEE Regional Symposium on Micro and Nanoelectronics*, sept. 2013, p. 175-178. doi: 10.1109/RSM.2013.6706501.
- [107] Lord Rayleigh, « On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid », *Proc. Lond. Math. Soc.*, vol. s1-17, n° 1, p. 4-11, 1885, doi: 10.1112/plms/s1-17.1.4.

- [108] P. N. T. Wells, « Lord Rayleigh: John William Strutt, third Baron Rayleigh », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 54, n° 3, p. 591-596, mars 2007, doi: 10.1109/TUFFC.2007.281.
- [109] M. B. Dobrin, « Dispersion in seismic surface waves », *GEOPHYSICS*, vol. 16, n° 1, p. 63-80, janv. 1951, doi: 10.1190/1.1437652.
- [110] Y. V. Gulyaev, « Review of shear surface acoustic waves in solids », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 45, n° 4, p. 935-938, juill. 1998, doi: 10.1109/58.710563.
- [111] « Les ondes sismiques - SEIS / Mars InSight ». Consulté le: 17 janvier 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.seis-insight.eu/fr/public/sismologie-planetaire/les-ondes-sismiques>
- [112] R. M. White, « Surface elastic waves », *Proc. IEEE*, vol. 58, n° 8, p. 1238-1276, août 1970, doi: 10.1109/PROC.1970.7900.
- [113] S. Datta, *Surface acoustic wave devices*. Prentice Hall, 1986.
- [114] D. K. Frederick et A. B. Carlson, *Linear systems in communication and control*. John Wiley & Sons, 1971.
- [115] L. Li, K. Jia, E. Wu, Y. Zhu, et K. Yang, « Design of acoustofluidic device for localized trapping », *Biomicrofluidics*, vol. 14, n° 3, p. 034107, mai 2020, doi: 10.1063/5.0006649.
- [116] Y. Fan, X. Wang, J. Ren, F. Lin, et J. Wu, « Recent advances in acoustofluidic separation technology in biology », *Microsyst. Nanoeng.*, vol. 8, n° 1, Art. n° 1, sept. 2022, doi: 10.1038/s41378-022-00435-6.
- [117] K. Hanma et B. J. Hunsinger, « A Triple Transit Suppression Technique », in *1976 Ultrasonics Symposium*, sept. 1976, p. 328-331. doi: 10.1109/ULTSYM.1976.196692.
- [118] D. Royer et E. Deulesaint, *ondes élastiques dans les solides*. Mason et Cie Ed, 1996.
- [119] B. A. Auld, *Acoustic fields and waves in solids. Vol. 1: ...* New York, NY: Wiley, 1973.
- [120] J. K., Y. Q., et W. I., « Acoustic Wave Based Microfluidics and Lab-on-a-Chip », in *Modeling and Measurement Methods for Acoustic Waves and for Acoustic Microdevices*, M. G. Beghi, Éd., InTech, 2013. doi: 10.5772/56387.
- [121] B. Tiller, J. Reboud, M. Tassieri, R. Wilson, et J. M. Cooper, « Frequency dependence of microflows upon acoustic interactions with fluids », *Phys. Fluids*, vol. 29, n° 12, p. 122008, déc. 2017, doi: 10.1063/1.4999308.
- [122] D. Beyssen, « Conception, étude et réalisation de micro-capteurs et micro-actionneurs chimiques et biologiques à base de dispositifs à ondes acoustiques de surface », phdthesis, Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2006. Consulté le: 1 décembre 2020. [En ligne]. Disponible sur: <https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01746563>
- [123] T. Roux-Marchand, D. Beyssen, F. Sarry, et O. Elmazria, « Rayleigh Surface Acoustic Wave As an Efficient Heating System for Biological Reactions: Investigation of Microdroplet Temperature Uniformity », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 62, n° 4, p. 729-735, avr. 2015, doi: 10.1109/TUFFC.2014.006710.
- [124] T. Roux-Marchand, D. Beyssen, F. Sarry, et O. Elmazria, « Rayleigh Surface Acoustic Wave As an Efficient Heating System for Biological Reactions: Investigation of Microdroplet Temperature Uniformity », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 62, n° 4, p. 729-735, avr. 2015, doi: 10.1109/TUFFC.2014.006710.

- [125] F. Kiebert *et al.*, « 3D measurement and simulation of surface acoustic wave driven fluid motion: a comparison », *Lab. Chip*, vol. 17, n° 12, p. 2104-2114, 2017, doi: 10.1039/C7LC00184C.
- [126] H. Bruus, « Acoustofluidics 1: Governing equations in microfluidics », *Lab. Chip*, vol. 11, n° 22, Art. n° 22, 2011, doi: 10.1039/c1lc20658c.
- [127] M. Lanoy, C. Derec, A. Tourin, et V. Leroy, « Manipulating bubbles with secondary Bjerknes forces », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 21, p. 214101, nov. 2015, doi: 10.1063/1.4936259.
- [128] P. Kr. Das, A. D. Snider, et V. R. Bhethanabotla, « Acoustothermal heating in surface acoustic wave driven microchannel flow », *Phys. Fluids*, vol. 31, n° 10, p. 106106, oct. 2019, doi: 10.1063/1.5121307.
- [129] J. Kondoh, N. Shimizu, Y. Matsui, et S. Shiokawa, « Liquid heating effects by SAW streaming on the piezoelectric substrate », *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 52, n° 10, p. 1881-1883, oct. 2005, doi: 10.1109/TUFFC.2005.1561646.
- [130] D. Beyssen, L. Le Brizoual, O. Elmazria, P. Alnot, I. Perry, et D. Maillet, « 6I-2 Droplet Heating System Based on SAW/Liquid Interaction », in *2006 IEEE Ultrasonics Symposium*, Vancouver, BC, Canada: IEEE, 2006, p. 949-952. doi: 10.1109/ULTSYM.2006.251.
- [131] K. Kulkarni, J. Friend, L. Yeo, et P. Perlmutter, « Surface acoustic waves as an energy source for drop scale synthetic chemistry », *Lab. Chip*, vol. 9, n° 6, p. 754, 2009, doi: 10.1039/b819217k.
- [132] B. H. Ha *et al.*, « Acoustothermal heating of polydimethylsiloxane microfluidic system », *Sci. Rep.*, vol. 5, n° 1, p. 11851, déc. 2015, doi: 10.1038/srep11851.
- [133] R. J. Shilton *et al.*, « Rapid and Controllable Digital Microfluidic Heating by Surface Acoustic Waves », *Adv. Funct. Mater.*, vol. 25, n° 37, p. 5895-5901, oct. 2015, doi: 10.1002/adfm.201501130.
- [134] P. B. Muller et H. Bruus, « Numerical study of thermoviscous effects in ultrasound-induced acoustic streaming in microchannels », *Phys. Rev. E*, vol. 90, n° 4, p. 043016, oct. 2014, doi: 10.1103/PhysRevE.90.043016.
- [135] A. Y. Rednikov et S. S. Sadhal, « Acoustic/steady streaming from a motionless boundary and related phenomena: generalized treatment of the inner streaming and examples », *J. Fluid Mech.*, vol. 667, p. 426-462, janv. 2011, doi: 10.1017/S0022112010004532.
- [136] M. Červenka et M. Bednařík, « Effect of inhomogeneous temperature fields on acoustic streaming structures in resonators », *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 141, n° 6, p. 4418-4426, juin 2017, doi: 10.1121/1.4985386.
- [137] S. K. Gandhi, R. J. Field, et J. R. Shealy, « Zinc Oxide Films Prepared By Sol-gel Spin-coating », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 3, 1980.
- [138] G. A. Nyberg et R. A. Buhrman, « Summary Abstract: Preparation and optical properties of reactively evaporated VO₂ thin films », *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 2, n° 2, p. 301-302, avr. 1984, doi: 10.1116/1.572587.

- [139] M. B. Assouar, M. El Hakiki, O. Elmazria, P. Alnot, et C. Tiusan, « Synthesis and microstructural characterisation of reactive RF magnetron sputtering AlN films for surface acoustic wave filters », *Diam. Relat. Mater.*, vol. 13, n° 4, p. 1111-1115, avr. 2004, doi: 10.1016/j.diamond.2003.11.064.
- [140] M. A. L. Johnson, S. Fujita, W. H. Rowland, W. C. Hughes, J. W. Cook, et J. F. Schetzina, « MBE growth and properties of ZnO on sapphire and SiC substrates », *J. Electron. Mater.*, vol. 25, n° 5, p. 855-862, mai 1996, doi: 10.1007/BF02666649.
- [141] « Cibles de Sputtering - Pulvérisation cathodique », Neyco. Consulté le: 29 septembre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.neyco.fr/fr/page/les-cibles-de-sputtering-pour-la-pulverisation-cathodique>
- [142] « KAM-LOR-PMGI-Data-Sheet-11719.pdf ». Consulté le: 20 octobre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://kayakuam.com/wp-content/uploads/2019/09/KAM-LOR-PMGI-Data-Sheet-11719.pdf>
- [143] D. Bonnet, « Vélométrie par images de particules (PIV) pour le diagnostic d'écoulements dans la boucle d'air automobile ».
- [144] M. K. Amara et C. Özkul, « Vélométrie par imagerie de particules holographique: enregistrement simultané de plusieurs nappes par codage de cohérence dans un cristal photoréfractif Holographic particle image velocimetry: simultaneous recording of several light sheets by coherence encoding in a photorefractive crystal », *J. Opt.*, vol. 28, n° 4, p. 173, août 1997, doi: 10.1088/0150-536X/28/4/005.
- [145] R. J. Adrian, « Image shifting technique to resolve directional ambiguity in double-pulsed velocimetry », *Appl. Opt.*, vol. 25, n° 21, p. 3855-3858, nov. 1986, doi: 10.1364/AO.25.003855.
- [146] L. GOSS, M. POST, D. TRUMP, B. SARKA, et C. MACARTHUR, « A novel technique for blade-to-blade velocity measurements in a turbine cascade », in *25th Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics. doi: 10.2514/6.1989-2691.
- [147] R. D. Keane et R. J. Adrian, « Theory of cross-correlation analysis of PIV images », *Appl. Sci. Res.*, vol. 49, n° 3, p. 191-215, juill. 1992, doi: 10.1007/BF00384623.
- [148] R. D. Keane, R. J. Adrian, et Y. Zhang, « Super-resolution particle imaging velocimetry », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 6, n° 6, p. 754, juin 1995, doi: 10.1088/0957-0233/6/6/013.
- [149] F. Pereira et M. Gharib, « Defocusing digital particle image velocimetry and the three-dimensional characterization of two-phase flows », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 13, n° 5, p. 683, mars 2002, doi: 10.1088/0957-0233/13/5/305.
- [150] H. Richard et M. Raffel, « Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method », *Meas. Sci. Technol.*, vol. 12, n° 9, p. 1576, août 2001, doi: 10.1088/0957-0233/12/9/325.
- [151] S. A. Tilat, « Détection et localisation de particules dans des images PIV via des approches parcimonieuses à grille ».
- [152] « Corning® Plaques de culture cellulaire à fond plat Costar® - Dishes, Plates and Flasks Food and Beverage Specimen Collection and Media ». Consulté le: 31 octobre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.fishersci.fr/shop/products/costar-cell-culture-plates-2/10065370>

- [153] R. E. Hammah, T. Yacoub, B. Corkum, et J. H. Curran, « The Practical Modelling of Discontinuous Rock Masses with Finite Element Analysis », présenté à The 42nd U.S. Rock Mechanics Symposium (USRMS), OnePetro, juin 2008. Consulté le: 15 septembre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://dx.doi.org/>
- [154] L. Komzsisik, *What Every Engineer Should Know about Computational Techniques of Finite Element Analysis, Second Edition*. CRC Press, 2009.
- [155] C. A. Brebbia, J. C. F. Telles, et L. C. Wrobel, *Boundary Element Techniques: Theory and Applications in Engineering*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [156] A. Venkatachalam, W. T. James, et S. Graham, « Electro-thermo-mechanical modeling of GaN-based HFETs and MOSHFETs », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 26, n° 8, p. 085027, juin 2011, doi: 10.1088/0268-1242/26/8/085027.
- [157] « pi.math.cornell.edu/~demlow/425/index.html ». Consulté le: 26 octobre 2023. [En ligne]. Disponible sur: <https://pi.math.cornell.edu/~demlow/425/index.html>
- [158] X. Ding *et al.*, « Surface acoustic wave microfluidics », *Lab. Chip*, vol. 13, n° 18, p. 3626-3649, août 2013, doi: 10.1039/C3LC50361E.
- [159] T. Asakura, K. Adachi, M. Shapiro, S. Friedman, et E. Schwartz, « Mechanical precipitation of hemoglobin köln », *Biochim. Biophys. Acta*, vol. 412, n° 2, Art. n° 2, déc. 1975, doi: 10.1016/0005-2795(75)90034-3.
- [160] Y. Xie, F. Wang, W. Zhong, E. Puscheck, H. Shen, et D. A. Rappolee, « Shear Stress Induces Preimplantation Embryo Death That Is Delayed by the Zona Pellucida and Associated with Stress-Activated Protein Kinase-Mediated Apoptosis1 », *Biol. Reprod.*, vol. 75, n° 1, p. 45-55, juill. 2006, doi: 10.1095/biolreprod.105.049791.
- [161] G. Greco, M. Agostini, S. Barone, et M. Cecchini, « Embryo development in dynamic microfluidic systems », *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 250, p. 525-532, oct. 2017, doi: 10.1016/j.snb.2017.04.186.
- [162] K. Matsuura *et al.*, « Improved development of mouse and human embryos using a tilting embryo culture system », *Reprod. Biomed. Online*, vol. 20, n° 3, p. 358-364, mars 2010, doi: 10.1016/j.rbmo.2009.12.002.
- [163] X. Xu *et al.*, « Low shear stress regulates vascular endothelial cell pyroptosis through miR-181b-5p/STAT-3 axis », *J. Cell. Physiol.*, vol. 236, n° 1, p. 318-327, 2021, doi: 10.1002/jcp.29844.
- [164] S. Shiokawa, Y. Matsui, et T. Ueda, « Liquid streaming and droplet formation caused by leaky Rayleigh waves », in *Proceedings., IEEE Ultrasonics Symposium*, oct. 1989, p. 643-646 vol.1. doi: 10.1109/ULTSYM.1989.67063.
- [165] M. Alghane, Y. Q. Fu, B. X. Chen, Y. Li, M. P. Y. Desmulliez, et A. J. Walton, « Frequency effect on streaming phenomenon induced by Rayleigh surface acoustic wave in microdroplets », *J. Appl. Phys.*, vol. 112, n° 8, p. 084902, oct. 2012, doi: 10.1063/1.4758282.
- [166] « Système microfluidique à onde élastique de surface : vers la duplication d'ADN par PCR », These de doctorat, Université de Lorraine, 2013. Consulté le: 1 décembre 2020. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.theses.fr/2013LORR0259>
- [167] C. G. L. Furmidge, « Studies at phase interfaces. I. The sliding of liquid drops on solid surfaces and a theory for spray retention », *J. Colloid Sci.*, vol. 17, n° 4, p. 309-324, avr. 1962, doi: 10.1016/0095-8522(62)90011-9.

- [168] E. B. D. V et R. T.-P. Chow, « On the ability of drops or bubbles to stick to non-horizontal surfaces of solids », *J. Fluid Mech.*, vol. 137, p. 1-29, déc. 1983, doi: 10.1017/S002211208300227X.
- [169] N. Zhao *et al.*, « Fabrication of Biomimetic Superhydrophobic Coating with a Micro-Nano-Binary Structure », *Macromol. Rapid Commun.*, vol. 26, n° 13, p. 1075-1080, 2005, doi: <https://doi.org/10.1002/marc.200500188>.
- [170] N. Zhao, L. Weng, X. Zhang, Q. Xie, X. Zhang, et J. Xu, « A Lotus-Leaf-Like Superhydrophobic Surface Prepared by Solvent-Induced Crystallization », *ChemPhysChem*, vol. 7, n° 4, p. 824-827, 2006, doi: <https://doi.org/10.1002/cphc.200500698>.